

Einzelne Quantenpunkte in elektrisch abstimmbaren Diodenstrukturen: Photolumineszenz und kohärente Photostromspektroskopie

Dem Department Physik der Universität Paderborn
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von

Simon Gordon

Paderborn, 2017

Promotionskommission

Prof. Dr. Torsten Meier

Prof. Dr. Artur Zrenner

Prof. Dr. Dirk Reuter

Dr. Thomas Riedl

Zusammenfassung

Für die Quantenkryptografie über lange Strecken werden einzelne Photonen im Wellenlängenbereich der Telekommunikationsglasfasern benötigt. Passende Einzelphotonquellen im Wellenlängenbereich um $1,5 \mu\text{m}$ können mit InAs-Quantenpunkten auf einem InP-Substrat realisiert werden. In dieser Arbeit werden einzelne Quantenpunkte in Photolumineszenzmessungen und Photostrommessungen bei der Temperatur des flüssigen Heliums untersucht. Die Quantenpunkte sind dabei in die intrinsische Schicht einer Diode eingebettet, damit die Photostromdetektion möglich wird und die Übergangsenergie der Quantenpunktzustände über den Quantum-Confined-Stark-Effekt abgestimmt werden kann. Neutrale und geladene Mehrteilchenzustände in InAs/GaAs-Quantenpunkten werden durch Variation der Diodenspannung gezielt hergestellt und mittels leistungsabhängiger Photolumineszenzmessungen untersucht. In hochauflösenden und polarisationsabhängigen Photostrommessungen an InAs/InP-Quantenpunkten bei $1,5 \mu\text{m}$ können die Feinstrukturaufspaltung und die Linienbreite des neutralen Exzitons zu $85 \mu\text{eV}$ und $8 \mu\text{eV}$ bestimmt werden. Mit der daraus resultierenden Dephasierungszeit von 164 ps kann ferner die kohärente Kontrolle des neutralen Exzitons mit Pikosekunden-Laserpulsen demonstriert werden. In Photostrommessungen wird dabei eine Inversionswahrscheinlichkeit von über 90% nachgewiesen. Rabi-Oszillationen können bis zu einer Pulsfläche von $3,5 \pi$ beobachtet werden. Dies eröffnet eine realistische Perspektive zur deterministischen Anregung von Einzelphotonquellen im Telekommunikationsband mittels π -Puls Präparation.

Abstract

For long distance quantum cryptography, single photons in the wavelength band of optical fibers are necessary. Suitable single photon sources can be realized with InAs quantum dots grown on InP substrate in the wavelength regime of 1.5 μm . In this dissertation, single InAs quantum dots were investigated by photoluminescence measurements and photocurrent measurements at liquid helium temperature. The quantum dots were embedded in the intrinsic region of a diode so that photocurrent detection was possible and the transition energy of the states of the quantum dots can be tuned by the quantum confined Stark effect. Neutral and charged multi particle states of InAs/GaAs quantum dots were prepared by variation of the voltage of the diode and were investigated by power dependent photoluminescence measurements. By high resolution and polarization dependent photocurrent measurements of InAs/InP quantum dots at 1.5 μm , the fine structure splitting and the linewidth of the neutral exciton were determined to be 85 μeV and 8 μeV respectively. The resulting dephasing time of 164 ps allows to demonstrate the coherent control of the neutral exciton by picosecond laser pulses. In the photocurrent measurements, an inversion probability of more than 90 % was demonstrated. The Rabi oscillations were observed up to a pulse area of 3.5π . This opens a realistic perspective for the deterministic excitation of single photon source in the wavelength band of optical fibers by π pulse preparation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation.....	1
1.1	Fernziel Quantenkryptografie.....	2
1.2	Zielsetzung dieser Arbeit	6
1.3	Aufbau der Arbeit	7
2	Grundlagen.....	9
2.1	Quantenpunkte – Herstellungsverfahren	9
2.2	Quantenpunkte – Elektronische und optische Eigenschaften	15
2.3	Verwendete Materialsysteme	27
2.4	Optik am Zweiniveausystem.....	28
2.5	Quantum-Confined-Stark-Effekt.....	39
2.6	Verwendete Messmethoden	40
3	Design und Herstellung der Proben.....	45
3.1	InAs/InP-Probe	45
3.2	InAs/GaAs-Probe	54
4	Versuchsaufbau.....	57
4.1	Elektrischer Aufbau	58
4.2	Kohärente Lichtquellen	59
4.3	Spektrometer	63
4.4	Probenstab und Justage	67
5	Ergebnisse	73
5.1	Vorcharakterisierung.....	74
5.2	Photolumineszenzmessungen	75
5.3	Photostromspektroskopie	87
5.4	Spektrale Diffusion	93
5.5	Zusammenfassung der cw-Messungen	96
5.6	Kohärente Messungen	99
6	Fazit und Ausblick.....	109
	Literaturangaben.....	111
A	Anhang	127
A.1	Weitere Messergebnisse der Quantenpunkte.....	127
A.2	Eingabe-Code für nextnano	135
A.3	Details zur Technologie	138
A.4	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	142

1 Einleitung und Motivation

Die Funktionsweise vieler moderner Geräte und Bauteile, zum Beispiel eines Lasers oder eines Halbleiterchips, kann mit der Quantenphysik verstanden werden. Die physikalischen Effekte werden nahezu perfekt durch die Quantentheorie beschrieben. Eine vollständige theoretische Modellierung wird nur durch die große Anzahl der beteiligten Teilchen beschränkt. Kohärente Quantenzustände sind für die Funktionsweise dieser Geräte jedoch nicht von Bedeutung. Theoretische Konzepte und erste Demonstrationsversuche versprechen Geräte mit völlig neuen Eigenschaften, wenn die Funktionsweise auf kohärenten Quantenzuständen beruht. Zum Beispiel wäre es mit diesen Geräten im Bereich der Informationstechnologie möglich, Nachrichten beweisbar sicher zu übertragen [1] oder mit einem Quantencomputer [2 bis 4] ließen sich manche Aufgaben mit exponentiell weniger Rechenschritten lösen als mit einem klassischen Computer. Sicherlich würden diese Geräte auch unser intuitives Verständnis der manchmal unanschaulichen Quantenphysik fördern.

Bereits heute werden kohärente Quantenzustände zum Beispiel in der Supraleitung [5, 6] oder in Atomuhren [7] ausgenutzt. Mit den zurzeit zur Verfügung stehenden Technologien ist es jedoch bis jetzt nicht gelungen, komplexe Geräte, wie einen Quantencomputer von praktischem Nutzen, zu bauen. Es besteht noch nicht einmal Einigkeit darüber, welcher Ansatz der erfolgversprechendste ist. Sehr aktiv wird im Moment auf dem Forschungsgebiet der Quantenkryptografie gearbeitet. So fördert das Bundesministerium für Bildung und Forschung auf dem Gebiet der Quantenkryptografie in den letzten Jahren Projekte mit mehr als 20 Mio. € [8, 9]. In dem Verbundprojekt „Quanten-Repeater-Plattform mit Methoden der Quantenoptik und auf Basis von Halbleitern (Q.com)“ sollen Teilsysteme für die quantenkryptografisch gesicherte Informationsübertragung mittels Quantenrepeatern entwickelt werden.

Ein großer Teil dieser Arbeit wurde im Zusammenhang mit dem Teilprojekt „Q.com-H: Quanten-Repeater-Plattformen auf der Basis von Halbleitern“ bearbeitet. Als aktive Halbleitermaterialien kommen hierbei Quantenpunkte zum Einsatz.

Das Fernziel, die Quantenkryptografie, wird im nächsten Abschnitt vorgestellt. Die konkrete Zielsetzung dieser Arbeit wird im Abschnitt 1.2 beschrieben. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird der Aufbau der weiteren Arbeit skizziert.

1.1 Fernziel Quantenkryptografie

In der Quantenkryptografie werden Informationen unter Verwendung der Gesetze der Quantenphysik gesichert. Bei dem Verfahren des Quantenschlüsselaustauschs¹ wird über einen Quantenkanal im ersten Schritt eine zufällige Bitfolge an die beiden Kommunikationspartner verteilt, ohne dass eine dritte Partei Wissen über diese Bitfolge erhält. Mit der geheimen Bitfolge wird im zweiten Schritt eine beliebige Nachricht verschlüsselt. Zur Verschlüsselung kann zum Beispiel das One-Time-Pad [10] eingesetzt werden, welches informationstheoretisch sicher ist. Die verschlüsselte Nachricht wird schließlich im dritten Schritt über einen beliebigen klassischen Kanal übertragen. Die Sicherheit des Quantenschlüsselaustauschs wird nicht durch einen mathematischen Algorithmus gewährleistet, sondern durch die Verteilung einer zufälligen geheimen Bitfolge nach den Regeln der Quantenphysik und beruht daher auf deren Gültigkeit.

Im Jahr 1984 veröffentlichten Charles Bennett und Gilles Brassard das Protokoll BB84 [1] zur Implementierung des Quantenschlüsselaustauschs. Es basiert auf den Grundideen, dass nichtorthogonale Zustände nicht gleichzeitig gemessen werden können und dass unbekannte Quantenzustände nicht kopiert werden können. Die Funktionsweise des BB84-Protokolls ist in Tabelle 1.1 dargestellt. Um zwischen den beiden Parteien A und B eine geheime und zufällige Bitfolge zu erzeugen, präpariert und versendet A einzelne Photonen zufällig in einer der vier Polarisationsrichtungen horizontal \leftrightarrow , vertikal \updownarrow , rechtsdiagonal \nearrow oder linksdiagonal \nwarrow . B misst die empfangenen Photonen zufällig in der Horizontalvertikalbasis \oplus oder in der Diagonalebasis \otimes . A und B tauschen sich öffentlich über die verwendeten Basen aus und verwerfen alle Ergebnisse in denen die Basen nicht übereinstimmen. Die Messungen mit gleicher Basis werden als Bitfolge interpretiert, indem horizontal- und rechtsdiagonal-polarisierten Photonen der Wert 0 zugeordnet wird und vertikal- und linksdiagonal-polarisierten Photonen der Wert 1 zugeordnet wird. Ein Teil dieses Rohschlüssels wird öffentlich verglichen, um die Fehlerrate der Übertragung abzuschätzen. Da als Informationsträger einzelne Photonen verwendet werden und die gewählten Basen unbekannt sind, kann ein Dritter die Polarisation der Photonen nicht bestimmen oder die Photonen kopieren ohne sie zu verändern. Dies würden A und B an einer erhöhten Fehlerrate feststellen und die Kommunikation an dieser Stelle abbrechen. Liegt die Fehlerrate unter einer festgelegten Schwelle, werden mögliche Fehler im Rohschlüssel durch klassische Fehlerkorrekturverfahren entfernt. Mögliches Wissen, das ein Lauscher bis jetzt über den Schlüssel gewonnen hat, wird mit dem im

¹ im Englischen: „quantum key distribution“; abgekürzt mit „QKD“; im Deutschen auch als Quantenschlüsselverteilung bezeichnet

Englischen privacy amplification² genannten Verfahren unter einen gewünschten Wert reduziert.

Tabelle 1.1: Beispielsequenz des BB84-Protokolls

von A präparierte und gesendete Photonen	↔	↔	↔	↕	↕	↕	↗	↗	↗	↘	↘	↘
von B verwendete Basis	⊕	⊗	⊗	⊕	⊗	⊗	⊗	⊕	⊕	⊗	⊕	⊕
von B gemessene Polarisation	↔	↘	↗	↕	↗	↗	↗	↕	↕	↘	↔	↕
gleiche Basis	✓			✓			✓			✓		
übertragene Bitfolge (Rohschlüssel)	0			1			0			1		

Reale Komponenten beschränken nicht nur die erreichbare Schlüsselrate über eine gegebene Entfernung, sondern auch die maximale Distanz, über die eine sichere Verbindung aufgebaut werden kann. Weist die verwendete Strecke eine Transmission von 20 % auf, so erwartet der Empfänger B in 20 % der Fälle mindestens ein Photon. Hierbei wird ein idealer Photodetektor angenommen, der jedoch nicht die Anzahl der Photonen auflösen kann. Die verwendete Einzelphotonquelle soll mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % ein einzelnes Photon emittieren und mit einer Wahrscheinlichkeit von 10 % mehr als ein Photon emittieren. Wird die Strecke verlängert, so dass die Transmission nur noch 10 % beträgt, dann kann ein Lauscher mit folgendem Vorgehen das Sicherheitskonzept umgehen: Er blockt alle Pulse, die nur ein Photon enthalten. Die Multiphotonpulse teilt er auf. Ein Photon speichert er, die übrigen Photonen sendet er über einen idealen Quantenkanal an den Empfänger B, der – wie erwartet – in 10 % der Fälle ein Photon registriert. Nachdem sich die beiden Parteien A und B öffentlich über die verwendeten Basen ausgetauscht haben, holt der Lauscher die gleichen Messungen an den gespeicherten Photonen nach und hat dadurch den gleichen Informationsstand wie B. Die maximale Länge der Übertragungsstrecke wird durch diesen Photonen-Anzahlteilungs-Angriff³ [11] auf den Wert beschränkt, bei dem die Transmission der Strecke gleich der Multiphotonrate der Quelle ist. Dieser Angriff kann durch das absichtliche Einfügen von sogenannten Köder-Pulsen⁴ [12] entdeckt werden. In Abbildung 1.1 a) ist der notwendige Aufbau zur Implementierung eines Decoy-State-BB84-Protokolls dargestellt. Wie in der ursprünglichen Version des BB84-Protokolls werden Lichtpulse mit zufällig ausgewählter Polarisationsrichtungen versendet und beim Empfänger wird die Polarisationsrichtung der Lichtpulse in einer der beiden Polarisationsbasen gemessen, wobei die Basis zufällig über einen Strahlteiler gewählt wird. Zusätzlich variiert der

² im Deutschen könnte diese Verfahren mit „Vergrößerung der Privatsphäre“ oder „Verstärkung der Heimlichkeit“ übersetzt werden

³ im Englischen: „photon-number-splitting (PSN) attack“

⁴ im Englischen: „decoy-pulses“

Sender in diesem Protokoll die Amplitude der Lichtpulse zufällig zwischen den Werten für Signal- und Köderpulse. Nach Abschluss der Messungen werden die Basis und die Amplitude der Lichtpulse vom Sender bekannt gegeben. Durch Vergleichen des Anteils der detektierten Signalphulse mit dem Anteil der detektierten Köderpulse kann ein möglicher Lauscher erkannt werden. Die erreichbare Schlüsselrate über die Dämpfung der Strecke wird in Abbildung 1.1 b) für das Decoy-State-BB84-Protokoll, für das BB84-Protokoll mit abgeschwächten Laserpulsen und das BB84-Protokoll mit einer Einzelphotonenquelle gezeigt. Mit Hilfe des Decoy-State-BB84-Protokolls kann eine sichere Verbindung über eine deutlich größere Strecke als mit dem BB84-Protokoll unter Verwendung von abgeschwächten Laserpulsen hergestellt werden. Die Schlüsselrate des Decoy-State-BB84-Protokolls skaliert linear mit der Transmission der Strecke genauso wie die Schlüsselrate des BB84-Protokolls mit einer Einzelphotonenquelle. Im Gegensatz dazu skaliert die Schlüsselrate des BB84-Protokolls mit abgeschwächten Laserpulsen nur quadratisch mit der Transmission der Strecke.

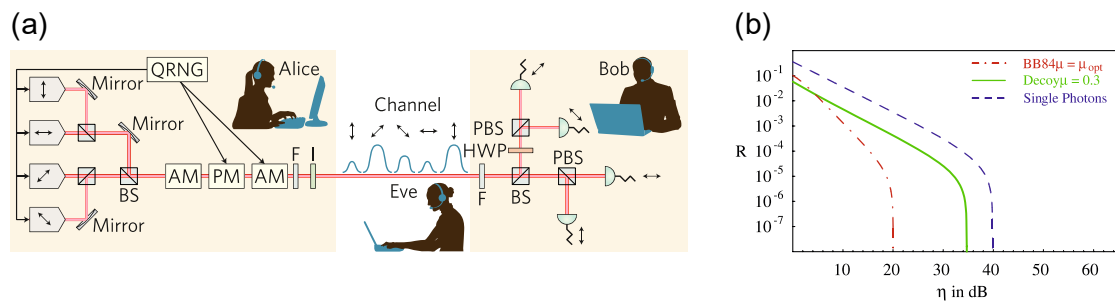


Abbildung 1.1: a) Schematische Darstellung des Decoy-State-BB84-Protokolls. Für jede der vier Polarisationsrichtungen wird ein Laser verwendet. Die Köder-Pulse werden mit einem Amplitudenmodulator (AM) erzeugt. Auf Bobs Seite wird ein 50:50 Strahlteiler (BS) verwendet, um die Basis zufällig zu wählen. QRNG: Quantenzufallszahlengenerator; PM: Phasenmodulator; F: optischer Filter; I: optischer Isolator; HWP: Halbwellenplättchen; PBS: polarisierender Strahlteiler. [13] b) Sichere Schlüsselrate R aufgetragen gegen die Transmission η der Strecke. Beim BB84-Protokoll mit abgeschwächten Laserpulsen wird die mittlere Photonenzahl μ an die Transmission angepasst, beim Decoy-State-BB84-Protokoll ist die mittlere Photonenzahl $\mu = 0,3$ und beim BB84-Protokoll mit einzelnen Photonen entspricht die Photonenzahl $\mu = 0,3$. [14]

Die maximal übertragbare sichere Schlüsselrate wurde in der Literatur für den allgemeinen Fall berechnet [15], dabei ist zum Beispiel auch ein nicht optimaler Detektor berücksichtigt. Ferner wurde die sichere Komposition⁵ des Quantenschlüsselaustauschs bewiesen [16, 17], diese Eigenschaft stellt sicher, dass bei der Kombination mehrerer Protokolle zu komplexen Verschlüsselungssystemen keine Sicherheitslücken entstehen. Neben dem genannten Decoy-State-BB84-Protokoll gibt es viele Modifikationen des diskreten Quantenschlüsselaustauschs. Zum Beispiel werden andere orthogonale Zustände wie die Phase [18], Zeitslitze [19] oder die

⁵ im Englischen: „universal composability“

Frequenz verwendet. Andere Protokolle benutzen verschränkte Photonenpaare [20] oder kontinuierliche Variablen [21]. Die Protokolle mit kontinuierlichen Variablen können sowohl mit gequetschten als auch mit kohärenten [22] Zuständen realisiert werden.

Wie bereits in Abbildung 1.1 b) angedeutet, zeigt sich, dass eine Einzelphotonenquelle verwendet werden muss, wenn bei einem diskreten Protokoll der Quantenschlüssel über eine möglichst lange Strecke ausgetauscht werden soll. Darüber hinaus kann die Strecke mit einem Quantenrelay [23, 24] oder einem Quantenrepeater [25] verlängert werde. Ein Quantenrelay nutzt die Technik des Verschränkungs-austausches⁶ und der Quantenteleportation, um mit Hilfe von Bell-Messungen und verschränkten Photonen-Paaren die maximale Reichweite zu erhöhen. Die Schlüsselrate wird mit einem Quantenrelay jedoch nicht erhöht. Die exponentielle Skalierung der Absorption und des Rauschens kann durch einen Quantenrepeater mit polynomisch skalierenden Ressourcen überwunden werden. Dazu werden Verschränkungs-austausch, Quantenspeicher und Verschränkungsdestillation⁷ eingesetzt.

Der erste Quantenschlüsselaustausch wurde im Jahr 1992 über eine Strecke von 32 cm demonstriert [26]. Seitdem wurden die Freiraumübertragung und die Glasfaserübertragung weiter optimiert. Auf einer Freiraumübertragungstrecke konnte inzwischen mit einem Decoy-State-BB84-Protokoll eine sichere Schlüsselrate von 12,8 bit/s über 144 km erreicht werden [14]. Zwischen einem Satelliten in 500 km Höhe und der Bodenstation wurde eine sichere Schlüsselrate in der Größenordnung von 1 kbit/s realisiert [27]. Pro Überflug ist die Verbindung zwischen Satellit und Bodenstation für ungefähr 5 min verfügbar. Durch eine Glasfaser erfolgte eine Übertragung über eine Strecke von 307 km mit einer Schlüsselrate von 3,2 bit/s [28]. Als Codierungsbasis dienten in diesem Fall Zeitschlitze, da die Polarisation in konventionellen Glasfasern nicht erhalten bleibt.

Neben diesen Demonstrationsversuchen gibt es bereits Produkte, mit denen der Quantenschlüsselaustausch zwischen zwei – bis zu 140 km voneinander entfernten – Teilnehmern realisiert werden kann. Der fasergebundene Quantenschlüsselaustausch der Firmen ID Quantique [29] und MagiQ Technologies [30] basiert auf einem modifizierten BB84-Protokoll, wobei abgeschwächte Laserpulse in verschiedenen Zeitschlitzen als Basis verwendet werden. Die Firma Sequarenet [31] implementiert ein Protokoll mit kontinuierlichen Variablen. Dies hat den Vorteil, dass Standardbauteile aus der Faserkommunikation, wie zum Beispiel Homodyndetektoren, eingesetzt

⁶ im Englischen: „entanglement swapping“

⁷ im Englischen: „entanglement purification“

werden können. Mit dem erzeugten Schlüssel wird eine konventionelle Netzwerkverbindung gesichert. Diese Verbindung wird aufgrund der niedrigen sicheren Schlüsselrate jedoch nicht mit dem One-Time-Pad abgesichert, sondern es wird das Verschlüsselungsverfahren Advanced-Encryption-Standard⁸ [32] eingesetzt. Im Einsatz befinden sich diese Produkte unter anderem in Netzwerken in Boston [33], in Wien [34], in Genf [35], in Hefei (China) [36], in Tokio [37] und in Columbus (Ohio) [38]. In Planung befindet sich der Aufbau eines landesweiten Netzes in den USA [39]. In China ist ein Netz zwischen Beijing und Shanghai geplant [40]. Die Sicherheit dieser Netze wird durch sichere Verbindungsknoten zwischen den einzelnen Streckensegmenten gewährleistet. In den Knoten wird der Schlüssel klassisch zwischen den Streckensegmenten umgesetzt und die beste Route durch das weitere Netz wird bestimmt. Die Sicherheit dieser Netze wird somit nicht nur durch die Quantenmechanik bestimmt, sondern auch durch die Sicherheit der Knoten und des Advanced-Encryption-Standards.

1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

In dieser Arbeit sollen die kohärenten Eigenschaften von einzelnen InAs-Quantenpunkten auf InP im Telekommunikationsband untersucht werden. Dazu werden Methoden der Photolumineszenz- und der Photostromspektroskopie angewendet. Wie im vorhergehenden Abschnitt dargestellt, sind Einzelphotonenquellen für das Verfahren des Quantenschlüsselaustauschs ein entscheidendes Bauteil. In der Vergangenheit konnten Einzelphotonenquellen mit guten Eigenschaften realisiert werden, indem einzelne Quantenpunkte mit π -Pulsen kohärent angeregt wurden. Die emittierten Photonen wiesen eine hohe Ununterscheidbarkeit auf [41]. Auch war es auf ähnliche Weise möglich, sowohl polarisations- [42] als auch zeitschlitzverschränkte [43] Photonen zu erzeugen. Da die Wellenlänge der erzeugten Photonen im Bereich um 900 nm liegt, sind diese Photonen nicht für die Glasfaserkommunikation geeignet. Der Absorptionskoeffizient der Telekommunikationsglasfasern bei 900 nm ist um eine Größenordnung höher als der Absorptionskoeffizient bei 1550 nm. Um Photonen im Telekom-O-Band um 1,3 μm zu erzeugen, wurden auf GaAs-basierende Quantenpunkte mit speziellen Techniken, wie spannungsreduzierenden Schichten, gewachsen [44]. Für diese Quantenpunkte konnte die kohärente Kontrolle [45] und die Einzelphotonenemission [46, 47] gezeigt werden. Um die Telekom-C- und -L-Bänder von 1,53 μm bis 1,625 μm zu erreichen, wurden Quantenpunkte auf Basis von InAs/InP hergestellt. Einzelphotonenquellen wurden bereits umgesetzt, indem die Quantenpunkte nichtresonant optisch [48, 49]

⁸ abgekürzt mit: „AES“

oder elektrisch [50] gepumpt wurden. Die Untersuchung der kohärenten Eigenschaften der InAs/InP-Quantenpunkte in dieser Arbeit soll dazu beitragen, in Zukunft Einzelphotonenquellen bei $1,5\ \mu\text{m}$ mit fortgeschrittenen Anregungsschemata umzusetzen. Hierzu muss die kohärente Präparation des Systems nachgewiesen werden. Darüber hinaus wäre es hilfreich, wenn weitere Eigenschaften der Quantenpunkte genauer bestimmt würden, wie die Dephasierungszeit, die Feinstrukturaufspaltung und die Polarisations-eigenschaften. Wünschenswert wäre es auch, neutrale und geladene Mehrteilchenzustände gezielt herzustellen und mit Ergebnissen an InAs/GaAs-Quantenpunkten zu vergleichen.

1.3 Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit ist in sechs Kapitel gegliedert:

Dieses Kapitel – Kapitel 1 – dient als Einleitung. In ihm wird das Thema der Arbeit motiviert, die Quantenkryptografie wird als Fernziel vorgestellt und die Zielsetzung sowie der Aufbau dieser Arbeit werden beschrieben.

Im Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen vorgestellt, soweit sie für das weitere Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Die verschiedenen Quantenpunkte und deren Herstellungsverfahren sowie die neutralen und geladenen Mehrteilchenzustände einschließlich ihrer Wechselwirkung mit dem Lichtfeld werden beschrieben. Ausgesuchte Eigenschaften der eingesetzten Materialien werden aufgelistet. Die Licht-Materie-Wechselwirkung am Zweiniveausystem wird erläutert. Der für diese Arbeit bedeutende Quantum-Confined-Stark-Effekt wird eingeführt. Die Methoden der Photostrom- und der Photolumineszenzmessung werden vorgestellt.

Im Kapitel 3 werden das Design und der Herstellungsprozess der untersuchten Proben genauer beschrieben. Die Prozessschritte vom InAs/InP-Wafer zur fertigen Probe, wie Ätzen der Mesostrukturen, Herstellung der Metallpads, Herstellung der Nahfeldaperturen sowie Bonden und Löten der Probe, werden erklärt und der Aufbau der InAs/GaAs-Probe wird vorgestellt.

In Kapitel 4 wird der Versuchsaufbau beschrieben, mit dem die Messergebnisse ermittelt wurden. Der elektrische Aufbau inklusive der Spannungsquelle und dem Amperemeter wird näher betrachtet. Details zu den kohärenten Lichtquellen – den Laserdioden, dem gitterstabilisierten Diodenlaser und dem optischen parametrischen Oszillator – werden angegeben. Das Spektrometer zur Detektion des Photolumineszenzsignals wird vorgestellt und das Signal-Rausch-Verhältnis der

Detektoren diskutiert. Der Aufbau des Probenstabs und die Justage des Versuchsaufbaus werden erläutert.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse dargestellt und interpretiert. Die Eigenschaften der Diode werden anhand der elektrischen Vorcharakterisierung ermittelt. Neutrale und geladene Mehrteilchenzustände werden durch die leistungs- und spannungsabhängigen Photolumineszenzmessungen zugeordnet. Die Feinstrukturaufspaltung und die Linienbreite werden durch hochaufgelöste Photoströmspektroskopie bestimmt und der Effekt der spektralen Diffusion wird analysiert. Die kohärenten Eigenschaften werden aus Photoströmmessungen bei gepulster Anregung bestimmt.

In Kapitel 6 wird ein Fazit gezogen und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Entwicklungen gegeben.

Im Anhang befinden sich weitere Messergebnisse, der Eingabe-Code zur Berechnung des Bandkantenverlaufs mit dem Programm nextnano, der detaillierte Prozessplan zur Erstellung der InAs/InP-Probe und das Symbol- und Abkürzungsverzeichnis.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Begriffe und Zusammenhänge, die für das Verständnis der Arbeit notwendig sind, kurz vorgestellt. Für eine ausführlichere Erklärung oder eine Herleitung muss jedoch auf weiterführende Literatur verwiesen werden. Ein guter Überblick über die Halbleiterepitaxie ist hier [51] dargestellt. Die unterschiedlichen Quantenpunkte und einfache analytische Modelle werden in [52, 53] beschrieben. Detailliertere Informationen zu selbstorganisierten Quantenpunkten auf verspannten Schichten können in [54] gefunden werden. Kolloidale Quantenpunkte werden hauptsächlich in [55] behandelt. Ein Lehrbuch zur Einführung in die Quantenoptik ist zum Beispiel [56]. Vertiefende Themen zur Quantenoptik werden in [57] beschrieben. Ausführliche Informationen zur optischen Wechselwirkung des Zweiniveausystems bietet Referenz [58]. Referenz [59] beschäftigt sich mit der kohärenten Optik der Halbleiter. Auch in den bisherigen Dissertationen [60 bis 62] aus der Arbeitsgruppe Zrenner werden die wichtigen Informationen dargestellt.

2.1 Quantenpunkte – Herstellungsverfahren

Aus den Grundlagen der Festkörperphysik ist bekannt, dass ein System diskrete Energieniveaus ausbildet, wenn die Beweglichkeit der Ladungsträger in alle drei Raumrichtungen begrenzt wird. Diese 0-dimensionalen Nanostrukturen werden spätestens seit dem Jahr 1988 [63] mit dem Begriff *Quantenpunkt* beschrieben. Mit ihrer δ -förmigen Zustandsdichte weisen sie ähnliche Eigenschaften wie Atome auf. Daher werden sie auch als *künstliche Atome* oder *Superatome* [64] bezeichnet. Sie haben gegenüber „natürlichen Atomen“ den Vorteil, dass ihre Eigenschaften bei der Herstellung beeinflusst werden können.

Während der vergangenen dreißig Jahre wurden Quantenpunkte mit unterschiedlichen Verfahren hergestellt. Mit dem Top-down-Verfahren werden Quantenpunkte durch das Überwachsen der Spaltflächen von Heterostrukturen [65], durch das Ätzen lithographisch bestimmter Strukturen [66, 67] oder mit lithographisch hergestellten Gate-Elektroden [68, 69] definiert. Im Bottom-up-Verfahren werden Nanokristalle in einer Glas-Matrix [70], Monolagenfluktuationen in Quantenfilmen [71, 72], kolloidale Nanokristalle aus einem Lösungsmittel [73] oder selbstorganisierte Inseln auf verspannten epitaktischen Schichten [74, 75] hergestellt, die als Quantenpunkte dienen.

Kolloidale Quantenpunkte werden in der Biologie [76], in Bildschirmen [77] und in der Beleuchtung [78] eingesetzt. An Quantenpunkten, die durch Gate-Elektroden über einem zweidimensionalen Elektronengas definiert sind, werden Quantentransportmessungen [79] durchgeführt, wobei die Anzahl der Elektronen im Quantenpunkt und der Spin der Elektronen kontrolliert werden können [80]. In dieser Arbeit werden selbstorganisierte Quantenpunkte auf verspannten Schichten untersucht. Diese Quantenpunkte werden derzeit in Laserdioden eingesetzt [81]. Es gibt Überlegungen, diese Quantenpunkte als mögliche Bausteine eines Quantencomputers zu verwenden, da sie sowohl elektrisch als auch optisch manipulierbar sind und im Vergleich zu anderen Quantenpunkten eine höhere optische Qualität haben.

Selbstorganisierte Quantenpunkte auf verspannten epitaktischen Schichten wurden in verschiedenen Materialsystemen realisiert [82]: In(Ga)As auf GaAs, InAs auf InP, SiGe auf Si, InP auf GaAs, CdSe auf ZnSe und GaN auf SiC. Es konnten auch Quantenpunkte aus ErAs, ErSb und PbSe hergestellt werden. Für einen Teil der Materialsysteme werden bessere Ergebnisse erzielt, wenn zunächst eine gitterangepasste Pufferschicht eines anderen Materials aufgewachsen wird. So wurde ein Großteil der Ergebnisse in dieser Arbeit an InAs-Quantenpunkten auf InP gemessen. Hierbei wurde ein InP-Wafer verwendet, auf welchem gitterangepasstes InAlGaAs gewachsen ist. Ein Teil der Messungen wurde an InAs-Quantenpunkten auf GaAs durchgeführt.

Zur Herstellung selbstorganisierter Quantenpunkte auf verspannten Schichten ist es notwendig, einzelne Monolagen epitaktisch kontrolliert aufzuwachsen. Dies wurde für die Proben in dieser Arbeit mittels Molekularstrahlepitaxie realisiert. In Modellrechnungen lässt sich zeigen, wie die unterschiedlichen Parameter, zum Beispiel Probertemperatur, Druck, Fluss der Molekularstrahlen und Zusammensetzung der Molekularstrahlen, das Wachstum der Quantenpunkte beeinflussen [54]. Die Ergebnisse der Modellrechnungen können jedoch nicht direkt auf das Experiment übertragen werden, sondern die Wachstumsbedingungen müssen für jede Molekularstrahlepitaxieanlage einzeln optimiert werden.

Darüber hinausgehend kann das Wachstum epitaktischer Schichten in die drei Wachstumsmodi Frank-van-der-Merwe, Volmer-Weber und Stranski-Krastanov eingeteilt werden [83], wie sie in Abbildung 2.1 dargestellt sind. Beim Frank-van-der-Merwe-Wachstum ist die Summe aus der freien Oberflächenenergie des aufgetragenen Materials und der Grenzflächenenergie kleiner als die freie Oberflächenenergie des Substrates. Dies führt zu einem lagenweisen Aufwachsen der Schichten. Dagegen tritt Volmer-Weber-Wachstum auf, wenn die Summe aus der freien Oberflächenenergie

des aufgetragenen Materials und der Grenzflächenenergie größer als die freie Oberflächenenergie des Substrates ist. Dies resultiert im Wachstum dreidimensionaler Inseln. Im Fall des Stranski-Krastanov-Wachstums ist zunächst die Bedingung des Frank-van-der-Merwe-Wachstums erfüllt. Die unterschiedlichen Gitterkonstanten zwischen dem Substrat und dem aufgetragenen Material führen in diesem Fall jedoch zu einer Verspannungsenergie, die beim Erreichen der kritischen Schichtdicke so groß ist, dass das Inselwachstum energetisch bevorzugt wird. Das Resultat ist die Benetzung des Substrats mit einigen Monolagen¹, die als Benetzungsschicht² bezeichnet werden. Die dreidimensionalen Inseln auf dieser werden als selbstorganisierte Quantenpunkte bezeichnet.

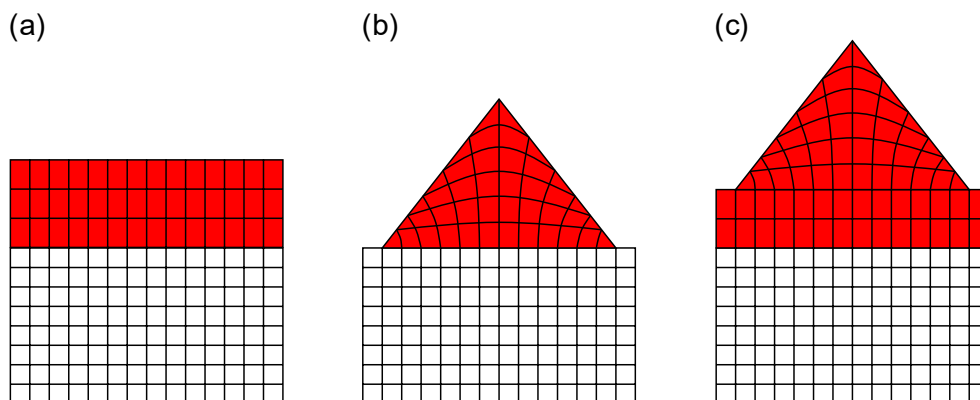


Abbildung 2.1: Die drei Wachstumsmodi a) Frank-van-der-Merwe, b) Volmer-Weber und c) Stranski-Krastanov auf einem Substrat mit einer geringeren Gitterkonstante. [84]

In den folgenden Absätzen werden die aus der Literatur bekannten Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte beschrieben. Über die seit spätestens 1993 [75] untersuchten InAs/GaAs-Quantenpunkte gibt es Studien zu vielen Aspekten. Die InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkte sind bisher nicht so ausführlich untersucht, so dass die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zum Teil mit Ergebnissen verglichen werden, die an InAs/GaAs-Quantenpunkten ermittelt wurden. Zunächst werden die Geometrie der Quantenpunkte und deren Ursache genauer beschrieben.

InAs/GaAs-Quantenpunkte

Wird InAs mit einer Gitterkonstante von $6,058 \text{ \AA}$ [85] auf die (001)-GaAs-Oberfläche mit einer Gitterkonstante von $5,653 \text{ \AA}$ [86] gewachsen, so bilden sich aufgrund der Gitterfehlpassung von $7,2 \%$ bei einer kritischen Schichtdicke von

¹ abgekürzt mit: „ML“

² im Englischen; „wetting layer“

1,7 ML bis 3 ML [87] Quantenpunkte. Die Geometrie der nichtüberwachsenen Quantenpunkte wird größtenteils als pyramidenförmig [88, 89] beschrieben, wie sie in Abbildung 2.2 a) dargestellt ist; in einigen Fällen wird dagegen von einer linsenförmigen Geometrie [90, 91] ausgegangen. Andere Autoren sehen die linsenförmige Geometrie nur in speziellen Kristallrichtungen [89]. Überwachsene Quantenpunkte werden als Pyramidenstümpfe [92, 93] beschrieben, wie sie Abbildung 2.2 b) zeigt. Hierbei führte das Aufdampfen des überwachsenden Materials zur Abtragung der Pyramidenspitze und einer Umlagerung dieses Materials an die Seiten [93]. Die laterale Ausdehnung der Quantenpunkte kann zwischen 10 nm und 35 nm variieren, wobei ihre Höhe zwischen 2 nm und 5 nm liegt [75, 92, 94]. Wie aus dem einfachen Bild des Stranski-Krastanov-Wachstums zu erwarten ist, nimmt die Gitterkonstante zur Spitze des Quantenpunktes zu [92]. Mit Modellrechnungen wurde eine lineare Zunahme des In-Gehalts in Wachstumsrichtung festgestellt [92].

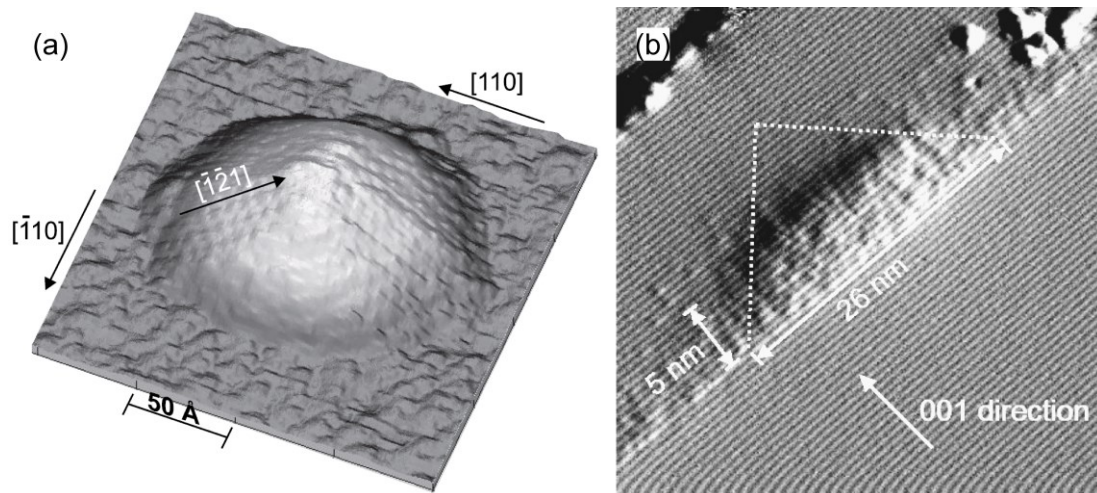


Abbildung 2.2: Rastertunnelmikroskopieaufnahmen a) eines einzelnen InAs/GaAs-Quantenpunktes auf der Oberfläche [95] b) eines überwachsenen InAs/GaAs-Quantenpunktes im Querschnitt [92].

InAs/InP-Quantenpunkte

Wird InAs mit der Gitterkonstante von $6,058 \text{ \AA}$ [85] auf die (001) -InP-Oberfläche mit einer Gitterkonstante von $5,868 \text{ \AA}$ [96] gewachsen, so bilden sich aufgrund der Gitterfehlpassung von 3,2 % ebenfalls selbstorganisierte Strukturen. Bei einer kritischen Schichtdicke von 2,5 ML geht für diese Materialkombination das zweidimensionale in das dreidimensionale Wachstum über [97]. Die Form der selbstorganisierten Strukturen variiert abhängig von den Herstellungsbedingungen

zwischen Quantenpunkten, Quantenstrichen³ und Quantendrähten⁴, siehe Abbildung 2.3.

InAs/InP-Quantenpunkte werden in der Literatur sowohl durch eine Linsenform [98], als auch durch einen Pyramidenstumpf [99] beschrieben. In den verschiedenen Studien variiert die Höhe der Quantenpunkte zwischen 1,6 nm [100] und 12 nm [101] und der Durchmesser zwischen 26 nm [100] und 100 nm [102]. Die Quantenpunktdichte liegt zwischen $5,0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ [102] und $4,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [98].

Unter Quantenstrichen werden längliche Strukturen verstanden, deren laterale Ausdehnung gegenüber Quantenpunkten eine starke Elliptizität aufweist. Wie Abbildung 2.3 b) zeigt, können sie sogar eine unregelmäßige Form besitzen. Wobei jedoch weiterhin gilt, dass die Ausdehnung in die eine Richtung erheblich größer ist als die Ausdehnung in die zweite Richtung. Auf der (001)-InP-Oberfläche sind die Quantenstriche entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung orientiert [103]. Sie sind zwischen 70 nm [104] und 160 nm [103] lang und zwischen 14 nm und 22 nm [104] breit. Hierbei haben sie eine Höhe von 0,9 nm bis 2,4 nm [104]. Die Quantenstrichdichte liegt im Bereich von $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ [103] bis $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [104].

Noch längere Strukturen werden als Quantendrähte bezeichnet. Sie können über 1 μm lang sein [100]. Ihre Breite variiert zwischen 14 nm [99] und 35 nm [105] und sie sind zwischen 0,6 nm [100] und 5 nm [105] hoch. Es befinden sich 30 [105] bis 50 [99] Quantendrähte nebeneinander auf 1 μm . Abbildung 2.3 c) zeigt beispielhaft die Rasterkraftmikroskopaufnahmen einer Quantendrahtprobe. Bei der gleichen Menge abgeschiedenen InAs bilden sich Quantenpunkte, wie sie in Abbildung 2.3 a) gezeigt sind, wenn ein anderes Wachstumsverfahren gewählt wird.

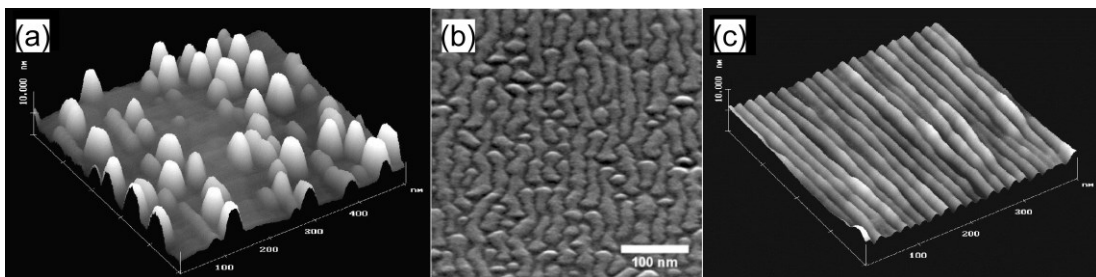


Abbildung 2.3: a) Rasterkraftmikroskopaufnahme von InAs/InP-Quantenpunkten [100]; b) Rasterelektronenmikroskopaufnahme von InAs/InP-Quantenstrichen [106]; c) Rasterkraftmikroskopaufnahme von InAs/InP-Quantendrähten [100].

Das komplexe Wachstumsverhalten von InAs auf InP mit der Ausbildung unterschiedlicher Strukturen wurde ausführlich untersucht und verschiedene Effekte

³ im Englischen: „quantum dash“ oder „quantum stick“

⁴ im Englischen: „quantum wire“

werden als Erklärung vorgeschlagen: Bei den üblichen Wachstumsparametern liegt die (001)-InP-Oberfläche in einer (2×4) -Rekonstruktion vor [107]. Hierbei bilden sich Dimere, deren Doppelbindung entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung ausgerichtet ist. In $[110]$ -Richtung folgen auf zwei Dimerreihen zwei fehlende Dimerreihen. Diese Anisotropie lässt eine höhere Diffusion entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung erwarten und unterstützt somit die Bildung von Quantenstrichen und -drähten [108]. Auch die Verspannung liefert einen Erklärungsansatz. In situ Spannungsmessungen zeigen eine stärkere Verspannung der aufgewachsenen InAs-Schichten in $[110]$ -Richtung als in $[\bar{1}10]$ -Richtung [109]. Abbildung 2.4 verdeutlicht dies durch die Anzahl der spannungserzeugenden Verbindungen, die gestrichelt gezeichnet sind. Im Fall von InAs auf GaAs – in der Abbildung rechts – liegen in beiden Richtungen vier spannungserzeugende Verbindungen vor. Für InAs auf InP – in der Abbildung links – sind es vier Verbindungen in der $[110]$ -Richtung und nur zwei in der $[\bar{1}10]$ -Richtung. Daher wird der kritische Spannungswert zuerst in der $[110]$ -Richtung überschritten. Der Abbau der Verspannung fördert die Bildung der Quantenstriche entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung. Zusätzlich muss der Effekt des As/P-Austausches berücksichtigt werden. Auf einer InP-Oberfläche bilden sich eine InAs-Schicht und schließlich InAs-Quantenstriche, wenn die Oberfläche einem As-Fluss ausgesetzt ist [99]. Hierzu muss kein zusätzliches Indium zur Verfügung gestellt werden, es genügt der chemische Austausch von Phosphor durch Arsen in den obersten Monolagen [109].

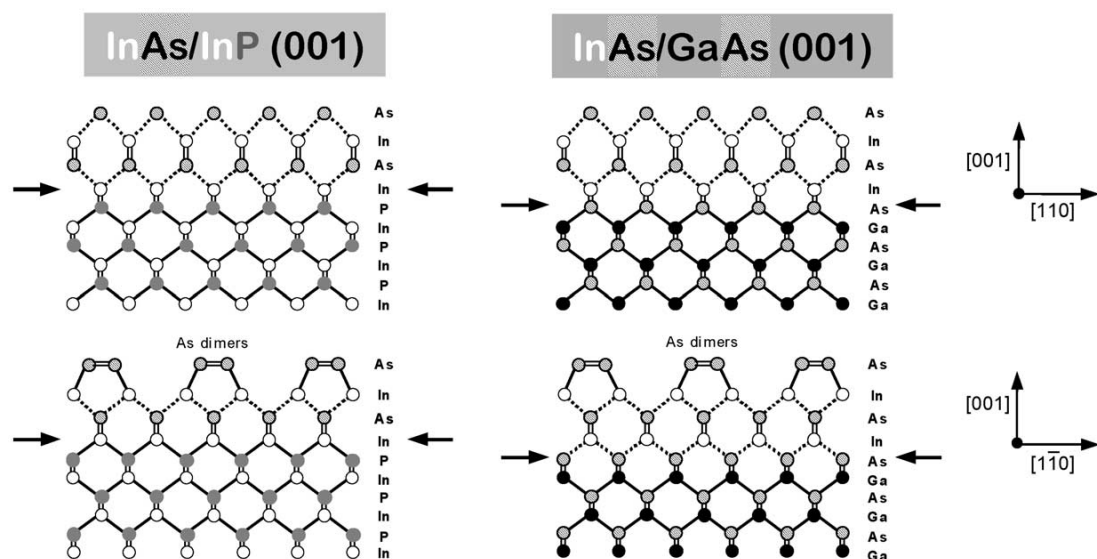


Abbildung 2.4: Darstellung des InAs/InP und des InAs/GaAs Übergangs; die Bindungen, die zur Verspannung beitragen, sind gestrichelt gezeichnet. [109]

Besonders im Fall der geringen Gitterfehlpassung von 3,2 % des InAs auf InP muss daher beim Stranski-Krastanov-Wachstum neben der Oberflächenbeschaffenheit und der Verspannungsenergie somit auch das chemische Potential berücksichtigt werden. Während der Herstellung werden diese Eigenschaften unter anderem durch die

Temperatur beim Wachstum [98], das nachträgliche Annealing [102, 103], die Wachstumsrate [110], die Wachstumsart [100] und die Dotierung des Substrats [111] beeinflusst. Ein weiterer Freiheitsgrad ergibt sich, wenn eine gitterangepasste Pufferschicht zwischen dem InP-Substrat und dem InAs gewachsen wird. Eine Pufferschicht, wie InGaAs, verhindert den As/P-Austausch, wodurch die InAs-Menge besser gesteuert werden kann [98]. Im direkten Vergleich der Puffermaterialien InGaAs, InAlAs und InAlGaAs, bildeten sich Quantenstriche, wenn InGaAs oder InAsAs verwendet wurde und Quantenpunkte wenn InAlGaAs verwendet wurde [112].

2.2 Quantenpunkte – Elektronische und optische Eigenschaften

Für die optoelektronischen Untersuchungen, die in dieser Arbeit an den Quantenpunkten durchgeführt wurden, ist insbesondere die elektronische Struktur wichtig. Aufgrund der beschriebenen komplexen und nicht bis ins Detail bekannten Geometrie ist es jedoch nicht möglich, die genaue elektronische Struktur vorzuberechnen. Anhand der bekannten Materialeigenschaften, wie sie im nächsten Abschnitt dargestellt sind, können dennoch einige Aussagen über die elektronische Struktur getroffen werden. Die beiden Heteroübergänge InAs/GaAs und InAs/InP weisen beide eine Type-I-Bandkantenverschiebung⁵ auf, so dass die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Geometrien ein Einschlusspotential bilden, dessen räumliche Ausdehnung bereits bei Raumtemperatur in der Größenordnung der De-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger liegt. Die Wellenlänge $\lambda_{\text{de Broglie}}$ eines Elektrons im InAs mit der effektiven Masse $m^* = 0,026 m_0$ hat bei Raumtemperatur $T = 300 \text{ K}$ beispielsweise einen Wert von ungefähr:

$$\lambda_{\text{de Broglie}} = \frac{h}{\sqrt{2m^*k_B T}} \approx 50 \text{ nm}, \quad (2.1)$$

wobei m_0 die Masse des freien Elektrons, h das plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmannkonstante sind. Wird eine ideale Pyramidenform angenommen, so zeigen k.p-Störungsrechnungen, dass die Grundzustandswellenfunktion der Elektronen s-artig und die Grundzustandswellenfunktion der Löcher p-artig ist [113], wie es für einen direkten Halbleiter mit einer Zinkblendestruktur zu erwarten ist. Die

⁵ im Deutschen auch: „normale Bandkantenverschiebung“

leichten Löcher werden hier vernachlässigt, da sie wegen ihrer geringen effektiven Masse und der kompressiven Verspannung nur schwach gebunden sind.

Im Einteilchenbild ergeben sich die vier in Abbildung 2.5 dargestellten Grundzustände. Ein Elektron mit Spin $m_z = -1/2$ wird durch \downarrow symbolisiert ein Elektron mit Spin $m_z = +1/2$ durch \uparrow . Die schweren Löcher haben einen Gesamtdrehimpuls von $J = 3/2$, wobei die Projektion des Gesamtdrehimpulses für schwere Löcher nur die Werte $m_z = \pm 3/2$ annehmen kann. Die Projektion wird, wie in der Atomphysik üblich, im Folgenden als magnetische Quantenzahl bezeichnet. Ein schweres Loch mit der magnetischen Quantenzahl $m_z = -3/2$ wird durch \Downarrow symbolisiert, während \Uparrow ein schweres Loch mit der magnetischen Quantenzahl $m_z = +3/2$ symbolisiert. Analog zur Atomphysik kann die elektrische Struktur eines Quantenpunktes auch durch eine Schalenstruktur beschrieben werden. Die Grundzustände werden als s-Schale bezeichnet. Die nächst höhere Schale als p-Schale. Elektronen bzw. Löcher in der p-Schale werden später durch fette Symbole \uparrow ; \downarrow ; \Uparrow ; \Downarrow dargestellt. Die Dipolauswahlregeln erlauben die Übergänge, welche in der Abbildung 2.5 als durchgehende Pfeile dargestellt sind, mit rechtszirkular σ^+ bzw. linkszirkular σ^- polarisiertem Licht anzuregen.

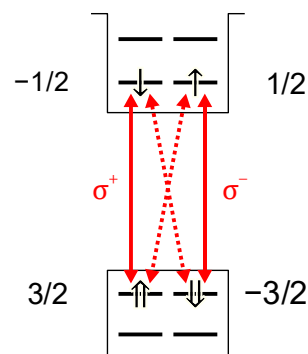


Abbildung 2.5: Die möglichen Spin-Konfigurationen der s-Schale im Einteilchenbild. Optisch erlaubt sind nur die durchgehend eingezeichneten Übergänge. [114]

Neutrale Exzitonen

Sobald sich mehr als ein Teilchen im Quantenpunkt befindet, ist die Beschreibung der Zustände im Einteilchenbild nicht mehr gültig, sondern sie müssen im Mehrteilchenbild beschrieben werden. In diesem führt die Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen zu einer Renormalisierung der Energien. Befinden sich ein Loch und ein Elektron im Quantenpunkt, so bilden diese aufgrund der Coulomb-Anziehung ein Elektronen-Loch-Paar, welches als einfaches neutrales Exziton X^0 bezeichnet wird. Im Mehrteilchenbild werden die Exzitonen anhand ihrer magnetischen Quantenzahl in helle Exzitonen, Zustand $|\downarrow\uparrow\rangle$ und $|\uparrow\downarrow\rangle$, mit einem Wert von $m_z = \pm 1$ und dunkle Exzitonen, Zustand $|\uparrow\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\downarrow\rangle$, mit einem Wert der

magnetischen Quantenzahl von $m_z = \pm 2$ unterteilt. Dem leeren Quantenpunkt 0^0 ohne Ladungsträger wird der Zustand $|0\rangle$ zugewiesen. Zirkularpolarisiertes Licht hat den Spin ± 1 und kann somit nur mit den hellen Exzitonen wechselwirken. Die Energie des Exzitons ist gegenüber der Summe der Energien der einzelnen Teilchen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung verringert. Wie in Abbildung 2.6 a) gezeigt, sind die vier möglichen Zustände energetisch entartet. Da die Ladungsträger auf einen kleinen Raum lokalisiert sind, wird in einem einfachen analytischen Modell neben der Coulomb-Wechselwirkung auch die Austauschwechselwirkung berücksichtigt [115]. Hierdurch wird die Entartung zwischen dunklen und hellen Exzitonen aufgehoben und die beiden dunklen Exzitonenzustände mischen (Hybridisierung) in die energetisch aufgespaltenen Zustände $|\downarrow\downarrow\rangle - |\uparrow\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow\rangle$; vergleiche Abbildung 2.6 (b). Im Experiment wird oft auch eine Feinstrukturaufspaltung der hellen Exzitonen beobachtet [116]. Diese kann durch die Berücksichtigung der Geometrie des Quantenpunktes erklären werden. Bis jetzt wurden Quantenpunkte angenommen, die rotationssymmetrisch (D_{2d} -Gruppe) zur Wachstumsrichtung sind. Wird diese Symmetrie aufgehoben, so dass eine C_{2v} -Gruppe oder eine C_2 -Gruppe vorliegt, so mischen auch die beiden hellen Exzitonen in die Zustände $|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$ und $|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle$, welche durch die Feinstrukturaufspaltung E_{FSS} energetisch voneinander getrennt sind. Die gemischten Zustände koppeln an das linear polarisierte Lichtfeld $\pi_{x,y}$ und werden mit $|X\rangle$ und $|Y\rangle$ bezeichnet. Die lineare Polarisation ist parallel zu der $[\bar{1}10]$ -Richtung bzw. zu der $[110]$ -Richtung des Kristalls ausgerichtet. In InAs/GaAs-Quantenpunkten zeigt das Exziton eine Feinstrukturaufspaltung von $0 \mu\text{eV}$ bis $80 \mu\text{eV}$ [117]. Für InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkte wurden Feinstrukturaufspaltungen um $20 \mu\text{eV}$ [48] gemessen.

Weitere Effekte, deren Erklärung über das einfache analytische Modell hinausgeht, sind die schwache Kopplung eines dunklen Exzitons in Wachstumsrichtung an das Lichtfeld und die Mischung aller vier Zustände [118]. Diese tritt auf, wenn die Symmetrie des Quantenpunktes komplett aufgehoben ist. Die Unterscheidung zwischen hellen und dunklen Exzitonen ist dann nicht mehr relevant, da das Lichtfeld an alle Zustände koppelt, wie es in Abbildung 2.6 d) angedeutet ist. In diesem Fall sind bis zu vier Linien im optischen Spektrum sichtbar.

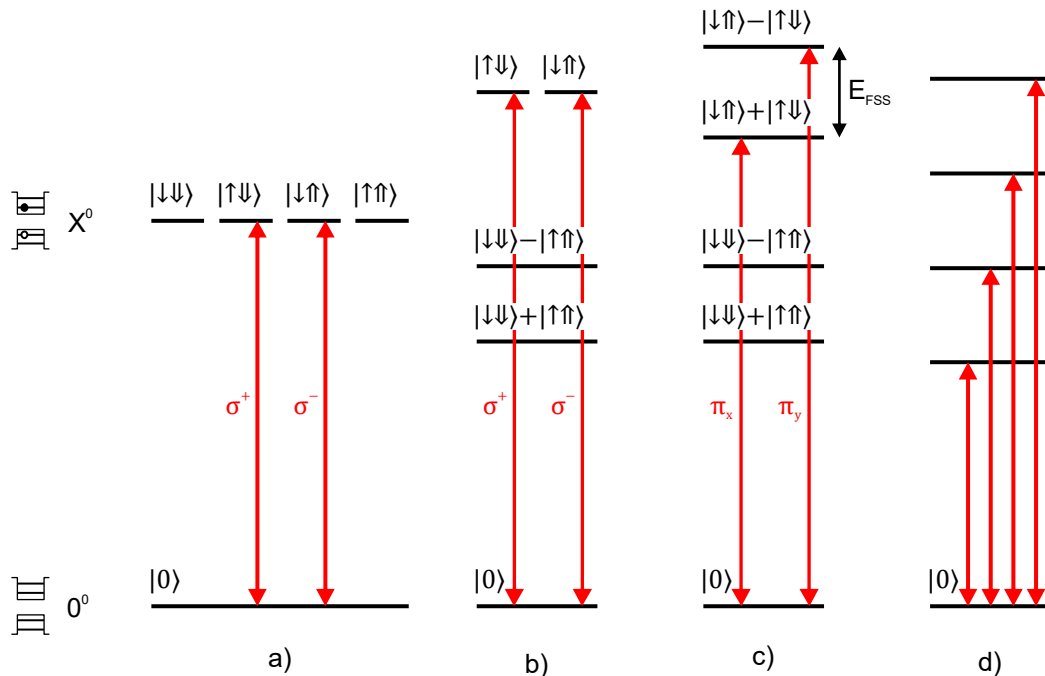


Abbildung 2.6: optische Übergänge zwischen leerem Quantenpunkt 0^0 und Exziton X^0 a) ohne Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung; rechts-zirkular σ^- und links-zirkular σ^+ polarisierte Übergänge b) mit Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung bei einem rotationssymmetrischen (D_{2d} -Gruppe) Quantenpunkt c) Aufhebung der Rotationssymmetrie (C_2 -Gruppe); Feinstrukturaufspaltung E_{FSS} der horizontal π_x und vertikal π_y polarisierten Übergänge d) vier optische Übergänge; unsymmetrischer Quantenpunkt.

Wie in Abbildung 2.5 bereits angedeutet, kann ein Quantenpunkt mit mehr als einen Exziton beladen werden. Befindet sich neben dem Exziton ein weiteres Elektron im Quantenpunkt, so wird von einem einfach negativ geladenen Exziton X^- gesprochen, bei einem weiteren Loch von einem einfach positiv geladenen Exziton X^+ . n -fach positiv bzw. negativ geladene Exzitonen werden analog bezeichnet X^{+n} bzw. X^{-n} . Zwei Elektronen und zwei Löcher im Quantenpunkt werden Biexziton $2X^0$ bezeichnet. Auch diese können durch einen zusätzlichen Ladungsträger geladen sein $2X^-$ bzw. $2X^+$.

Neutrales Biexziton

In Abbildung 2.7 sind die möglichen optischen Übergänge zwischen neutralem Biexziton $2X^0$ und neutralem Exziton X^0 , sowie zwischen Exziton und leerem Quantenpunkt 0^0 dargestellt. Der Quantenpunkt ist nicht rotationssymmetrisch. Daher liegt eine Feinstrukturaufspaltung zwischen den beiden Zustände $|X\rangle$ und $|Y\rangle$ vor. Vergleiche auch Abbildung 2.6 c). Die Zustände koppeln mit dem horizontal π_x und vertikal π_y linear polarisiertem Licht. Ist die Übergangsenergie zwischen neutralem Biexziton $2X^0$ und neutralem Exziton X^0 kleiner als die Übergangsenergie zwischen Exziton und leerem Quantenpunkt, so wird von einem bindenden Zustand des Biexzitons gesprochen, ansonsten von einem antibindenden. Diese Übergänge sind

ebenfalls horizontal π_x und vertikal π_y linear polarisiert und haben die gleiche Feinstrukturaufspaltung E_{FSS} wie das neutrale Exziton, da der Biexzitonenzustand $|\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ keine Aufspaltung hat. Biexzitonen in InAs/GaAs-Quantenpunkten haben beispielweise eine Bindungsenergie von etwa 2,7 meV [119]. An InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkten wurde eine Bindungsenergie zwischen 3,5 meV und 4 meV gemessen [48].

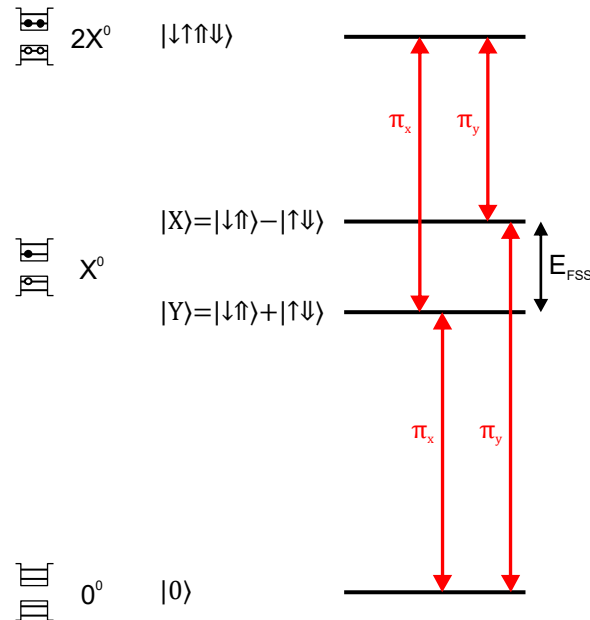


Abbildung 2.7: Optische Übergänge zwischen leerem Quantenpunkt 0^0 , Exziton X^0 und Biexziton $2X^0$; horizontal π_x und vertikal π_y polarisierte Übergänge durch die Feinstrukturaufspaltung E_{FSS} getrennt.

Negativ geladene Exzitonen

Befindet sich ein zusätzliches Elektron im Quantenpunkt, so ergeben sich weitere Zustände und Übergänge, wie sie in Abbildung 2.8 dargestellt sind. Das negativ geladene Exziton X^- , auch negatives Trion genannt, hinterlässt nach der Rekombination einen Quantenpunkt mit einem einzelnen Elektron 0^- . Dieser Übergang zeigt keine Feinstrukturaufspaltung, da sowohl der Ausgangszustand als auch der Endzustand keine Aufspaltung aufgrund der Austauschwechselwirkung erfahren. Im Ausgangszustand $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ gibt es keine Austauschwechselwirkung, weil sich die beiden Elektronen in einem Singulettzustand mit Spin 0 befinden. Bei dem einzelnen Elektron $|\uparrow\rangle$ im Endzustand muss die Austauschwechselwirkung ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Die Übergangsenergie ist für In(Ga)As/GaAs-Quantenpunkte beispielsweise um 2 meV [120] bis 9 meV [121] kleiner als die Übergangsenergie des neutralen Exzitons.

Das negativ geladene Biexziton $2X^-$ rekombiniert zu einem angeregten negativ geladenen Exziton X^{-*} . Im Gegensatz zum negativ geladenen Exziton X^- befindet sich hier eines der beiden Elektronen in der p-Schale, so dass die beiden Elektronen entweder ein Singulett oder ein Triplett bilden. Die Übergangsenergie zum Singulett X_{4S}^{-*} ist um 4 meV [122] bis 10 meV [120] geringer als die Übergangsenergie zum Triplett X_T^{-*} . Die magnetischen Quantenzahlen $m_z = \pm 1/2$ und $m_z = \pm 3/2$ können zu einer weiteren Aufspaltung der beiden Triplettzustände $|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle$ und $|(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\downarrow\rangle$ von 0,4 meV [122] führen. Der Triplettzustand $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ wechselwirkt wegen seiner magnetischen Quantenzahl $m_z = \pm 5/2$ in dieser Konstellation nicht mit dem Lichtfeld.

Bei den nun besetzten angeregten negativ geladenen Exzitonen konkurriert der Relaxationsprozess mit der optischen Rekombination. Das Singulett X_{4S}^{-*} relaxiert vor allem nicht-strahlend in das negativ geladene Exziton X^- . Der Triplettzustand $|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle$ zeigt eine stärkere optische Rekombination als der Triplettzustand $|(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\downarrow\rangle$. Der Endzustand der optischen Rekombination ist ein Elektron 0^{-*} in der p-Schale. Dieses Elektron relaxiert schließlich in den Grundzustand 0^- .

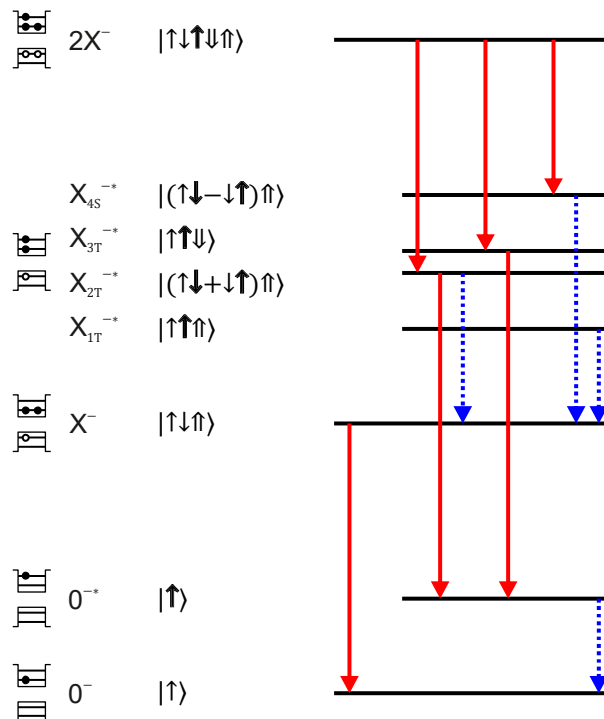


Abbildung 2.8: Optische Übergänge zwischen einem Elektron 0^- , einem negativen Exziton X^- und einem negativen Biexziton $2X^-$. Die angeregten Zustände sind mit einem Sternchen gekennzeichnet. Relaxationsprozesse sind gestrichelt eingezeichnet. Es ist jeweils nur eine Spinkonfiguration angegeben. [115, 122, 123]

Positiv geladene Exzitonen

Ist der Quantenpunkt anstatt mit einem zusätzlichen Elektron mit einem zusätzlichen Loch beladen, so ergibt sich ein analoges Energieschema, das in Abbildung 2.9 dargestellt ist. Auch in diesem Fall zeigt der Übergang zwischen einfach positiv geladenem Exziton X^+ und einzelner Loch 0^+ im Quantenpunkt keine Feinstrukturaufspaltung. In InAs/GaAs-Quantenpunkten ist die entsprechende Übergangsenergie um 1 meV bis 14 meV [121] größer als die Übergangsenergie zum neutralen Exziton. Es wurden aber auch einfach positiv geladene Exzitonen vermessen, deren Übergangsenergie um 1 meV [120] kleiner war.

Das positiv geladene Biexziton $2X^+$ rekombiniert optisch in ein angeregtes positiv geladenes Exziton, dessen Löcher einen Singulettzustand $|\uparrow(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\rangle$ oder einen der beiden Triplettzustände $|\uparrow(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\rangle$; $|\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ bilden. Diese drei Zustände liegen in einem Energiebereich von 5 meV [124]. Dem Zustand $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ mit Spin $m_z = \pm 7/2$ kann keine optische Rekombination zugeordnet werden. Die optische Rekombination zu einem Loch 0^{++} in der p-Schale erfolgt vor allem aus dem Zustand $|\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$, wohingegen die beiden anderen Zustände in das einfach positiv geladene Exziton X^+ relaxieren.

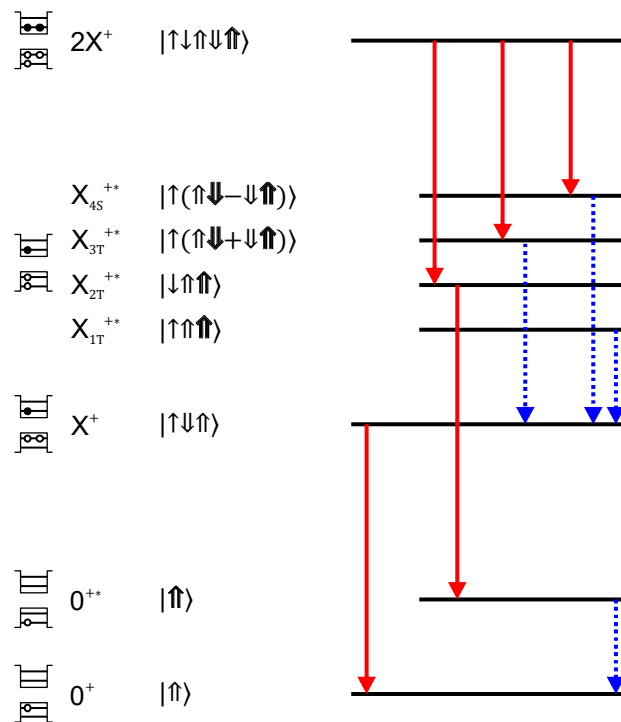


Abbildung 2.9: Optische Übergänge zwischen einem Loch 0^+ , einem positiven Exziton X^+ und einem positiven Biexziton $2X^+$. Die angeregten Zustände sind mit einem Sternchen gekennzeichnet. Relaxationsprozesse sind gestrichelt eingezeichnet. Es ist jeweils nur eine Spinkonfiguration angegeben. [115, 124]

Doppelt negativ geladenes Exziton

Abbildung 2.10 zeigt das Energieschema des doppelt negativ geladenen Exzitons X^{2-} . Mit den beiden Ausgangszuständen $|\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle$. Nach der optischen Rekombination befindet sich ein Elektron im Grundzustand und das zweite Elektron befindet sich in der p-Schale. War der Ausgangszustand $|\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle$, so müssen die Elektronen im Endzustand ein Triplet ($|\downarrow\downarrow\rangle$) bilden. War der Ausgangszustand $|\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle$, so kann im Endzustand sowohl ein Triplet ($|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle$), als auch ein Singulett ($|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$) vorliegen. In In(Ga)As/GaAs-Quantenpunkten liegt die Übergangsenergie zum Singulettzustand beispielweise 4 meV [125] oder 10 meV [120] unterhalb der Übergangsenergie zum Tripletzustand. Aufgrund der möglichen Rekombinationspfade zeigt der Übergang zum Triplet ein stärkeres Signal im Photolumineszenzspektrum. Da der Anfangszustand ein ungepaartes Elektron und ein ungepaartes Loch aufweist, ergibt sich eine Feinstrukturaufspaltung, die in der Argumentation nicht weiter berücksichtigt wurde. Im Anschluss an die optische Rekombination erfolgt eine Relaxation des Elektrons aus der p-Schale in den energetisch günstigsten Grundzustand.

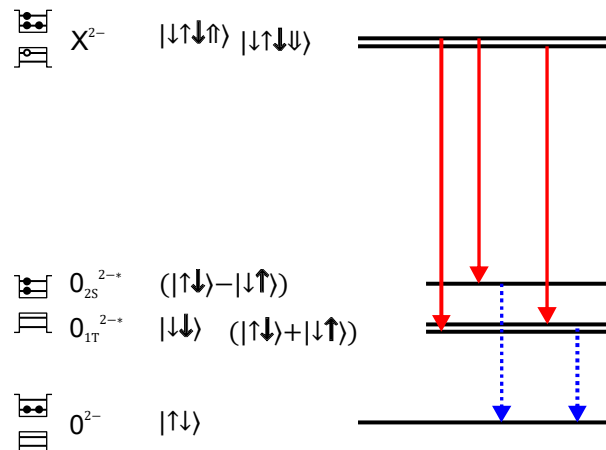


Abbildung 2.10: Optische Übergänge zwischen zwei Elektronen 0^{2-} und einem doppelt negativ geladenen Exziton X^{2-} . Die angeregten Zustände sind mit einem Sternchen gekennzeichnet. Relaxationsprozesse sind gestrichelt eingezeichnet. Es ist jeweils nur eine Spinkonfiguration angegeben. [122, 126]

Doppelt positiv geladenes Exziton

Das Energieschema eines doppelt positiv geladenen Exzitons X^{2+} ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Im Unterschied zu dem Energieschema des doppelt negativ geladenen Exzitons X^{2-} sind die drei Endzustände ($|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$), ($|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle$) und $|\uparrow\uparrow\rangle$ deutlich aufgespalten, da sie sich in ihrem Gesamtdrehimpuls $J = 0$, $J = 2$ und $J = 3$ unterscheiden. Optisch erlaubt sind die Übergänge vom Anfangszustand $|\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ in den Singulettzustand ($|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$) und in den Tripletzustand ($|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle$) und

vom Anfangszustand $|\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ in den Tripletzustand $|\uparrow\uparrow\rangle$. Die Aufspaltung zwischen Singulettzustand $(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$ und Tripletzustand $(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$ beträgt beispielsweise 2,7 meV, die Aufspaltung zwischen den beiden Tripletzuständen $(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$ und $|\uparrow\uparrow\rangle$ 1 meV [126]. Auch in dieser Beschreibung wurde die Feinstrukturaufspaltung des Anfangszustandes nicht weiter berücksichtigt. Eine Relaxation des Loches aus der p-Schale in den Grundzustand $|\uparrow\downarrow\rangle$ folgt auf die optischen Rekombinationen.

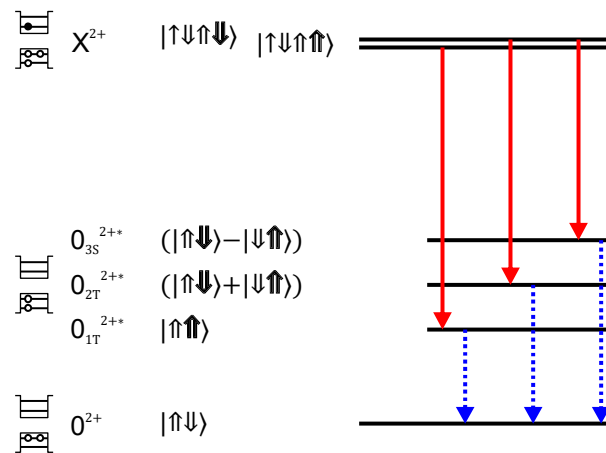


Abbildung 2.11: Optische Übergänge zwischen zwei Löchern 0^{2+} und einem doppelt positiv geladenen Exziton X^{2+} . Die angeregten Zustände sind mit einem Sternchen gekennzeichnet. Relaxationsprozesse sind gestrichelt eingezeichnet. Es ist jeweils nur eine Spinkonfiguration angegeben. [126]

Poisson-Verteilung

Die unterschiedlichen Zustände eines Quantenpunktes können nicht nur anhand der energetischen Lage der optischen Übergänge charakterisiert werden, sondern auch durch die Anzahl an Exzitonen, die an ihnen beteiligt sind. Wird der Quantenpunkt mit einer festen Rate mit Ladungsträgern gefüllt, die zu einer mittleren Exzitonenzahl P führt, so wird die Wahrscheinlichkeit A für eine Konfiguration mit n Exzitonen im Quantenpunkt durch die Poisson-Verteilung

$$A(P, n) = \frac{P^n}{n!} e^{-P} \quad (2.2)$$

beschrieben. Hierbei wird angenommen, dass die Ladungsträger unabhängig voneinander erzeugt werden und die Exzitonen unabhängig voneinander rekombinieren.

In Abbildung 2.12 b) sind beispielhaft die Wahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Konfigurationen für eine mittlere Exzitonenzahl von 1,5 Exzitonen im

Quantenpunkt dargestellt. Das einfache Exziton liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 33 % am häufigsten vor. Die Wahrscheinlichkeiten für ein Biexziton oder einen leeren Quantenpunkt sind mit 25 % und 22 % fast gleich groß. Eine Konfiguration aus 3 Exzitonen tritt mit einer Wahrscheinlichkeit von 13 % auf. Die Wahrscheinlichkeit einer Konfiguration aus 4 oder mehr Exzitonen liegt bei 7 %.

Abbildung 2.12 a) zeigt, wie sich die Wahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Konfigurationen in Abhängigkeit der mittleren Exzitonenzahl ändern. In einem Photolumineszenzexperiment kann aus diesem Zusammenhang die zugehörige Exzitonenzahl der einzelnen Photolumineszenzsignale bestimmte werden. Dazu wird die mittlere Exzitonenzahl im Quantenpunkt mit der Leistung des Anregungslasers verändert. Im Bereich kleiner mittlerer Exzitonenzahl ist es ausreichend, den Grad des Polynoms zu ermitteln, da die Poisson-Verteilung um $P = 0$ durch die Funktion

$$A(P, n) = \frac{P^n}{n!} \quad (2.3)$$

approximiert werden kann. Hieraus folgt: Das Photolumineszenzsignal einer Konfiguration mit einem einfachen Exziton zeigt ein lineares Verhalten in Abhängigkeit der Leistung des Anregungslasers, während eine Konfiguration mit einem Biexziton ein quadratisches Verhalten zeigt.

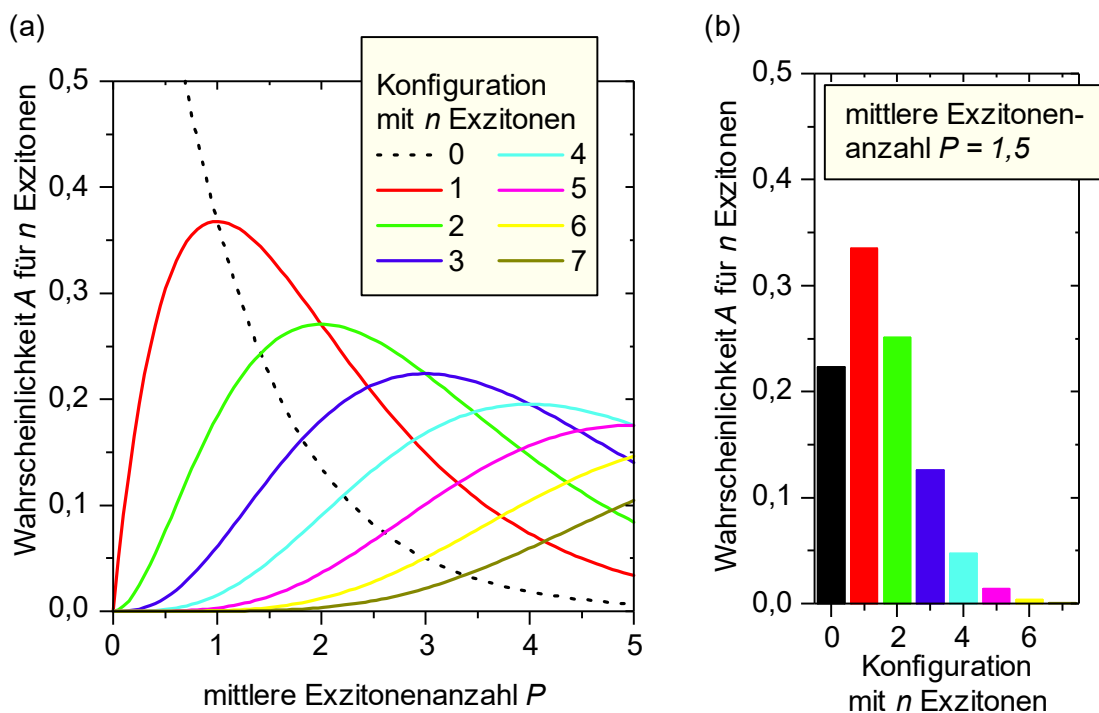


Abbildung 2.12: a) Wahrscheinlichkeit für eine Konfiguration mit n Exzitonen. Die mittlere Exzitonenzahl kann beispielweise durch die Leistung des Anregungslasers variiert werden. b) Histogramm mit den Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Konfigurationen.

Spektrale Diffusion

Manche Quantenpunkte zeigen sich ändernde elektronische und optische Eigenschaften, selbst wenn die äußeren Parameter im Experiment konstant gehalten werden. In der Literatur wird dieses Verhalten als Blinken und spektrale Diffusion bezeichnet. Der Effekt des Blinkens wurde 1996 das erstmals an CdSe-Nanokristall-Quantenpunkten nachgewiesen [127]. Danach wurde er auch an verschiedenen epitaktisch gewachsenen Quantenpunkten gemessen, unter anderem an InP-Quantenpunkten auf GaInP [128], an InGaAs-Quantenpunkten auf GaAs [129] und an InAs-Quantenpunkten auf GaAs [130]. Bei diesen Untersuchungen wird die Photolumineszenzintensität zeitabhängig gemessen. Die Intensität wechselt abrupt zwischen mindestens einem An- und einem Aus-Zustand, daher wird dieses Verhalten auch als Telegraphenrauschen⁶ bezeichnet. Die spektrale Diffusion zeichnet sich durch eine abrupte Änderung der spektralen Lage der einzelnen Emissionslinien aus, dieser Effekt wurde an InAlAs-Quantenpunkten [131], an CdSe-Quantenpunkten [132] und an GaAs-Quantenpunkten [133] beobachtet. Die Linien im Photolumineszenzsignal verschoben sich um bis zu 1 meV [132]. Beide Effekte wurden auf einer Zeitskala von wenigen Nanosekunden [133] bis zu einigen Minuten [131] nachgewiesen. Quantenpunkte, die einen der beiden Effekte zeigen, wurden vermehrt in der Nähe von kleineren Mängeln oder Kratzern gefunden [134].

Als Ursache für die spektrale Diffusion und das Blinken werden fluktuierende elektrische Felder angenommen, die durch Ladungsträger in tiefen Störstellen verursacht werden [132, 135]. Beide Effekte wurden mit unterschiedlichen Methoden untersucht, um Details zu klären:

Mit Hilfe der Untersuchung des Zusammenhanges zwischen der Lebensdauer und der Intensität der Fluoreszenz⁷ konnten zwei Arten von Störstellen unterschieden werden, die zum Blinken führen [136]. Über die erste Art der Störstellen rekombinieren die angeregten Ladungsträger außerhalb des Quantenpunktes sehr schnell nichtstrahlend im Aus-Zustand. Über die zweite Art der Störstellen rekombinieren die Ladungsträger im Quantenpunkt nichtstrahlend im Aus-Zustand. Im An-Zustand sind die Störstellen mit einem ungepaarten Ladungsträger besetzt, wodurch die Störstellen nicht als nichtstrahlende Rekombinationszentren zur Verfügung stehen und der Quantenpunkt eine hohe Lumineszenzintensität zeigt.

Neben der Lebensdauer und der Intensität der Fluoreszenz wird auch die Häufigkeit, mit der sich der Quantenpunkt für eine bestimmte Zeit im An- bzw. Aus-Zustand

⁶ im Englischen: „random telegraph noise“

⁷ im Englischen: „fluorescence lifetime-intensity distribution“; abgekürzt mit „FLID“

befindet, benutzt, um diesen zu charakterisieren [137]. Hierbei deutet ein Verhalten nach einem inversen Potenzgesetz auf eine exponentielle Verteilung der Tiefe oder des Abstandes der Störstellen hin.

Mit Resonanzfluoreszenzmessungen an Quantenpunkten, die in einer n-i-Schottky-Diode eingebettet sind, konnte nachgewiesen werden, dass ein zusätzliches Loch an einer fixen Position in einer Entfernung von 30 nm zu einer diskreten Verschiebung der Übergangsenergie des Quantenpunktes um $20 \mu\text{eV}$ führt [138]. Eine fluktuierende 2-dimensionale Ladungsverteilung führte dagegen vor allem zu einer Verbreiterung der Linie.

An der Statistik der Energieverschiebung kann abgelesen werden, ob die Ursache der spektralen Diffusion eher auf diskrete einzelne Ladungen zurückzuführen ist oder auf eine fluktuierende Ladungsverteilung [139]. Dazu wird ermittelt, um welchen Energiebetrag die Linie zwischen zwei Spektren gesprungen ist, die direkt hintereinander aufgenommen wurden. Zeigt das entsprechende Histogramm eine Gauß-Verteilung, so liegt eher eine kontinuierliche Ladungsverschiebung vor, während eine Lorentz-Verteilung eher für diskrete Ladungen spricht.

Zusammenfassung

Im Vergleich mit „natürlichen Atomen“ weisen die Quantenpunkte ähnliche Eigenschaften auf, wie diskrete optische Übergänge und eine Schalenstruktur. Es gibt jedoch auch einige Unterschiede zwischen „natürlichen Atomen“ und Quantenpunkten: So werden bei der Beschreibung eines Quantenpunktes zum Beispiel Löcher und Elektronen berücksichtigt. In Bezug auf die Anwendung ist der bedeutendste Unterschied jedoch die Möglichkeit, die Eigenschaften der Quantenpunkte im Herstellungsprozess gezielt zu beeinflussen. Dies ist gleichzeitig auch eine Herausforderung, weil unvermeidbare Variationen der Herstellungsparameter zu einer Variation der Quantenpunkteigenschaften führen. Eine detaillierte Berechnung der Eigenschaften ist aufgrund der Komplexität der Quantenpunkte nicht möglich. Selbst die energetische Abfolge der Zustände kann zwischen verschiedenen Quantenpunkten variieren [140]. Zur genauen Charakterisierung der Quantenpunkteigenschaften sind daher spannungsabhängige Photolumineszenzmessungen und Photostrommessungen notwendig, wie sie in Abschnitt 2.6 beschrieben werden.

2.3 Verwendete Materialsysteme

In dieser Arbeit werden die Halbleitermaterialien InP, $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ ⁸, InAs, GaAs und AlAs verwendet. In Tabelle 2.1 sind wichtige Eigenschaften der Materialien zusammengetragen: Die direkte Bandlücke bei tiefen Temperaturen (4 K) in den Einheiten eV und nm wird aufgelistet. Die Materialien kristallisieren alle in Zinkblendestruktur, daher wird die direkte Bandlücke am Γ -Punkt zwischen Leitungsband und dem Valenzband der schweren und leichten Löcher angegeben. Aufgelistet ist auch die Halbleiterart, die Gitterkonstante der Materialien bei Raumtemperatur, der Brechungsindex bei der im Experiment relevanten Wellenlänge, die effektive Elektronenmasse am Γ -Punkt als Vielfaches der Masse m_0 des freien Elektrons, sowie die Masse der schweren und leichten Löcher am Γ -Punkt. Liegt in der Literatur die Masse der Löcher für die verschiedenen Kristallrichtungen vor, so ist die sphärisch gemittelte Masse angegeben.

Tabelle 2.1: Eigenschaften der verwendeten Halbleitermaterialien

Material	InP	$\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$	InAs	GaAs	AlAs
Direkte Bandlücke in eV	1,42 [141]	1,18 [142]	0,42 [143]	1,52 [144]	3,13 [145]
Direkte Bandlücke in nm	873	1050	2950	816	396
Halbleiterart	direkt	direkt	direkt	direkt	indirekt
Gitterkonstante in Å	5,868 [96]	Nominell 5,868 siehe InP	6,058 [85]	5,653 [86]	5,660 [146]
Brechungsindex	3,2 [147]	3,4 [142]	3,5 [148]	3,5 [149]	2,9 [150]
Effektive Elektronenmasse in m_0	0,08 [151]	0,06 [142]	0,026 [152]	0,067 [153]	0,15 [154]
Masse des schweren Lochs in m_0	0,65 [155]	0,5 [156]	0,57 [157]	0,50 [158]	0,75 [154]
Masse des leichten Lochs in m_0	0,12 [155]	0,07 [156]	0,025 [157]	0,08 [158]	0,16 [154]

Der quaternäre Mischkristall $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ ist gitterangepasst an das InP. In der Literatur wird der Mischkristall als Kombination $(\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48})_z(\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47})_{1-z}\text{As}$ der beiden gitterangepassten ternären Mischkristalle $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ und $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ beschrieben. Die Eigenschaften des Mischkristalls $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ werden durch Interpolation, in diesem Fall für $z = 0,5$, bestimmt.

Die Lage der Valenz- und Leitungsbandkanten der unverspannten Halbleitermaterialien ist in Abbildung 2.13 auf einer absoluten Skala dargestellt. Es wird die entartete Valenzbandkante des schweren und leichten Lochs gezeigt. Die

⁸ wird in der Literatur auch als $\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{In}_{0,53}\text{As}$ oder $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,23}\text{Al}_{0,24}\text{As}$ bezeichnet

Valenzbandkante des abgespaltenen Lochs wurde nicht mit berücksichtigt. Der Heteroübergang zwischen dem InP und dem $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ hat bei einem Aluminiumgehalt von 24 % eine versetzte Bandlücke⁹ [159].

Im Experiment ist insbesondere das InAs verspannt. Der Einfluss der Verspannung auf die Bandlücke wird in der Abbildung nicht berücksichtigt. InAs hat im Vergleich zum InP und GaAs eine größere Gitterkonstante. Hieraus folgen eine negative Verspannung und eine Vergrößerung der Bandlücke.

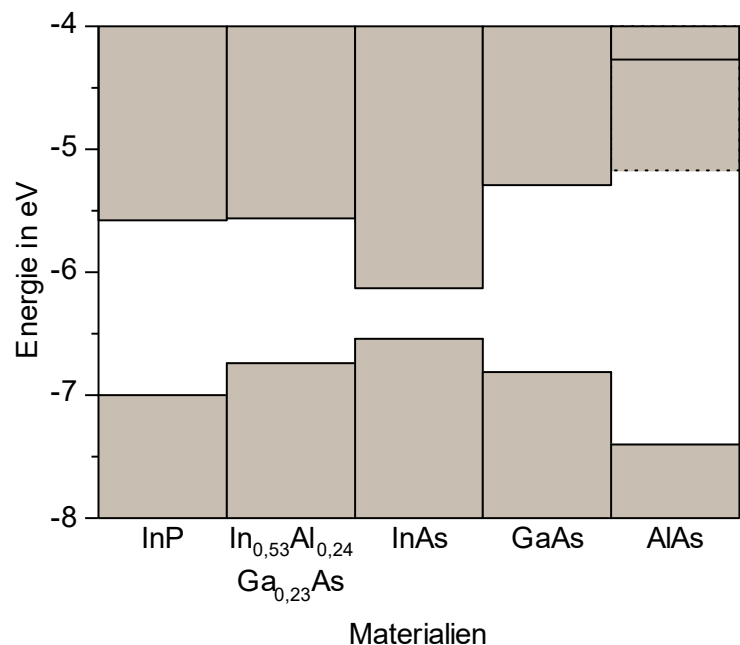


Abbildung 2.13: Lage der Valenz- und Leitungsbandkante. Es wird die entartete Valenzbandkante der leichten und schweren Löcher gezeigt. Die indirekte Bandlücke des AlAs ist gestrichelt eingezeichnet. Daten der vier Verbindungshalbleiter aus [160].

2.4 Optik am Zweiniveausystem

Zur einfacheren Beschreibung der resonanten und kohärenten Wechselwirkung zwischen Licht und Quantenpunkt wird der Quantenpunkt in diesem Abschnitt durch ein Zweiniveausystem angenähert. Damit diese Näherung mit dem Experiment übereinstimmt, wird ein spektral schmalbandiger und linear polarisierter Laser verwendet. Schmalbandig bedeutet hier, die spektrale Breite des Lasers muss geringer sein als der Abstand zwischen zwei gleichartig polarisierten Übergängen. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, kann mit horizontal linear polarisiertem Licht π_x zum Beispiel das Zweiniveausystem bestehend aus dem Grundzustand $|0\rangle$ des leeren

⁹ im Englischen: „type-II band alignment“

Quantenpunkts und dem Zustand $|X\rangle$ des feinstrukturaufgespaltenen Exzitons präpariert werden. Prinzipiell gelten die folgenden Überlegungen jedoch für jedes Zweiniveausystem, dessen stärkster Kopplungsmechanismus die Dipolwechselwirkung ist.

Dichtematrix

Jeder Zustand des Zweiniveausystems lässt sich durch die Dichtematrix

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{0X} \\ \rho_{X0} & \rho_{XX} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

beschreiben. Dabei ist ρ_{00} die Besetzungsdichte des Zustandes $|0\rangle$ und ρ_{XX} die Besetzungsdichte des Zustandes $|X\rangle$. Die Außerdiagonalelemente ρ_{0X} und ρ_{X0} werden als Kohärenz zwischen den Zuständen $|0\rangle$ und $|X\rangle$ bezeichnet. Für die Besetzungsdichte gilt der Erhaltungssatz:

$$\rho_{00} + \rho_{XX} = 1. \quad (2.5)$$

Für die Außerdiagonalelemente gilt:

$$\rho_{0X} = (\rho_{X0})^*. \quad (2.6)$$

Die Dynamik der Dichtematrix kann über die Von-Neumann-Gleichung

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}, \hat{H}] \quad (2.7)$$

bestimmt werden. Der Hamilton-Operator \hat{H} des Zweiniveausystems setzt sich zusammen aus einem Anteil \hat{H}_{el} , der das reine Zweiniveausystem beschreibt, und einem Anteil $\hat{H}_{el,Licht}$, der die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Zweiniveausystem beschreibt. Der Zustand $|0\rangle$ mit der Energie $\hbar\omega_0$ liege im Folgenden energetisch unter dem Zustand $|X\rangle$ mit der Energie $\hbar\omega_X$ und der Hamilton-Operator \hat{H}_{el} habe die Form:

$$\hat{H}_{el} = |0\rangle\hbar\omega_0\langle 0| + |X\rangle\hbar\omega_X\langle X|. \quad (2.8)$$

Mit diesem Hamilton-Operator zeigt das Zweiniveausystem kein dynamisches Verhalten. Als Lösung der Von-Neumann-Gleichung ergibt sich eine zeitunabhängige Dichtematrix $\hat{\rho}$.

Dipolwechselwirkung

Ein dynamisches Verhalten zeigt sich erst, wenn eine Wechselwirkung zwischen den beiden Niveaus zugelassen wird. In dieser Arbeit wird die Dipolwechselwirkung betrachtet. Klassisch berechnet sich die Energie E_{dip} eines Dipolmoments \vec{p} im elektrischen Feld \vec{F} zu

$$E_{\text{dip}} = -\vec{F} \cdot \vec{p} , \quad (2.9)$$

wobei das Dipolmoment über den Abstand \vec{r} zwischen den Ladungen q definiert ist:

$$\vec{p} = q\vec{r} . \quad (2.10)$$

In der Quantenmechanik hat der entsprechende semiklassische Hamilton-Operator $\hat{H}_{el,Licht}$ die Form:

$$\hat{H}_{el,Licht} = -\vec{F}(\vec{x}, t) \cdot \hat{\vec{P}} . \quad (2.11)$$

Das elektrische Feld \vec{F} wird in diesem Hamilton-Operator als klassische Größe behandelt, die im Allgemeinen sowohl vom Ort \vec{x} , als auch von der Zeit t abhängt. Der Polarisationsoperator $\hat{\vec{P}}$ lässt sich in einem Zweiniveausystem folgendermaßen ausdrücken:

$$\hat{\vec{P}} = \vec{\mu}_{0X}|0\rangle\langle X| + (\vec{\mu}_{0X})^*|X\rangle\langle 0| . \quad (2.12)$$

Die Stärke der Kopplung zwischen den beiden Zuständen wird hier durch das Dipolmatrixelement $\vec{\mu}_{0X}$ angegeben. Als physikalisch beobachtbare Größe gilt für das Dipolmatrixelement:

$$\vec{\mu}_{0X} = (\vec{\mu}_{0X})^* . \quad (2.13)$$

Sind die beiden Zuständen $|0\rangle$ und $|X\rangle$ bekannt, so kann das Dipolmatrixelement über die Gleichung

$$\vec{\mu}_{0X} = \langle 0|q\hat{\vec{r}}|X\rangle \quad (2.14)$$

berechnet werden.

Zur Vereinfachung wird der Hamilton-Operator $\hat{H}_{el,Licht}$ in dieser Arbeit wie folgt angepasst: Es wird die Dipolnäherung angewandt. Als räumliche Ausdehnung des Zweiniveausystems kann mit 50 nm ungefähr die Größe des Quantenpunktes

angegeben werden. Da sich das elektrische Feld bei einer Wellenlänge von 1500 nm auf der Skala des Zweiniveausystems kaum ändert, wird die Abhängigkeit des elektrischen Feldes vom Ort in der Dipolnäherung vernachlässigt. Die vektoriellen Größen, Dipolmatrixelement und Polarisation des Lichtes, werden durch skalare Größen ersetzt, da in den meisten Experimenten in dieser Arbeit ein fester Zusammenhang zwischen beiden Größen gegeben ist. Das elektrische Feld wird aufgespalten in einen Teil, der mit der Laserfrequenz ω_L oszilliert und einen Teil $F_0(t)$, der die Einhüllende des elektrischen Feldes beschreibt:

$$F(t) = F_0(t) \cos(\omega_L t + \varphi(t)), \quad (2.15)$$

der im Allgemeinen notwendige Phasenfaktor $\varphi(t)$ muss in dieser Arbeit nicht weiter beachtet werden. Die Rabi-Frequenz

$$\Omega(t) = \frac{F_0(t)\mu_{0X}}{\hbar} \quad (2.16)$$

wird eingeführt, sie gibt an, wie stark das Zweiniveausystem getrieben wird.

Bloch-Gleichungen

Wird neben dem Hamilton-Operator \hat{H}_{el} , der das reine Zweiniveausystem beschreibt, nun auch der Hamilton-Operator $\hat{H}_{el,Licht}$, der die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Zweiniveausystem beschreibt, berücksichtigt, so ergeben sich über die von-Neumann-Gleichung (2.7) die optischen Bloch-Gleichungen:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \rho_{0X} &= -(\hbar\omega_X - \hbar\omega_0)\rho_{0X} + F(t)\mu_{0X}(1 - 2\rho_{XX}) \\ i\hbar \frac{d}{dt} \rho_{XX} &= -F(t)\mu_{0X}\rho_{0X} + F(t)\mu_{0X}(\rho_{0X})^* . \end{aligned} \quad (2.17)$$

Das zeitliche Verhalten der hier nicht explizit aufgeführten Größen ρ_{00} und ρ_{X0} kann mit Hilfe der Gleichungen (2.5) und (2.6) berechnet werden.

Die spontane Emission oder ein anderer Zerfallsprozess werden durch Gleichung (2.17) allerdings nicht beschrieben. Zur Beschreibung der spontanen Emission müsste im Hamilton-Operator $\hat{H}_{el,Licht}$ (2.11) das klassische elektrische Feld durch eine quantisierte Beschreibung des elektromagnetischen Feldes ersetzt werden.

In dieser Arbeit wird die Verringerung der Besetzungsdichte ρ_{XX} durch die spontane Emission und weitere Zerfallsprozesse hingegen über die phänomenologische

Zerfallszeit T_1 beschrieben. Die Abnahme der Kohärenz ρ_{0X} wird über die Dephasierungszeit T_2 beschrieben. Ein Zerfall der Besetzungsdichte des Zweiniveausystems hat immer auch eine Verringerung der Kohärenz des Zweiniveausystems zur Folge. Darüber hinaus wird die Kohärenz durch reine Dephasierungsprozesse¹⁰ abgebaut. Für die Dephasierungszeit T_2 gilt allgemein:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (2.18)$$

Wegen der Phononenstreuung wird in Festkörpern bei Raumtemperatur der Dephasierungsprozess durch die reine Dephasierungszeit T_2^* bestimmt. Sie ist viel kürzer als die Zerfallszeit ($T_2^* \ll T_1$). Dagegen können reine Dephasierungsprozesse bei einer Temperatur von unter 10 K an Quantenpunkte vernachlässigt werden, wie sowohl theoretische [161] als auch experimentelle [162, 163] Arbeiten zeigen. Da die Messungen in dieser Arbeit bei einer Temperatur von ungefähr 4 K durchgeführt wurden, wird die reine Dephasierungszeit T_2^* im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Wie auf Seite 36 diskutiert, gilt diese Argumentation nicht, während der Anregung mit hohen Pulsflächen. Deshalb wird auf Seite 36 ein weiterer Dämpfungsterm beschrieben, der proportional zum Quadrat der Rabi-Frequenz ist, hier jedoch vorläufig nicht berücksichtigt wird. Mit den phänomenologischen Zeitkonstanten haben die gedämpften optischen Bloch-Gleichungen die Form:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \rho_{0X} &= -(\hbar\omega_X - \hbar\omega_0)\rho_{0X} + \hbar\Omega(t) \cos(\omega_L) (1 - 2\rho_{XX}) - i\hbar \frac{\rho_{0X}}{T_2} \\ i\hbar \frac{d}{dt} \rho_{XX} &= -\hbar\Omega(t) \cos(\omega_L) (\rho_{0X} - (\rho_{0X})^*) - i\hbar \frac{\rho_{XX}}{T_1}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei der insbesondere zur Beschreibung von Mehrfachpulsexperimenten notwendige Phasenfaktor hier weggelassen wurde.

Regime schwacher Kopplung

Zur Lösung der Bloch-Gleichungen werden nun zwei Regime betrachtet: Im Regime schwacher Kopplung ist die Rabi-Frequenz viel kleiner als die Rate der Zerfallsprozesse: $\Omega \ll 1/T_1$. Die Besetzungsdichte wird kaum verändert, es gilt in guter Näherung: $\rho_{00} = 1$ und $\rho_{XX} = 0$. Die Wechselwirkung zwischen Licht und Zweiniveausystem kann über Ratengleichungen mit Hilfe der Einstein-Koeffizienten

¹⁰ im Englischen: „pure dephasing process“

beschrieben werden. Der Einstein-Koeffizient der spontanen Emission A_{X0} ergibt sich zu:

$$A_{X0} = \frac{(\omega_X - \omega_0)^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \mu_{0X}^2 \quad (2.20)$$

und die Einstein-Koeffizienten der Absorption B_{0X} und der induzierten Emission B_{X0} ergeben sich zu:

$$B_{0X} = B_{X0} = \frac{\pi}{3\epsilon_0\hbar^2} \mu_{0X}^2. \quad (2.21)$$

Die exponentielle Lebensdauer T_1 des oberen Zustandes eines Zweiniveausystems im Vakuum wird somit durch den Wert

$$T_1 = \frac{1}{A_{X0}} \quad (2.22)$$

limitiert. Für das spektrale Linienprofil $g(\omega)$ des Übergangs folgt aus der exponentiell gedämpften Schwingung nach Fourier-Transformation eine Lorentzlinie:

$$g(\omega) = \frac{\frac{\gamma}{2\pi}}{(\omega - (\omega_X - \omega_0))^2 + \frac{\gamma^2}{4}}, \quad (2.23)$$

mit der Halbwertsbreite γ . Entspricht die Kreisfrequenz ω der Übergangsfrequenz $\omega_X - \omega_0$ des Zweiniveausystems, so nimmt das Profil sein Maximum von $2/(\pi\gamma)$ an. Die Fläche des Linienprofils ist normiert: $\int g(\omega)d\omega = 1$.

Die geringste Halbwertsbreite

$$\gamma_{\text{nat}} = \frac{1}{T_1} = A_{X0} \quad (2.24)$$

wird als natürliche Linienbreite bezeichnet. Reine Dephasierungsprozesse oder weitere Zerfallsprozesse sind in diesem Fall nicht vorhanden. Wie im Abschnitt 2.6 genauer beschrieben, ist in dieser Arbeit das Tunneln der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt der bedeutendste nichtstrahlende Zerfallsprozess. Die homogene Linienbreite

$$\gamma_{\text{hom}} = \frac{1}{T_1} = A_{X0} + \frac{1}{\tau_{\text{tunnel}}} \quad (2.25)$$

ist um die Tunnelrate $1/\tau_{\text{tunnel}}$ verbreitert.

Im Experiment muss immer auch die Sättigungsverbreiterung berücksichtigt werden. Im Regime schwacher Kopplung führt eine Erhöhung der Anregungsleistung zu einer Sättigung der Besetzungsdichte. Dieser Effekt tritt zuerst im Zentrum des Linienprofils auf, wohingegen die Besetzungsdichte in den Flanken des Linienprofils zunächst weiter steigt. Insgesamt resultiert hieraus ein lorentzförmiges Linienprofil, dessen Halbwertsbreite von der Anregungsleistung abhängig ist. Im Experiment sollte daher zur Bestimmung der Linienbreite eine möglichst geringe Anregungsleistung verwendet werden. Wie die gemessene Linienbreite durch die Auflösung der verwendeten Geräte beeinflusst wird, ist im Abschnitt 2.6 beschrieben.

Regime starker Kopplung: Rabi-Oszillationen

Im Regime starker Kopplung ist die Rabi-Frequenz viel größer als die Rate der Zerfallsprozesse: $\Omega \ll 1/T_1$. In diesem Regime ist die Lösung der Bloch-Gleichungen nicht stationär, sondern die Besetzungsdichte oszilliert zwischen dem unteren und oberen Zustand des Zweiniveausystems. Abbildung 2.14 zeigt das zeitliche Verhalten der Besetzungsdichte ρ_{XX} des oberen Niveaus. Die Anregung erfolgt aus dem Grundzustand ($\rho_{00} = 1$ und $\rho_{XX} = 0$) mit einem konstanten elektrischen Feld, das resonant zum Übergang des Zweiniveausystems ist. Handelt es sich um ein System ohne Zerfallsprozesse (schwarze Kurve), so hat die konstante Rabi-Frequenz Ω das System nach der Zeit $t = \pi/\Omega$ invertiert ($\rho_{00} = 0$ und $\rho_{XX} = 1$) und nach der Zeit $t = 2\pi/\Omega$ zurück in den Grundzustand abregt. Bei einem System mit der Zerfallsrate $1/T_1 = 0,1\Omega$ (rote Kurve) sind die Rabi-Oszillationen deutlich gedämpft und es stellt sich bei weiterer Anregung mit einer konstanten Rabi-Frequenz eine Besetzungsdichte von $\rho_{XX} = 0,5$ ein. Noch stärker gedämpfte Systeme (grüne und blaue Kurve) zeigen keine Rabi-Oszillationen und können auch durch die Ratengleichungen des Regimes schwacher Kopplung beschrieben werden.

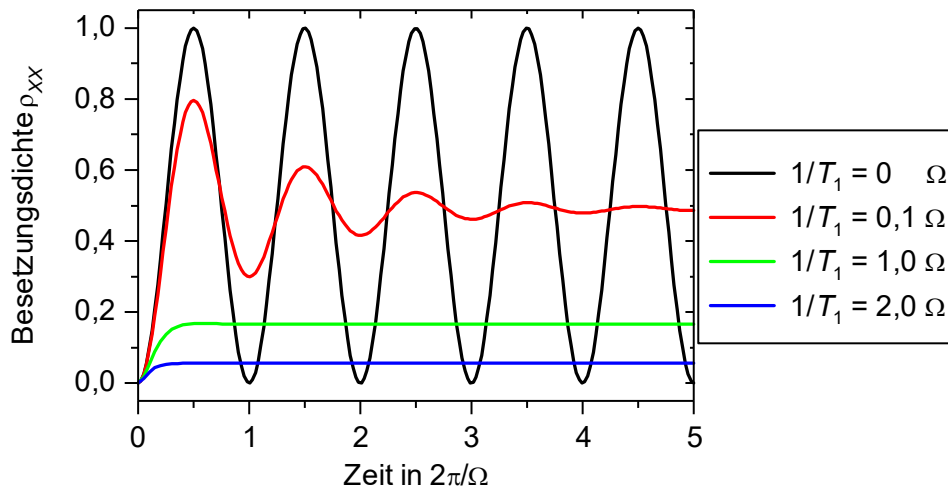


Abbildung 2.14: Rabi-Oszillationen des oberen Niveaus bei verschiedenen Zerfallsraten. Das elektrische Feld wird zum Zeitpunkt 0 eingeschaltet. Die Zeit ist proportional zur Pulsfläche $\theta = \Omega t$.

Das elektrische Feld wird im Experiment durch kurze Laserpulse erzeugt. Hierdurch ist es möglich, die Rabi-Frequenz soweit zu erhöhen, dass das Regime starker Kopplung erreicht wird und Rabi-Oszillationen beobachtet werden können. Ein Laserpuls hat jedoch keine konstante Rabi-Frequenz. Um die Wechselwirkung mit dem System dennoch einfach beschreiben zu können, wird die Pulsfläche

$$\theta(t) = \int_{-\infty}^t \Omega(t') dt' \quad (2.26)$$

eingeführt. Ein Laserpuls mit der Fläche π invertiert das System, während ein Laserpuls mit der Fläche 2π das System zurück in den Ausgangszustand überführt.

Rabi-Oszillationen im Experiment

Im Gegensatz zu der Darstellung in Abbildung 2.14 wird im Experiment nicht der zeitliche Verlauf der Besetzungsdichte vermessen, sondern der Endzustand der Besetzungsdichte nach Anregung durch einen Laserpuls wird in Abhängigkeit der Pulsfläche gemessen. Nur in einem System ohne Zerfallsprozesse ergibt sich für beide Methoden das gleiche Ergebnis. In einem System mit Zerfallsprozessen hängt das Ergebnis vom zeitlichen Abstand zwischen dem Laserpuls und der Messung der Besetzungsdichte ab. In einem um Phononen erweiterten Modell konnten sogar Szenarien gefunden werden, in denen die Besetzungsdichte zunächst mit zunehmender Pulsfläche geringer wird, anschließend bei noch höheren Pulsflächen steigt die Besetzungsdichte wieder an [164].

In verschiedenen Experimenten wurden Rabi-Oszillationen an Quantenpunkten beobachtet, beispielsweise an einem Quantenpunktensemble [165], an einzelnen Quantenpunkten, die durch Monolagenfluktuationen in Quantenfilmen definiert sind [166], an einzelnen selbstorganisierten Quantenpunkten [167], bei einer Wellenlänge um 740 nm [168], bei einer Wellenlänge um 950 nm [169], bei einer Wellenlänge um 1300 nm [170], in Photolumineszenzmessungen [171] und in Photostrommessungen [172].

Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine zunehmende Dämpfung der Rabi-Oszillationen zu höheren Pulsflächen, diese Dämpfung ist in der bisherigen Theorie des Zweiniveausystems nicht enthalten. Als möglicher Erklärungsansatz für die leistungsabhängige Dämpfung wurde die Wechselwirkung mit dem Biexziton [173] vorgeschlagen. Die Wechselwirkung mit dem Biexziton kann im Gegensatz zur leistungsabhängigen Dämpfung durch eine geeignete Wahl der Polarisation des Lasers effektiv unterdrückt werden, dies macht die Betrachtung weiterer Erklärungsansätze notwendig. Als weitere Erklärungsansätze der Dämpfung wurde die Bildung indirekter Exzitonen zwischen Quantenpunkt und Benetzungsschicht und zwischen Quantenpunkt und GaAs vorgeschlagen [173, 174]. Bereits zu Beginn der Diskussion wurde auch die Wechselwirkung mit Phononen als Erklärung in Betracht gezogen [175, 176]. Es wurde gezeigt, dass die experimentell beobachtete leistungsabhängige Dämpfung gut durch eine Wechselwirkung zwischen dem Zweiniveausystem und einem allgemeinen nicht-markowschen Reservoir beschrieben werden kann [177]. In temperaturabhängigen Experimenten wurde dieses Reservoir mit dem Phononenbad identifiziert [178 bis 180].

Um die Wechselwirkung zwischen Zweiniveausystem und Phononenbad während der optischen Anregung zu berechnen, finden sich in der Literatur verschiedene Ansätze: Eine exakte Lösung wurde für ultrakurze Laserpulse gefunden [175]; bei Laserpulsen, endlicher Länge, kann eine Berechnung über die Dichtematrixtheorie erfolgen, wobei die Elektron-Phonon-Wechselwirkung bis zur Korrelationserweiterung mindestens zweiter Ordnung berücksichtigt wird [176]; weiterhin kann die Berechnung über die numerisch exakte Pfadintegralmethode erfolgen [181]; oder zur Berechnung wird eine Mastergleichung benutzt, die auf einer schwachen Kopplung an das Phononenbad [182] oder auf einem Polaronansatz [183] beruht. Detaillierter sind die Berechnungen in diesem Übersichtsartikel [184] beschrieben.

Bis zu einer Temperatur von 30 K liefert ein Mastergleichungsansatz, in dem eine schwache Kopplung zwischen dem Zweiniveausystem und dem Phononenbad angenommen wird, gute Resultate. In den optischen Bloch-Gleichungen (2.19) ergibt sich durch diesen Ansatz für die Kohärenz ρ_{0X} ein weiterer Dämpfungsterm, der

proportional zum Quadrat der Rabi-Frequenz $\Omega^2(t)$ ist [178]. Zum Vergleich zwischen Theorie und experimentellen Messwerten würde das Gleichungssystem idealerweise in jedem Fitschritt numerisch gelöst, wobei die Parameter beispielsweise über einen differentiellen evolutionären Algorithmus bestimmt würden. In dieser Arbeit wird eine weniger rechenintensive Fitfunktion benutzt. Für die leistungsabhängigen Rabi-Oszillationen wird die analytische Gleichung

$$\rho_{XX}(\theta) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin\left(\theta + \frac{3}{2}\pi\right) e^{-\kappa\theta} \quad (2.27)$$

verwendet, in der die exponentielle Dämpfung mit der Größe κ beschrieben wird. Der Zusammenhang zwischen der Besetzungsdichte ρ_{XX} und dem gemessenen Photostrom, sowie zwischen der Pulsfläche θ und der gemessenen Laserleistung wird in den Abschnitten 2.6 und 5.6 detaillierter beschrieben.

Einfluss der Pulsform

Wird das Zweiniveausystem mit Laserpulsen angeregt, so ist die Annahme, die spektrale Breite des Laserpulses sei deutlich geringer als die spektrale Breite des Zweiniveausystems, meistens nicht mehr gültig und die Resultate sind von der spektralen Form der Laserpulse abhängig. In Abbildung 2.15 ist die Besetzungsdichte ρ_{XX} des oberen Niveaus in Abhängigkeit der Pulsfläche des Anregungslasers und in Abhängigkeit der Verstimmung zwischen der Zentralwellenlänge des Laserpulses und dem Zweiniveausystem dargestellt. Die gezeigte Besetzungsdichte bleibt nach dem Laserpuls zeitlich konstant, da es in dem System keinen Zerfallsprozess gibt. In der linken Diagrammhälfte ist die Anregung mit einem Gauß-Puls dargestellt, in der rechten Diagrammhälfte mit einem sech-Puls. Die Pulsbreiten sind so gewählt, dass die Messung der Pulsbreite mit einem Autokorrelator den gleichen Wert ergeben würde. Ist der Laser resonant zum Zweiniveausystem, so ergibt sich kein Unterschied in der Besetzungsdichte. Das Verhalten ist identisch zu dem in Abbildung 2.14. Bei einer Verstimmung zwischen Laser und Zweiniveausystem verringert sich die maximal erreichbare Besetzungsdichte des oberen Niveaus symmetrisch für negative wie auch positive Verstimmungen. Im Fall des Gauß-Pulses verschiebt sich die Lage des Maximums der Besetzungsdichte mit zunehmender Verstimmung zu kleineren Pulsflächen, im Fall des sech-Pulses bleibt die Lage des Maximum dagegen konstant bei einer Pulsfläche, die einem ungeraden π -fachen entspricht.

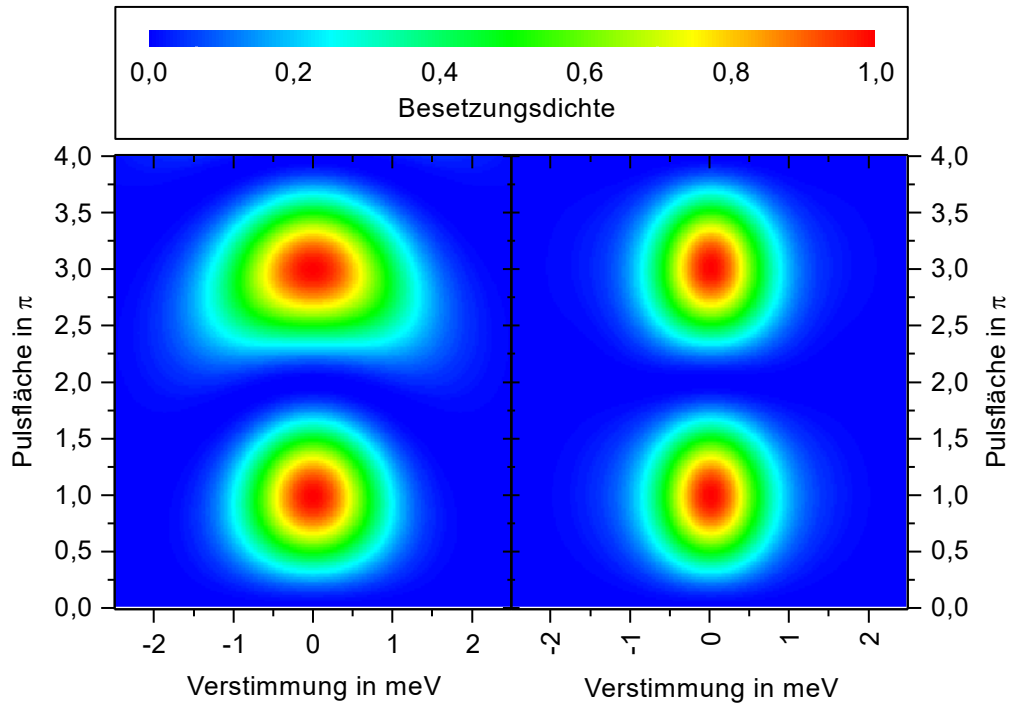


Abbildung 2.15: Endzustand der Besetzungsdichte des oberen Niveaus nach Anregung durch einen Laserpuls; das Zweiniveausystem wurde ohne Zerfallsprozesse simuliert; in der linken Hälfte Anregung mit einem Gauß-Puls; in der rechten Hälfte Anregung mit einem sech-Puls; gleiche Autokorrelationsbreite der Pulse.

Zum Abschluss dieses Abschnitts sei kurz auf weiterführende Themen hingewiesen, die bei der Licht-Materie-Wechselwirkung am Zwei-Niveau-System relevant sind, hier jedoch nicht ausführlich behandelt werden, da in dieser Arbeit keine phasensensitiven Experimente durchgeführt werden. Der Zustand des Zwei-Niveau-Systems wird häufig auf der Bloch-Kugel visualisiert, insbesondere um mehrere kohärente Manipulationen zu veranschaulichen. Berechnungen können mit der Drehwellennäherung¹¹ vereinfacht werden. Hierbei werden Beiträge, die mit der doppelten Laserfrequenz schwingen, vernachlässigt. Die Größen werden dann oft in einem drehenden Bezugssystem¹² dargestellt. Eine resonante Anregung verursacht in diesem Fall keine Rotation um die z-Achse der Bloch-Kugel. Zur Bestimmung der Zerfalls- und Dephasierungszeiten eignet sich die Ramsey-Interferenzmethode. In ihr wird das Zwei-Niveau-System zunächst mit einem $\pi/2$ -Puls in eine kohärente Überlagerung gebracht, nach einer Verzögerungszeit wird die Phasenlage mit einem zweiten $\pi/2$ -Puls ermittelt [185, 186]. Details zu den oben beschriebenen Themen finden sich zum Beispiel in diesen Lehrbüchern [56, 58, 187].

¹¹ im Englischen: „rotating wave approximation“; abgekürzt mit „RWA“

¹² im Englischen: „rotating frame“

2.5 Quantum-Confined-Stark-Effekt

Über den Quantum-Confined-Stark-Effekt wird in dieser Arbeit die Übergangsenergie zwischen den einzelnen Zuständen im Quantenpunkt mit geringem experimentellen Aufwand präzise abgestimmt [188, 189]. Wie beim Stark-Effekt verschiebt beim Quantum-Confined-Stark-Effekt ein elektrisches Feld die Übergangsenergie. Durch die Beschränkung der Ladungsträger auf einen Raumbereich ist eine größere Verstimmung der Übergangsenergie ohne eine Ionisierung der Ladungsträger möglich.

Der Quantum-Confined-Stark-Effekt wurde 1982 an Quantenfilmen [190], 1997 an Quantendrähten [191] und 1998 an Quantenpunkten [192] gemessen. In dieser Arbeit wird das elektrische Feld parallel zur Wachstumsrichtung der Quantenpunkte angelegt. Eine laterale Wirkung des elektrischen Feld wird nicht weiter berücksichtigt, hierdurch kann der Quantum-Confined-Stark-Effekt am Quantenpunkt analog zum eindimensionalen Fall am Quantenfilm behandelt werden und sowohl das elektrische Feld \vec{F} als auch das statische Dipolmoment \vec{p}_X des Exzitons können mit skalaren Größen beschrieben werden. Die Richtung der Größen wird in Abbildung 2.16 definiert. Neben dem statischen Dipolmoment p_X induziert das elektrische Feld ein Dipolmoment p_F , dessen Stärke von der Polarisierbarkeit α_X des Exzitons abhängt: $p_F = \alpha_X F$. Für die Energie E_X des Exzitons gilt somit in Abhängigkeit des elektrischen Feldes F :

$$E_X(F) = E_X(0) - p_X F - \alpha_X F^2. \quad (2.28)$$

Das statische Dipolmoment p_X ist proportional zum Abstand r_X zwischen dem Ladungsschwerpunkt des Elektrons und dem Ladungsschwerpunkt des Lochs, es gilt:

$$p_X = e r_X, \quad (2.29)$$

mit der Elementarladung e , es gilt $e = |e|$. Ist der Abstand positiv, so befindet sich der Ladungsschwerpunkt des Lochs näher an der Spitze des Quantenpunktes als der Ladungsschwerpunkt des Elektrons. Ist der Abstand negativ, so befindet sich das Elektron näher an der Spitze als das Loch. Die Polarisierbarkeit wird entscheidend durch die Höhe z_{QD} des Quantenpunktes und die effektive Masse der Ladungsträger m^* beeinflusst: $\alpha_X \sim m^* z_{\text{QD}}^4$. [193]

Schematisch wird der Quantum-Confined-Stark-Effekt anhand der feldinduzierten Bandverkipfung in Abbildung 2.16 erklärt. Neben der Energieverstimmung, die in Gleichung (2.28) beschrieben wird, können durch die Abbildung noch folgende

Punkte veranschaulicht werden: Elektron und Loch werden durch das elektrische Feld räumlich stärker getrennt, das Dipolmatrixelement wird wegen der reduzierten Überlappung der Wellenfunktionen geringer, die strahlende Lebensdauer wird größer [194] und die Tunnelrate der Ladungsträger nimmt zu. Das induzierte Dipolmoment p_F wird durch die Abmessungen des Quantenpunktes begrenzt, sodass der letzte Term der Gleichung (2.28) bei hohen elektrischen Feldern einen linearen Beitrag liefert. Durch die größere Entfernung zwischen den Ladungsträgern wird die Coulombwechselwirkung geringer. In der Gleichung wird deren Einfluss auf die Energieverschiebung ebenfalls vernachlässigt [195].

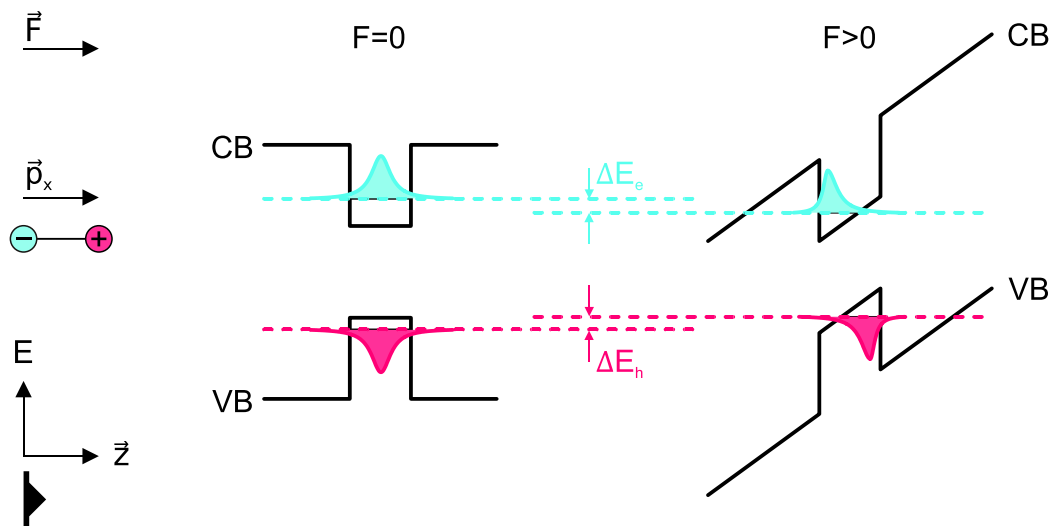


Abbildung 2.16: Veranschaulichung des Quantum-Confined-Stark-Effekts; Definition der Richtungen des elektrischen Feldes \vec{F} , des statischen Dipolmoments \vec{p}_x und der Wachstumsrichtung \vec{z} ; Verringerung der Übergangsenergie durch die Bandverkipfung bei einem elektrischen Feld $F > 0$ um die Energien ΔE_e und ΔE_h .

2.6 Verwendete Messmethoden

Die Eigenschaften des Quantenpunktes werden in dieser Arbeit über Photolumineszenzmessungen und Photostrommessungen bestimmt. Wobei Photolumineszenzmessungen besonders gut zur Bestimmung der Zustände im Quantenpunkt geeignet sind, insbesondere wenn die Messungen spannungs- oder leistungsabhängig durchgeführt werden [114]. Der Vorteil der Photostrommessung ist die hohe spektrale Auflösung, die einfache experimentelle Realisierung und die direkte quantitative Auswertbarkeit [196].

Photolumineszenzmessung

Bei der Photolumineszenzmessung werden mit einem Laser die Ladungsträger vom Valenzband in das Leitungsband angeregt. Dabei wird die Wellenlänge des Laser so

kurz gewählt, dass die Energie größer als die Bandlücke des Halbleitermaterials ist. Die angeregten Ladungsträger relaxieren aus den energetisch höheren Zuständen zur Bandkante, in die Benetzungsschicht und in die Zustände des Quantenpunktes. Ein Elektron und ein Loch rekombinieren strahlend aus diesen Zuständen in ein Photon, dessen Energie der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht.

Die Photonenraten aus den verschiedenen Zuständen sind von der Intensität des Lasers, den Relaxationsraten und den strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsraten abhängig. Im Experiment müssen die emittierten Photonen zur Vermessung vom Laser getrennt werden können. Häufig wird die Energie und die Rate der Photonen mit einem Spektrometer vermessen, wobei die gemessenen Photonenraten von vielen experimentellen Details, wie zum Beispiel der numerischen Apertur der Sammeloptik direkt über der Probe und der Effizienz des Detektors abhängen.

Prinzipiell kann über Photolumineszenzmessungen mit einem Spektrometer auch das Linienprofil der Zustände bestimmt werden. Häufig ist das Auflösungsvermögen des Spektrometers jedoch viel geringer als die Linienbreite der Zustände. In diesem Fall ergibt sich durch das Spektrometer ein Linienprofil, das in guter Näherung mit einer Gauß-Verteilung beschrieben werden kann.

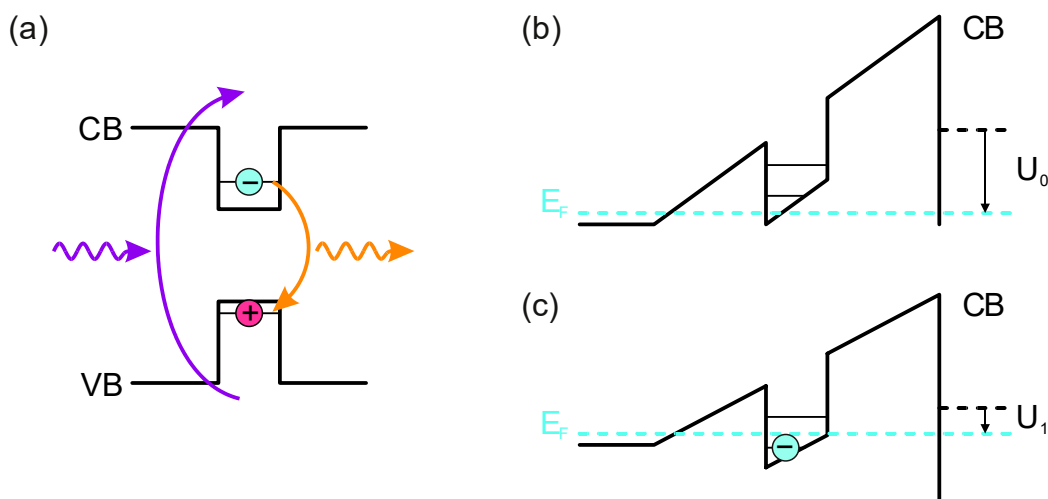


Abbildung 2.17: a) Schematische Darstellung der Photolumineszenzmessung: Überbandanregung der Ladungsträger, Relaxation in den Quantenpunkt, optische Rekombination. b) Verschiebung der Zustände über die Fermi-Energie E_F durch die Spannung U_0 ; Zustand des neutralen Exzitons. c) Verschiebung des niedrigsten Elektronenzustandes durch die Spannung U_1 unter die Fermi-Energie; Tunneln eines Elektrons aus dem n^+ -Kontakt in den Quantenpunkt; Zustand des negativen Exzitons. Die Spannungen sind negativ, es gilt: $U_0 < U_1$.

Ist das Halbleitermaterial elektrisch kontaktiert, so können die Übergangsenergien der Zustände mit Hilfe des Quanten-Confined-Stark-Effekts verschoben werden, wie im

vorherigen Abschnitt beschrieben. Befindet sich in der Nähe des Quantenpunktes eine dotierte Zone, die als Ladungsträgerreservoir dient, so kann durch die Bandverkipfung die Energie der Zustände im Quantenpunkt relativ zur Fermi-Energie verschoben werden und es können unterschiedlich geladene Zustände im Quantenpunkt erzeugt werden. Wie in Abbildung 2.17 b) und c) dargestellt. In Teil b) liegt der niedrigste Elektronenzustand über dem Fermi-Niveau, so dass in der Photolumineszenzmessung ein neutrales Exziton X^0 nachgewiesen wird. In Teil c) liegt das Fermi-Niveau aufgrund der angelegten Spannung oberhalb des niedrigsten Elektronenzustandes, so dass ein Elektronen aus dem n^+ -dotierten Kontakt in den Quantenpunkt tunnelt und in der Photolumineszenzmessung das negativ geladene Exziton X^- nachgewiesen wird. Das Hineintunneln eines weiteren Elektrons wird durch die Coulomb-Blockade verhindert. Um die doppelt negativ geladenen Zustände zu beobachten, müsste die Spannung weiter erhöht werden. Die in den Photolumineszenzmessungen beobachtbaren optisch erlaubten Zustände werden in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

Photostrommessung

Bei der Photostrommessung werden mit einem Laser, der resonant zur Übergangsenergie des Zustandes ist, die Ladungsträger direkt im Quantenpunkt angeregt, siehe Abbildung 2.18. Anschließend tunnelt die Ladungsträger aus dem Quantenpunkt und werden elektrisch nachgewiesen. Dazu muss sich der Quantenpunkt in der intrinsischen Schicht einer Diode befinden und die Bandverkipfung muss so groß sein, dass die Tunnelrate der Ladungsträger durch die Dreiecksbarriere verglichen mit der Rekombinationsrate signifikant ist.

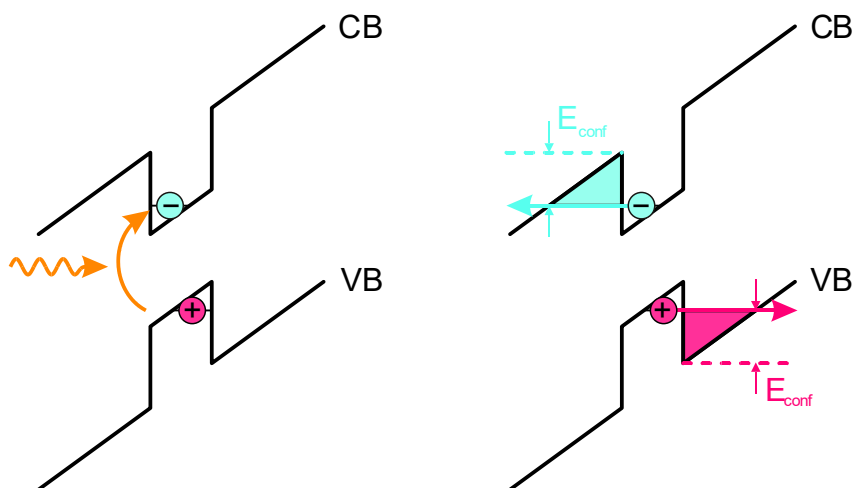


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung der Photostrommessung: resonante Anregung der Ladungsträger im Quantenpunkt, Tunneln der Ladungsträger durch die Dreiecksbarrieren mit den Einschussenergien E_{conf} . Messung der Ladungsträger als Photostrom.

Die Tunnelrate $1/\tau_{\text{tunnel}}$ durch die Dreiecksbarriere kann nach Fowler-Nordheim über den Ausdruck

$$\frac{1}{\tau_{\text{tunnel}}} = \frac{h}{8m^*z_{QD}^2} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*}E_{\text{conf}}^{\frac{3}{2}}}{3e\hbar} \frac{1}{F}\right) \quad (2.30)$$

abgeschätzt werden. Experimentell sind die Höhe des Quantenpunktes z_{QD} , die Einschlussenergien E_{conf} und effektiven Massen m^* der Ladungsträger jedoch nur schwer zugänglich.

Bei der Photostromspektroskopie wird ein schmalbandiger Laser mit fester Wellenlänge verwendet und die Übergangsenergie der Zustände wird über die angelegte Spannung mit Hilfe des Quantum-Confined-Stark-Effekts abgestimmt, während der Photostrom detektiert wird. Da die spektrale Breite des Lasers mehr als zwei Größenordnungen geringer als die spektrale Breite der Quantenpunktzustände ist, wird die Auflösung der Messungen vor allem durch die Auflösung und das Rauschen der Spannungsquelle und Strommessung begrenzt. Fließt durch die Diode nur ein geringer Dunkelstrom, so kann die Messung quantitativ ausgewertet werden, indem der gemessene Photostrom in die Anzahl der getunnelten Ladungsträger umgerechnet wird.

Soll durch die Photostrommessung die Besetzung eines Quantenpunktzustandes bestimmt werden, so werden kurze kohärente Laserpulse verwendet. Durch die Eigenschaften dieser Laserpulse, zum Beispiel die Polarisation, muss sichergestellt werden, dass nur der gewünschte Zustand angeregt wird. Zusätzlich müssen die Wiederholrate f der Laserpulse und die Spannung so gewählt werden, dass die Ladungsträger mit Sicherheit aus dem Quantenpunkt getunnelt sind, bevor der nächste Laserpuls eintrifft. Dann ist die Besetzung des Zustandes proportional zum Strom I_a . Wird durch die Laserpulse eine vollständige Besetzung des Zustandes erzeugt, so ergibt sich der maximale Strom zu:

$$I_a = -f e, \quad (2.31)$$

mit der Elementarladung e . Da die Diode in Rückwärtsrichtung betrieben wird, wird ein negativer Strom gemessen. Im Experiment kann der Strom durch weitere Effekte beeinflusst werden, die in Abschnitt 5.6 genauer beschrieben werden.

Sollen mit der Photostrommessung auch Zustände untersucht werden, die sich aus mehr als zwei Ladungsträger zusammensetzen, so ist zu berücksichtigen, dass mehr als ein Ladungsträgerpaar resonant nur durch einen Prozess höherer Ordnung angeregt

werden kann oder dass sich weitere Ladungsträger bereits im Quantenpunkt befinden müssen.

3 Design und Herstellung der Proben

In diesem Kapitel werden das Design und die Herstellung der InAs/InP-Probe und der InAs/GaAs-Probe beschrieben. Die InAs/InP-Probe wurde in einer Kooperation mit Herrn Matusala Yacob hergestellt. Der Teil des Herstellungsprozesses, der an der Universität Paderborn stattfand, wird hier detaillierter beschrieben, als der Teil, der an der Universität Kassel durchgeführt wurde. Die InAs/GaAs-Probe wurde in enger Zusammenarbeit mit Herrn Ashish Rai hergestellt. Die Herstellung ist detailliert in seiner Dissertation [87] beschrieben. In dieser Arbeit wird der Aufbau der InAs/GaAs-Probe im Abschnitt 3.2 vorgestellt.

3.1 InAs/InP-Probe

Wie im ersten Kapitel erläutert, sollte die Wellenlänge des Photoneninterface im Telekom-Band liegen, des Weiteren ist eine einfache Untersuchungsmethode das Ziel. Es werden InAs/InP-Quantenpunkte verwendet, da sie eine Übergangsenergie um $hc/1,55 \mu\text{m}$ haben. Die experimentell einfache Messmethode der Photostromspektroskopie kann angewendet werden, wenn die Quantenpunkte in eine Diodenstruktur eingebettet sind. InP-Schottky-Dioden weisen wegen der geringen Schottky-Barrierenhöhe von 0,33 eV bis 0,55 eV [197] einen zu hohen Dunkelstrom auf. Als Alternative bietet sich eine aufwendigere Prozessierung der Schottky-Dioden [198] oder die Verwendung von p-i-n-Dioden an. In dieser Arbeit befinden sich die Quantenpunkte in der intrinsischen Schicht einer p-i-n-Diode. Zur besseren Kontrolle des Wachstums werden die Quantenpunkte nicht direkt auf InP, sondern auf eine gitterangepasste $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ -Pufferschicht gewachsen. Die resultierende Schichtfolge ist in Abbildung 3.1 a) dargestellt. Die benötigten Schichtdicken wurden anhand einer Simulation mit dem kommerziellen Programm „nextnano“ abgeschätzt. Werden die Poisson-, Strom- und Schrödingergleichung numerisch gelöst, so ergibt sich der in Abbildung 3.1 b) gezeigte Verlauf der Bandkanten mit den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Einteilchenzustände im Quantenpunkt. Um den Rechenaufwand gering zu halten, wurde die Simulation nur in einer Dimension durchgeführt. In diesem Fall wird der Quantenpunkt durch einen InAs-Quantenfilm in Quantisierungsrichtung beschrieben. Die Breite des Quantenfilms wurde so angepasst, dass die Energiedifferenz zwischen dem untersten gebundenen Zustand der Elektronen und dem obersten gebundenen Zustand der schweren Löcher ungefähr der Übergangsenergie der Quantenpunkte entspricht. Bei einer Quantenfilmbreite von 2,6 nm beträgt die Energiedifferenz 0,785 eV. Die kommentierte Eingabedatei zur

Berechnung der Abbildung 3.1 b) findet sich im Anhang A.2. Sowohl für den untersten Zustand der Elektronen im Quantenpunkt als auch für den obersten Zustand der Löcher bildet das $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ mit der größeren Bandlücke eine Potentialbarriere. Der nächsthöhere Zustand der Elektronen liegt bei der gegebenen Quantenfilmbreite bereits deutlich über dieser Potentialbarriere. Der nächsttiefere Zustand der Löcher liegt auf der Höhe der Potentialbarriere. Beim Vergleich mit dem Experiment ist zu beachten, Renormalisierungsenergien aufgrund der Mehrteilcheneffekte werden in diesem einfachen Modell nicht berücksichtigt. Für die Schichtdicke des intrinsischen $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ vor und hinter dem Quantenfilm wurde eine Breite von 150 nm ausgewählt. Dadurch können bei einer Spannung von 0 V mit ausreichender Sicherheit keine Ladungsträger aus dem n- oder p-Kontakt in den Quantenpunkt tunneln.

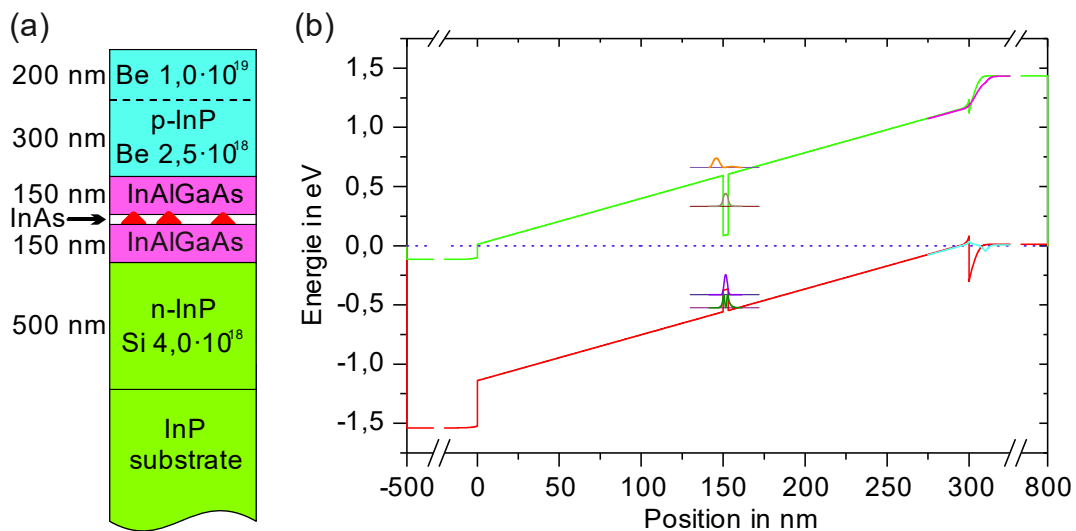


Abbildung 3.1: a) Durch Molekularstrahlepitaxie gewachsene Schichtfolge der p-i-n-Diode mit den InAs-Quantenpunkten. b) Berechneter Bandkantenverlauf für die gewachsene Schichtfolge am Γ -Punkt des Leitungsbandes und des Valenzbandes der schweren Löcher; eingezeichnet sind: Die Fermi-Energie, die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und die Energien der Einteilchenzustände; der Übergang vom InAlGaAs zum p-InP wurde zusätzlich mit einem Gradienten auf 10 nm gerechnet; der Eingabecode zur Berechnung befindet sich im Anhang 6A.2A.2.

Da die Diode bei 4 K vermessen wird, muss die Dotierung so hoch gewählt werden, dass der Halbleiter ähnlich einem Metall leitet. Die notwendigen Dotierdichten variieren, abhängig davon, ob die Beschreibung durch ein Störstellenband oder über den mottischen Metall-Isolator-Übergang erfolgt und in Abhängigkeit der verwendeten Näherungen. Die errechneten Werte liegen jeweils im Bereich folgender Größenordnungen: Für die p-Leitung ist eine Akzeptordichte von mindestens 10^{18}cm^{-3} notwendig und für die n-Leitung ist eine Donatordichte von mindestens 10^{17}cm^{-3} notwendig. Für diese Schätzungen wurden die effektiven Massen aus Abschnitt 2.3 und die Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r = 12,5$ von InP [199] verwendet. Durch Herrn Matusala Yacob aus der Arbeitsgruppe Reithmaier an der Universität

Kassel wurde die in Abbildung 3.1 a) dargestellte Schichtfolge mittels Molekularstrahlepitaxie auf einem (001)-InP-Substrat gewachsen. Details zum Molekularstrahlepitaxie-Prozesses sind in diesen beiden Artikeln [48, 200] beschrieben.

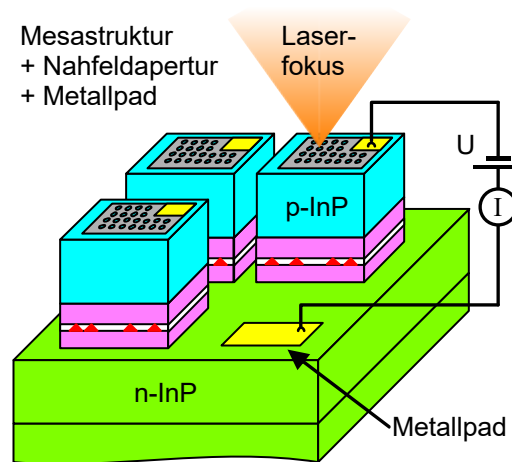


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der prozessierten Quantenpunktphotodioden mit den geätzten Mesastrukturen, den Metallpads zur Verbindung der Bonddrähte und den Nahfeldaperturen.

Ätzen der Mesastrukturen

An der Universität Paderborn wird das in Kassel gewachsene Wafermaterial zu Dioden weiterverarbeitet, wie sie in Abbildung 3.2 skizziert sind. Damit der Dunkelstrom der p-i-n-Dioden möglichst gering ist und um den Einfluss lokaler Defekte zu verringern, werden aus dem Wafermaterial mehrere Dioden erstellt. Hierzu muss mindestens die p-Schicht in Mesastrukturen unterteilt werden. Zunächst wurde versucht, hierfür einen nasschemischen Ätzprozess zu entwickeln. Die Ergebnisse dieser Versuchsreihe sind in der Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst. Für die Materialkombination InP-In_{0,53}Al_{0,24}Ga_{0,23}As wurde jedoch kein stabiler nasschemischer Ätzprozess gefunden. Die Ätzraten variierten zwischen 30 nm/min und 160 nm/min für verschiedene Orte auf dem gleichen Probenstück. Mit einem trockenchemischen Ätzverfahren konnten hingegen gute Ergebnisse erzielt werden. Zum Ätzen wurde die Anlage „Plasmalab 100 ICP 65“ der Firma „Oxford Instruments“ in der Arbeitsgruppe von Cedrik Meier verwendet. Das reaktive Ionenätzen¹ erfolgt mit einem Ar-Strom von 4,5 sccm und einem SiCl₄-Strom von ebenfalls 4,5 sccm. Bei einem Druck von 2 mTorr, einer

¹ im Englischen: „reactive ion etching“; abgekürzt mit „RIE“

Hochfrequenzleistung von 23 W an der Substratelektrode und einer induktiv eingekoppelten² Leistung von 60 W ergibt sich eine Ätzrate von 30 nm/min.

Der vereinfachte Prozessablauf ist in Tabelle 3.1 dargestellt. Im ersten Prozessschritt wird die Probe gereinigt, um den Schutzlack und weitere Verunreinigungen zu entfernen. Im zweiten Schritt wird die Probe für den Ätzprozess vorbereitet, indem der Fotolack AZ6624 aufgebracht und mit der zu ätzenden Struktur ohne Maske belichtet wird. Die Belichtung erfolgt mit dem umgebauten Projektor LV-X1 der Firma Canon. Dieser kann auf der Probe ein Feld von $492 \mu\text{m} \times 374 \mu\text{m}$ mit einer Auflösung von 1024×768 Pixeln belichten. Danach wird die Struktur mit dem Entwickler AZ 726 MIF entwickelt. Im dritten Schritt wird das Material durch Ätzen abgetragen. Um die Probe nicht zu sehr zu erhitzen, wird 4 min lang geätzt und danach 2 min gewartet. Zum Abschluss wird der Fotolack im PG Remover entfernt. Der ausführliche Prozessablauf zur Herstellung der Dioden kann der Tabelle A.2 im Anhang entnommen werden. Dort sind in Tabelle A.3 auch die genauen Bezeichnungen der verwendeten Chemikalien zu finden.

Tabelle 3.1: Vereinfachter Prozessablauf zum Ätzen der Mesastrukturen.

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien
1	Grundreinigung der Probe			
2	Vorbereitung für Plasmaätzen			
2.1	Belackung 45-24	4500 1/min	60 s	AZ 6624
2.3	Belichten: Ätzstruktur	-	9 s bis 11 s	-
2.4	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF
3	Plasmaätzen			
3.1	Ätzen	2 mTorr RF 23 W ICP 60 W	Ätzen 4 min Pause 2 min Loop 8x	Ar 4,5 sccm SiCl ₄ 4,5 sccm
3.3	Lack ablösen	60 °C bis 70 °C	Ca. 1 h bis 2 h	Remover PG

Zur Integration der hergestellten p-i-n-Diode in einen elektrischen Stromkreis müssen die p- und n-Schicht mit einem Metall kontaktiert werden. Dazu werden auf das Halbleitermaterial die notwendigen Metalle aufgedampft und einlegiert. Über einen Bonddraht werden die Metallpads weiter mit dem Chip-Carrier verbunden. Die Kontaktierungen des Halbleitermaterials müssen folgende Bedingungen erfüllen: Sie sollen gut haften, sich gut bonden lassen, einen geringen Widerstand haben und ohmsches Verhalten aufweisen.

² im Englischen: „inductive coupled plasma“; abgekürzt mit „ICP“

Optimieren der Kontaktwiderstände mit der Transferlängen-Methode

Die Kontaktierung wurde zunächst an Testproben über die Transferlängen-Methode³ [201 bis 203] optimiert. Mit dieser Methode wird der Kontaktwiderstand zwischen Halbleitermaterial und Metallpad bestimmt, dazu werden die Strom-Spannungskennlinien zwischen den Metallpads gemessen. Die Geometrie der Metallpads ist in Abbildung 3.3 a) dargestellt. Wird der Widerstand, der durch die Strom-Spannungsmessung zwischen benachbarten Metallpads ermittelt wurde, gegen den Abstand zwischen den Metallpads aufgetragen, so ergibt sich eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der Ordinate dem doppelten Kontaktwiderstand entspricht. Der in Abbildung 3.3 b) gezeigte lineare Zusammenhang gilt jedoch nur, wenn die Höhe der Metallpads größer als der Abstand zwischen den Metallpads ist, so dass der Anteil des Stroms vernachlässigt werden kann, der nicht durch das Halbleitermaterial fließt, welches sich direkt zwischen den beiden Metallpads befindet. Ein zu großer Abstand zwischen den Metallpads führt im Vergleich zur Vorhersage zu einem zu geringen Widerstand. Über die Ausgleichsgerade ergibt sich schließlich ein zu großer Kontaktwiderstand. In dieser Arbeit sind die Metallpads 144 μm hoch und 48,5 μm breit. Der Abstand zwischen den Metallpads beträgt 23,5 μm , 47,5 μm , 95,5 μm und 140,5 μm . Die Strom-Spannungskennlinien wurden am Spitzenmessplatz der Arbeitsgruppe Reuter mit dem Halbleiterbauteile-Analysator 4156C der Firma Hewlett-Packard aufgenommen.

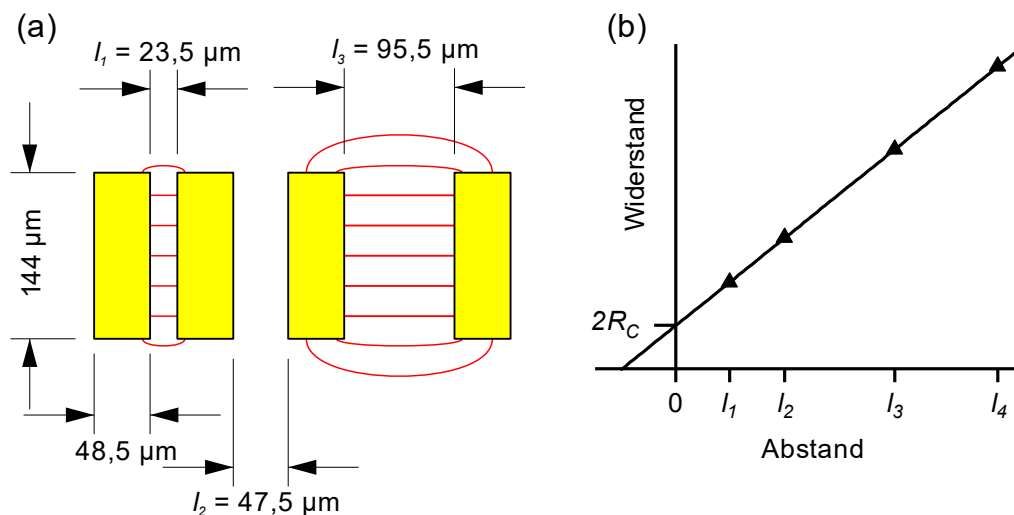


Abbildung 3.3: a) Metallpads für die Transferlängen-Methode mit angedeuteten elektrischen Feldlinien; die Abstände zwischen den Metallpads sind mit l_1 bis l_4 bezeichnet. b) Zur Auswertung werden die gemessenen Widerstände gegen den Abstand aufgetragen, um den Kontaktwiderstand R_C zu ermitteln. [203]

³ im Englischen: „transmission line model“ oder auch „transmission line methode“: „TLM“

Zur Kontaktierung der n-Schicht werden in der Literatur [204] häufig Metallschichten mit dem Element Sn vorgeschlagen. Diese konnten in dieser Arbeit jedoch nicht realisiert werden, da Sn die Aufdampfanlage und den Legierofen verunreinigt hätte. Stattdessen werden Schichten aus den ebenfalls vorgeschlagenen [204 bis 206] Metallen Ge, Au und CrNi verwendet. In der Tabelle 3.2 sind die beiden untersuchten Schichtfolgen aufgeführt. Die Schichtfolge Ge/Au/CrNi/Au wird in der Arbeitsgruppe Zrenner zur Kontaktierung der n-GaAs-Schichten verwendet. Die Schichtfolge CrNi/Ge/Au/CrNi/Au wird in der Arbeitsgruppe Reithmaier zur Kontaktierung der n-InP-Schichten verwendet. Die Haftung beider Schichtfolgen auf dem Wafer B0386 ist gut. Auf Grund des hohen Widerstandes des semiisolierenden Wafers können die ermittelten Kontaktwiderstandswerte nur als Anhaltspunkte angesehen werden. Da der Kontaktwiderstand der Schichtfolge CrNi/Ge/Au/CrNi/Au geringer ist, wurde die Schichtfolge auf dem Wafer B0782 mit einer hoch dotierten n-Schicht erneut überprüft. Es wurde ein ohmsches Verhalten mit einem spezifischen Kontaktwiderstand von $2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ ermittelt.

Tabelle 3.2: Vergleich der Metallisierungen zu Kontaktierung der n-Schicht

Wafer	B0386	B0386	B0782
Waferstück	A1+	A2+	A+
Dotierung	n ⁻	n ⁻	n ⁺
Metallschichten in nm	Au 200 CrNi 15 Au 5 Ge 15	Au 200 CrNi 5 Au 5 Ge 5 CrNi 5	Au 200 CrNi 5 Au 5 Ge 5 CrNi 5
Zeit in s	60	60	30 + 120
Temperatur in °C	420	390	390 und 400
ohmsches Verhalten			✓
Haftung	✓	✓	✓
Quelle	UPB GaAs	Uni Kassel	Uni Kassel
spezifischer Kontaktwiderstand in $\Omega \text{ cm}^2$	$4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-4}$

Die geringsten Kontaktwiderstände zwischen p-Schicht und Metallpad wurden in der Literatur [207 bis 209] unter Verwendung der Metalle Zn, Mg, Pb, Be oder Sb gefunden. Diese Metalle konnten in dieser Arbeit nicht eingesetzt werden, da sie die Aufdampfanlage und den Legierofen verunreinigt hätten. In Tabelle 3.3 sind die in der Literatur gefundenen Schichtfolgen aufgeführt, die mit den verfügbaren Metallen hergestellt werden können. Alle Metallpads haften gut auf dem Wafer. Die Kontaktierungen mit den Schichtfolgen Cr/Au und Ti/Au weisen kein ohmsches Verhalten auf und sind daher nicht geeignet. Von den verbleibenden drei Schichtfolgen hat die Schichtfolge Ge40/Au40/Ge40/Au40 den geringsten spezifischen Kontaktwiderstand mit einem Wert von $2 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ und wird daher im Folgenden verwendet.

Tabelle 3.3: Vergleich der Metallisierungen zu Kontaktierung der p-Schicht

Wafer	B0386	B0386	B0386	B0386	B0386
Waferstück	A4+	A5+	A6+	A7+	A8+
Dotierung	p	p	p	p	p
Metallschichten in nm	Au 120 Ge 10 Au 20 Ge 10	Au 40 Ge 40 Au 40 Ge 40		Au 180 Cr 80	Au 300 Ti 50 Au 200
Zeit in s	120	120	600	600	180
Temperatur in °C	400	400	400	400	430
ohmsches Verhalten	✓	✓	X	X	✓
Haftung	✓	✓	✓	✓	✓
Quelle	[204]	[204]	[204]	[210]	[204]
spezifischer Kontaktwiderstand in $\Omega \text{ cm}^2$;	0,004	0,002	0,08	0,01	0,003

Herstellung der Metallpads

In Tabelle 3.4 ist der Prozessablauf zur Herstellung der Metallpads verkürzt dargestellt. Die Lacke LOR und AZ6612 bilden nach dem Belichten und dem Entwickeln mit dem Entwickler AZ 726 MIF eine Maske für die Metallpads, die als n-Kontakt dient. Durch die Verwendung des LOR-Lacks hat die Maske ein stark unterschnittenes Profil, das den späteren Lift-off-Prozess vereinfacht. In der Aufdampfanlage werden mittels Widerstandsheizung nacheinander die Metalle CrNi, Ge, Au, CrNi und Au aufgebracht. Die Schichtdicken werden mit einem Schwingquarz kontrolliert. Nachdem in einem Lift-off-Schritt die Maske mit dem überschüssigen Metall entfernt wurde, werden im Legierofen die Metallpads bei 390 °C für 30 s einlegiert. Da die p-Kontakte später ebenfalls einlegiert werden, wurde hier gegenüber dem Wert in Tabelle 3.2 eine kurze Legierzeit gewählt. Die Metallpads der p-Kontakte dienen gleichzeitig als Maske und Orientierungshilfe für die optischen Messungen, daher weisen die Pads neben der Fläche zum Bonden auch einen mit Löchern stark strukturierten Bereich auf. Zur Lithographie wird der Umkehrlack TI 35 ES aufgetragen. Dieser ermöglicht ein unterschnittenes Lackprofil bei kleinen Strukturgrößen. Nach der Belichtung wird die Struktur durch einen Umkehrbackschrift und eine Flutbelichtung invertiert und anschließend mit dem Entwickler AZ400 entwickelt. Im nächsten Schritt werden die Metalle Ge, Au, Ge und Au aufgedampft. Schließlich wird die Probe nach dem Lift-off-Schritt im PG-Remover für 120 s bei 400 °C legiert.

Tabelle 3.4: Vereinfachter Prozessablauf zur Herstellung der Metallpads.

Lau- fende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien
4	n-Kontakte			
4.2	Belackung LOR	4000 1/min	60 s	LOR
4.4	Belackung 45-12	4500 1/min	60 s	AZ6612
4.6	Belichten: n-Kontakt	-	12 s	-
4.7	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF
4.10	Aufdampfen CrNi 50	5 nm	-	CrNi 50:50
4.11	Audampfen Ge 50	5 nm	-	Ge
4.12	Aufdampfen Au 50	5 nm	-	Au
4.13	Aufdampfen CrNi 50	5 nm	-	CrNi 50:50
4.14	Aufdampfen Au 2000	200 nm	-	Au
4.17	Liftoff	60 °C	30 min	PG Remover
4.22	Legieren	390 °C	30 s	Vakuum-Annealing
5	p-Kontakte			
5.2	Belackung TI 35 ES	4500 1/min	45 s	TI 35 ES
5.4	Belichten: p-Kontakte	-	36 s – 38 s	-
5.6	Reverse bake	125 °C	2 min	-
5.7	Floodexposure	-	10 min bis 12 min	-
5.8	Entwickeln AZ 400	-	60 s bis 90 s	AZ 400 : H ₂ O - 1 : 4
5.12	Aufdampfen Ge 400	40 nm	-	Ge
5.13	Aufdampfen Au 400	40 nm	(10 bis 30) Hz/s	Au
5.14	Aufdampfen Ge 400	40 nm	-	Ge
5.15	Aufdampfen Au 800	80 nm	(100 bis 305) Hz/s	Au
5.18	Liftoff	50 °C	30 min	PG Remover
5.23	Legieren	400 °C	120 s	Vakuum-Annealing

Herstellung der Nahfeldaperturen

Um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, nur einen einzelnen Quantenpunkt optisch anzuregen, werden neben den größeren Löchern im p-Kontakt zusätzlich Nahfeldaperturen mittels Elektronenstrahl-Lithographie erstellt. Wie in Tabelle 3.5 aufgelistet, werden dazu durch optische Lithographie zunächst Al-Felder auf die p-Schicht aufgebracht, indem die mit AZ6612 belackte Probe belichtet, die Struktur mit AZ 726 MIF entwickelt, das Metall Al aufgedampft und der Lift-off-Prozess in Aceton durchgeführt wird. Danach wird die Probe mit PMMA 950A belackt. Die Nahfeldaperturen werden per Elektronenstrahl in den Lack geschrieben und die Struktur wird mit MIBK und Isopropanol entwickelt. Das in den Löchern freiliegende Al wird mit KOH weggeätzt, wodurch die Nahfeldaperturen entstehen. Im letzten Schritt wird der Lack von der Probe entfernt.

Tabelle 3.5: Vereinfachter Prozessablauf zur Herstellung der Aluminiumnahfeldaperturen.

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien
6	Al-Pads			
6.2	Belackung 50-12	5000 1/min	60 s	AZ6612
6.3	Belichten: Al-Pads	-	9 s	-
6.5	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF
6.6	Aufdampfen Al 400	40 nm	-	Al
6.7	Liftoff	60 °C; 20%	20 min	Aceton

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien
7	Al-Schattenmasken			
7.2	Belackten	5000 1/min	60 s	PMMA 950A4
7.4	E-beam belichten	-	-	-
7.5	Entwickeln	-	30 s	MIBK + IPA
7.6	Ätzen	-	20 s	1% KOH
7.7	Lack entfernen	-	-	Aceton

Bonden und Löten der Probe

Eine Lichtmikroskopaufnahme des bereits gebondeten, fertig prozessierten Waferstücks zeigt Abbildung 3.4 a). Die zwölf Mesastrukturen sind gut an ihrer kontrastreichen Flanke zu erkennen. Die p-Kontakte haben Richtung Außenkante ein Bondpad mit einer Größe von ungefähr $95 \mu\text{m} \times 95 \mu\text{m}$. Richtung Probenmitte befindet sich in den p-Kontakten eine Aussparung mit den Al-Nahfeldaperturen gefolgt von einer Fläche mit fünf mal fünf größeren Aperturen. Die vier $350 \mu\text{m} \times 260 \mu\text{m}$ großen n-Kontakte befinden sich an den vier Kanten der Mesastrukturen. Dazu wurden die p- und i-Schicht auf einem Gebiet von $2 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm}$ Größe um die Mesastrukturen weggeätzt. Vor dem Bonden wurde das prozessierte Waferstück auf eine Größe von unter $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ gespalten und mit Silberleitlack auf dem Chipcarrier befestigt. Die elektrische Verbindung der Dioden erfolgt durch Bonddrähte auf den Chipcarrier und weiter durch angelötete Kupferlackdrähte zum Stecker. Die komplett fertig prozessierte Probe kann so, wie sie auf Abbildung 3.4 b) dargestellt ist, in den Probenstab eingebaut werden.

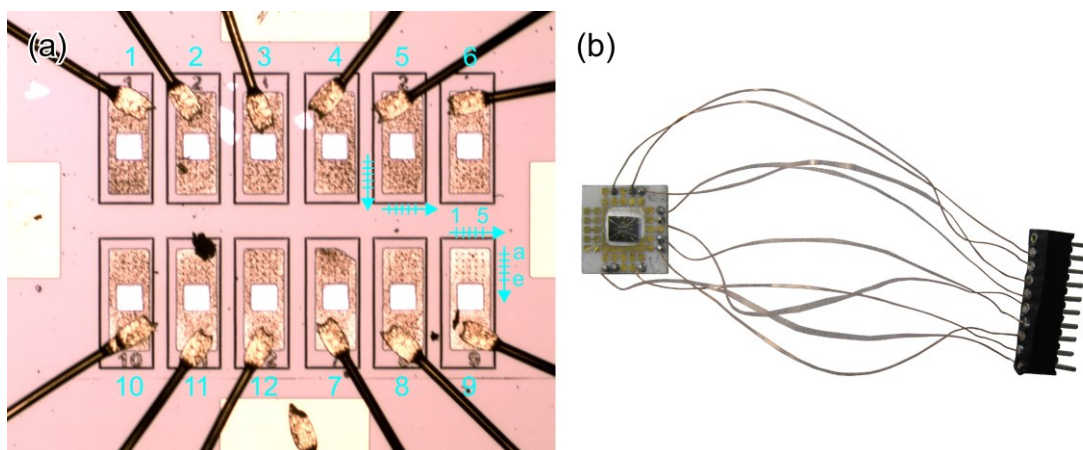


Abbildung 3.4: a) Lichtmikroskopaufnahme der gebondeten Probe B0782_F1 mit den Bezeichnungen der Dioden, die Aperturen werden über das angedeutete Koordinatensystem zu geordnet, dessen Ausrichtung ist auf der gesamten Probe gleich. b) Foto der Probe auf dem Chipcarrier mit angelötetem Stecker

3.2 InAs/GaAs-Probe

In den InAs/GaAs-Proben sollen gezielt neutrale und geladene Mehrteilchenzustände hergestellt werden. Dazu müssen die InAs/GaAs-Quantenpunkte in die intrinsische Schicht einer Diode eingebettet werden und sich in der Nähe eines Ladungsträgerreservoirs befinden. Dann können durch eine angelegte Spannung die Zustände im Quantenpunkt gegen das Fermi-Niveau verschoben werden und eine kontrollierte Anzahl Ladungsträger in den Quantenpunkt tunneln. Die Zuordnung der verschiedenen Zustände kann durch eine dünne Tunnelbarriere zwischen dem Ladungsträgerreservoir und dem Quantenpunkt für die eine Ladungsträgerart und durch eine hohe Barriere für die andere Ladungsträgerart vereinfacht werden, da sich somit schneller das Gleichgewicht einstellt. Außerdem sollte sich nur ein einzelner Quantenpunkt in der Diodenstruktur befinden, damit keine Verwechslungen mit den Zuständen eines weiteren Quantenpunktes auftreten.

Eine Lichtmikroskopaufnahme der untersuchten InAs/GaAs-Probe ist auf Abbildung 3.5 a) zu sehen. Um die Wahrscheinlichkeit eines einzelnen Quantenpunkts in der Diodenstruktur zu erhöhen, wird eine aktive Diodenstruktur von $10\ \mu\text{m}$ mal $10\ \mu\text{m}$ prozessiert. Dazu wird durch Implantation von O^+ -Ionen ein $10\ \mu\text{m}$ breiter n-Kanal erzeugt. Den Schottky-Kontakt bildet ein $8\ \text{nm}$ dicker und $10\ \mu\text{m}$ breiter Goldstreifen, der rechtwinklig zu dem n-Kanal platziert wird. Der relevante Teil der Schichtfolge der Diodenstruktur ist in Abbildung 3.5 b) dargestellt. Auf die hochdotierte n-Schicht mit einer Donatordichte von $2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ folgt eine $17\ \text{nm}$ dünne GaAs-Schicht, die als Tunnelbarriere zwischen dem Elektronenreservoir und den Quantenpunkten dient. Auf diese wurde die Benetzungsschicht mit den InAs-Quantenpunkten gewachsen, die mit einer $2\ \text{nm}$ dicken GaAs-Schicht bedeckt sind. Im Weiteren folgt ein Übergitter, das aus jeweils $3\ \text{nm}$ AlAs gefolgt von $1\ \text{nm}$ GaAs besteht. Das $116\ \text{nm}$ starke Übergitter dient als Ladungsträgerbarriere. Zum Abschluss wurden $10\ \text{nm}$ GaAs auf die Oberfläche gewachsen. Auf diese wurde als Schottkykontakt die Goldschicht aufgedampft. Die InAs-Quantenpunkte wurden mit der In-flush-Technik⁴ [211, 212] erstellt. Bei dieser werden die Quantenpunkte mit einer GaAs-Schicht teilweise überwachsen und die Spitze der Quantenpunkte wird durch thermische Desorption abgetragen. Durch die Verwendung eines In-Gradienten [90, 213] wurde eine Variation der Quantenpunktdichte über den Wafer erreicht. Der geometrische Hebelarm⁵ $l_1: (l_1 + l_2)$ [214] dieser Heterostruktur beträgt 1:8.

⁴ im Deutschen: „Indium-Spülungs-Technik“

⁵ im Englischen: „geometrical lever arm“

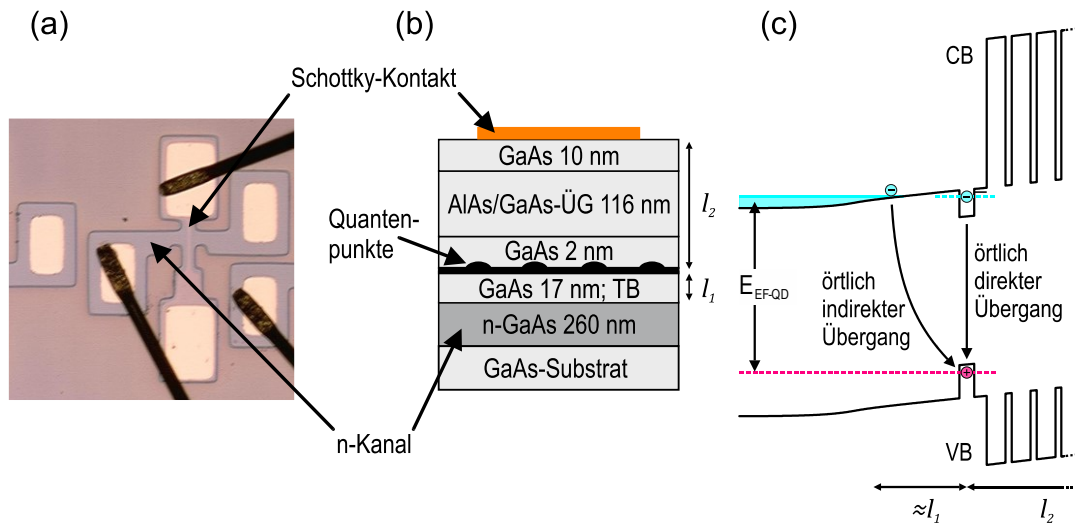


Abbildung 3.5: a) Lichtmikroskopaufnahme der Probenstruktur mit der kreuzförmigen Mesastruktur mit vier Metallpads, von denen zwei mit einem Bonddraht verbunden sind; der vergrabene n-Kanal ist auf der Aufnahme nicht zu erkennen. b) Schematische Darstellung der Schichtfolge mit den GaAs-Quantenpunkten, der Tunnelbarriere (TB) und dem Übergitter (ÜG); der geometrische Hebelarm l_1 : $(l_1 + l_2)$ hat einen Wert von 1:8. c) Berechneter Bandkantenverlauf für die gewachsene Schichtfolge am Γ -Punkt des Leitungsbandes (CB) und des Valenzbandes (VB) der schweren Löcher; Der örtlich direkte Übergang im Quantenpunkt, der örtlich indirekte Übergang zwischen den Elektronen im n-Kontakt und dem Loch im Quantenpunkt und die zugehörige Übergangsenergie E_{WF-QD} sind eingezeichnet.

4 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel wird der zur Vermessung der Probe verwendete Versuchsaufbau vorgestellt. Der Versuchsaufbau besteht aus dem elektrischen Aufbau zur Bereitstellung der Vorspannung an der Diode und zur Messung des Photostroms, aus den kohärenten Lichtquellen zur optischen Anregung, aus dem Spektrometer zur Detektion der Photolumineszenz und aus dem Probenstab, der sowohl den optischen und elektrischen Zugang zur Probe als auch eine kontrollierte Positionierung der Probe in alle drei Raumrichtungen ermöglichen muss. Zur Kühlung der Probe auf unter 10 K wird flüssiges Helium verwendet. Eine Übersicht der wichtigsten Komponenten des Aufbaus zeigt Abbildung 4.1. Der gesamte Aufbau ist schwingungsgedämpft gelagert.

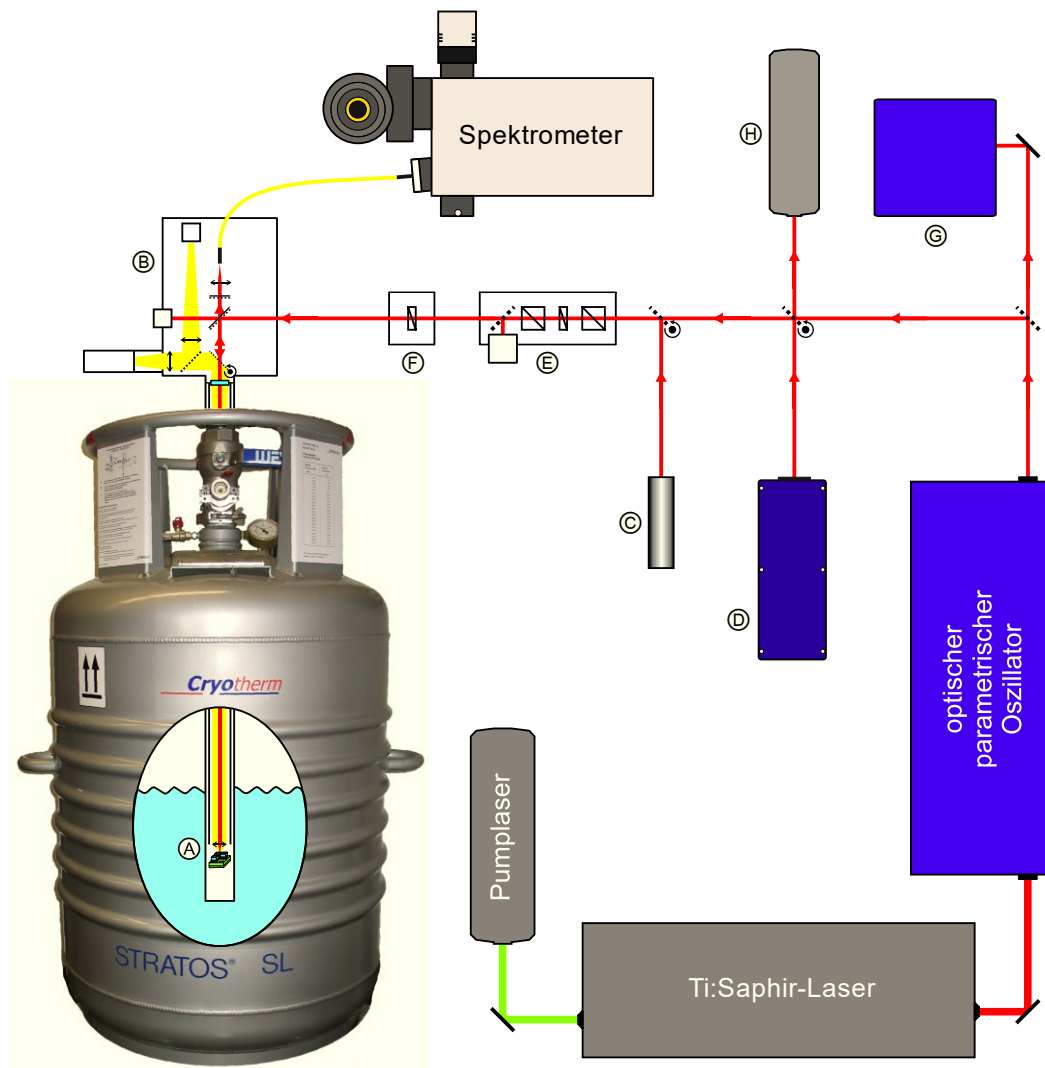


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus A) Probe, B) Probenstabkopf, C) Laserdiode D) gitterstabilisierter Diodenlaser E) Leistungsregelung F) Polarisationssteuerung G) Autokorrelator H) Lambda-Meter

4.1 Elektrischer Aufbau

Der elektrische Aufbau muss die Vorspannung zwischen -10 V und $+10\text{ V}$ zur Abstimmung der Quantenpunkte bereitstellen. Die Auflösung der Spannungsquelle beeinflusst über den Quantum-Confined-Stark-Effekt das spektrale Auflösungsvermögen. Um eine spektrale Auflösung von $0,1\text{ }\mu\text{eV}$ zu erreichen, muss bei den untersuchten Proben das Spannungsinkrement kleiner als $1,6\text{ mV}$ sein. Zusätzlich muss durch den elektrischen Aufbau der Photostrom in der Größenordnung weniger pA gemessen werden.

In der Arbeitsgruppe Zrenner werden beide Funktionen durch ein selbst entwickeltes Messgerät realisiert. Die Spannungsquelle ist in diesem Gerät mit Hilfe des Digital-analog-Umsetzers LTC1655 [215] und des Instrumentenverstärkers AD620 [216] aufgebaut. Bei einer Auflösung von 16 bit und einem Spannungsbereich von $\pm 10\text{ V}$ ergibt sich ein Spannungsinkrement von $0,3\text{ mV}$. Die Strommessung basiert auf einem Transimpedanzverstärker. Der mit einem Rückkoppelwiderstand beschaltete Operationsverstärker AD549 wandelt den Strom in eine proportionale Spannung. Diese Spannung wird durch den Analog-digital-Umsetzer MAX132 [217] mit ± 18 bit digitalisiert. Bei einem Messbereich von $\pm 1\text{ nA}$ beträgt die rechnerische Auflösung $3,8\text{ fA}$. Der Analog-digital-Umsetzer liefert alle 64 ms einen neuen Messwert. In dieser Zeit wird die Spannung 20 ms lang aufintegriert, um mögliche Störungen durch die Netzfrequenz von 50 Hz zu reduzieren. In der übrigen Zeit wird das Signal digitalisiert. Das Messgerät kann in einem quasikontinuierlichen Modus betrieben werden, in dem die Spannung durchgeföhren und parallel der Strom gemessen wird. Dieser Modus eignet sich besonders gut zur Messung des Verschiebungsstroms und zur Bestimmung der Kapazität. Zur besonders präzisen Strommessung ist der diskrete Modus besser geeignet. In diesem Modus wird die Spannung nur während der Digitalisierungsphase geändert, wodurch die Anzahl der Spannungsänderungen während der Integrationsphase nicht schwankt und das Rauschen geringer ist. Der Verschiebungsstrom wird nicht registriert. Das Rauschen im Experiment ist von weiteren Faktoren abhängig, so wird der Operationsverstärker gesondert geschirmt, die Energieversorgung sowie die Datenleitung sind galvanisch getrennt und es werden Koaxialkabel eingesetzt.

Um Störungen durch den triboelektrischen Effekt zu verringern, wurden fünf rauscharme Koaxialkabel und ein Standardkoaxialkabel verglichen. Wie Abbildung 4.2 zeigt, wurde der Strom über eine Zeit von ungefähr 50 s ohne absichtliche Bewegung des Koaxialkabels aufgenommen. In der folgenden Zeitspanne wird das Koaxialkabel manuell bewegt. Die Bewegung beeinflusst über den triboelektrischen Effekt den gemessenen Strom deutlich. Dabei ist das Rauschen erheblich größer, wenn

das doppeltgeschirmte Standardkoaxialkabel RG 316D anstatt der rauscharmen Koaxialkabeln eingesetzt wird. Aus der Gruppe der rauscharmen Kabel wirkt sich die Bewegung des Kabels LN 5002 am deutlichsten auf die Messung aus. Die Messung mit dem Koaxialkabel LN 5001 [218] der Firma elspec rauscht am wenigsten, daher wird dieses Kabel im folgendem verwendet.

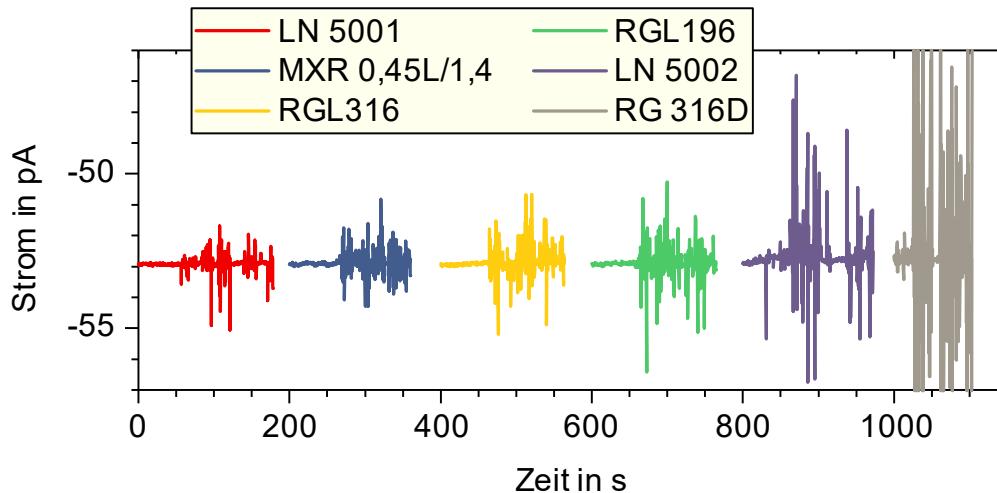


Abbildung 4.2: Einfluss des triboelektrischen Effekts auf die Strommessung. Es werden die Koaxialkabel LN 5001 [218], MXR 0,45L/1,4 [219], RGL316 [220], RGL196 [220], LN 5002 [221] und RG 316D verglichen

4.2 Kohärente Lichtquellen

Zur Durchführung der Photolumineszenz- und Photostrommessungen sind drei verschiedene Lichtquellen notwendig, an die unterschiedliche Anforderungen gestellt werden: Die Lichtquelle, welche bei den Photolumineszenzmessungen eingesetzt wird, muss eine kurze Wellenlänge haben, damit die Ladungsträger über die Bandlücke angeregt werden. Die Lichtquelle, welche zur Photostrommessung verwendet wird, muss sich auf die Übergangsenergien der Quantenpunktzustände abstimmen lassen und eine schmale Linienbreite haben. Die Lichtquelle, welche zur kohärenten Photostrommessung eingesetzt wird, muss kurze kohärente Pulse bereitstellen und sich auf die Übergangsenergien abstimmen lassen.

Photolumineszenzlichtquelle

Für die Photolumineszenzmessungen stehen zwei einfach handhabbare Laser zur Verfügung: ein Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser¹ mit einer Wellenlänge von 670 nm und maximal 1 mW Leistung und eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von

¹ abgekürzt mit: „VCSEL“

980 nm und 50 mW Leistung. Durch die Laserdiode können im $\text{In}_{0,53}\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,23}\text{As}$ mit einer Bandlücke von 1,18 eV Ladungsträger angeregt werden. Mit dem Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser können darüber hinaus auch im InP und im GaAs Ladungsträger angeregt werden.

Gitterstabilisierter Diodenlaser

Zur hochauflösenden Photostrommessung wird der gitterstabilisierte Diodenlaser² DL 100 pro der Firma Toptica eingesetzt. Der Laser ist nach der in Abbildung 4.3 a) gezeigten Littrow-Anordnung aufgebaut. Die Emissionswellenlänge wird durch die vier in Abbildung 4.3 b) dargestellten Prozesse selektiert. Aus dem breiten Emissionsspektrum der Laserdiode wird ein schmaler Anteil herausgefiltert, indem die -1 . Ordnung der Gitterbeugung in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Die internen Moden bilden sich durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der Laserdiode. Den kleinsten Modenabstand und die geringste spektrale Breite haben die externen Moden zwischen der Rückseite der Laserdiode und dem Gitter. Damit der Laser im Ein-Moden-Betrieb arbeitet, können die verschiedenen Moden durch folgende Parameter variiert werden: Die Grobposition des Gitters wird über einen Schrittmotor gesteuert; die Feinposition des Gitters und die Lage der externen Moden werden über einen Piezoaktuator gesteuert; die Lage der internen und der externen Moden wird über ein Peltier-Element geregelt, das über eine Temperaturänderung die Länge der Resonatoren beeinflusst; die Lage der internen Moden wird ebenfalls über den Diodenstrom gesteuert, der die Temperatur und damit auch die Länge der Laserdiode ändert.

² im Englischen oft bezeichnet mit: „external cavity diode laser“; abgekürzt mit: „ECDL“

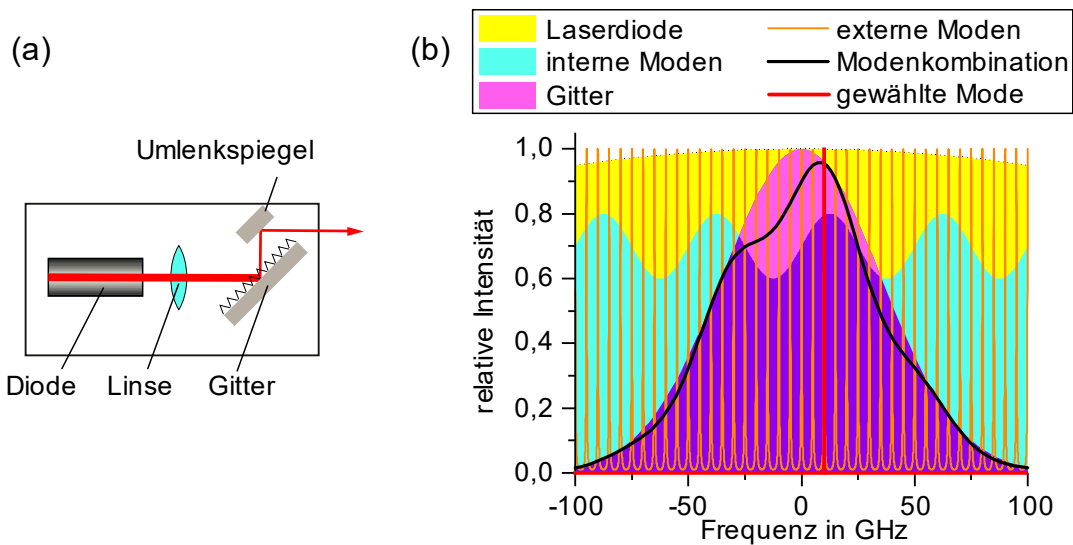


Abbildung 4.3: a) Gitterstabilisierter Diodenlaser in der Littrow-Anordnung bestehend aus der Diode, der Linse zur Strahlkollimierung, dem Gitter zur Wellenlängenselektion und dem Umlenkspiegel zur Richtungsstabilisierung. b) Prozess der Modenselektion.

Mit dem Schrittmotor kann die Wellenlänge des Lasers zwischen 1508 nm und 1630 nm bei einer maximalen Laserleistung von 50 mW verstellt werden. Im Ein-Moden-Betrieb ist die Linienbreite kleiner als 1 MHz beziehungsweise $0,004 \mu\text{eV}$ und somit deutlich schmaler als die Linien der Quantenpunkte mit einer Breite von $1 \mu\text{eV}$. Werden die Parameter händisch optimiert, so ist es möglich, die Wellenlänge über einen Bereich von 0,25 nm oder 30 GHz ohne Modensprünge zu verändern. Die Wellenlänge wurde im Experiment mit dem Fizeau-Lambdameter³ WS6-600 der Firma HighFinesse gemessen. Die Modenstruktur wurde mit dem konfokalen, durchstimmbaren Fabry-Pérot-Interferometer SA210-12B der Firma Thorlabs überprüft.

Zur effizienten Charakterisierung der Quantenpunkte im Photostrom ist ein automatisches Durchfahren der Wellenlänge notwendig. Prinzipiell ist dies mit Hilfe des Schrittmotors möglich, wegen der oben beschriebenen Prozesse gelingt es jedoch nicht, den Laser kontrolliert in den Ein-Moden-Betrieb zurückzuführen. Daher wurde der Schrittmotor so lange verfahren, bis sich der Ein-Moden-Betrieb wieder selbständig einstellt. Um zu überprüfen, ob der Laser im Ein-Moden-Betrieb arbeitet, wurde das Messprinzip des Fizeau-Lambdameters [222] ausgenutzt. In einem Fizeau-Lambdameter interferiert das kollimierte Laserlicht an einer keilförmigen Platte. Aus den Positionen der Interferenzstreifen wird die Wellenlänge berechnet. Dazu werden die Positionen der hellen und dunklen Streifen des Interferenzmusters über einen Filteralgorithmus [223] bestimmt und über einen Fit an eine Gerade wird der Abstand und die Verschiebung der hellen und dunklen Streifen geschätzt. Mit den

³ im Englischen: „wavemeter“

entsprechenden Kalibrierungswerten wird aus dem Abstand und der Verschiebung die Wellenlänge berechnet. Zur Erhöhung der Genauigkeit hat das Fizeau-Lambdameter WS6-600 vier keilförmige Platten. Die Entscheidung, ob der Laser im Ein-Moden-Betrieb arbeitet, wurde anhand des Kontrastes der Interferenzmuster, der Qualität der Fits und der Abweichung zwischen den Wellenlängen getroffen, die für die vier keilförmigen Platten berechnet wurden. Der Kontrast ist eine gute Entscheidungshilfe, da über ihn auch die Linienbreite berechnet werden kann [224].

optischer parametrischer Oszillator

Um kohärente Photostrommessungen durchzuführen, wird der optische parametrische Oszillator⁴ PP Automatic der Firma APE Angewandte Physik & Elektronik eingesetzt. Durch einen kollinearen, quasi-phasenangepassten Prozess in einem periodisch gepolten Kristall können mit diesem unter anderem optische Pikosekundenpulse im Spektralbereich zwischen 1100 nm und 1600 nm bei einer Wiederholfrequenz von 80 MHz erzeugt werden. Die Wellenlänge wird durch eine Längenänderung des Resonators gewählt. Durch diese wird auf Grund der dispersiven Elemente im Resonator die Umlaufzeit für Pulse einer bestimmten Wellenlänge mit der Wiederholfrequenz des Pumpasers synchronisiert. Der optische parametrische Oszillator wird durch den modengekoppelten Ti:Saphir-Laser Mira Optima 900-D der Firma Coherent gepumpt, der selbst wiederum durch den diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:Yttrium-Vanadat-Laser Verdi V-10 bei einer Wellenlänge von 532 nm mit einer Leistung von 10 W gepumpt wird. Das Spektrum der optischen Pulse wird mit dem Spektrometer WaveScan der Firma APE Angewandte Physik & Elektronik mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ nm im Bereich von 500 nm bis 1600 nm gemessen. Die ermittelte Zentralwellenlänge der Pulse kann über einen Piezoaktuator, der die Länge des Resonators ändert, computergesteuert geregelt werden. Eine Pulsbreite zwischen 50 fs und 12 ps kann mit dem Autokorrelator PulseCheck bestimmt werden. Für die kohärenten Photostrommessungen wurde der optische parametrische Oszillator beispielsweise mit Pikosekundenpulsen mit einer Zentralwellenlänge von 835,5 nm gepumpt. Die mittlere optische Leistung der Pulse betrug 1,6 W. Die Pulse hatten eine Halbwertsbreite von 0,43 nm und eine Autokorrelationslänge von 2,8 ps. Wurde als Zentralwellenlänge der Ausgangspulse ein Wert von 1562,2 nm vorgegeben, so ergaben sich eine mittlere optische Leistung von 240 mW und eine Halbwertsbreite von 3,6 nm. Die Pulse hatte eine Autokorrelationslänge von 1,6 ps. Ihr Pulslängen-Bandbreite-Produkt liegt mit 0,5 über dem minimalen Pulslängen-Bandbreite-Produkt von 0,44 für gaußförmige Pulse.

⁴ abgekürzt mit: „OPO“

Leistungsregelung

In allen Experimenten ist neben der Wellenlänge der Laserstrahlung die optische Leistung eine entscheidende Größe. Die optische Leistung wird manuell durch absorbierende und reflektierende Neutraldichtefilter und Strahlteiler auf die passende Größenordnung abgeschwächt. Insbesondere durch fresnelsche Reflexion an Keilplatten kann auch gepulste Laserstrahlung mit einer Intensität von 200 W/cm^2 abgeschwächt werden, wobei zu berücksichtigen ist, wie die Polarisation durch die Reflexion beeinflusst wird.

Eine kontinuierliche Leistungsregelung erfolgt auf Basis des malusschen Gesetzes. Zwei Dünnschichtpolarisationsstrahlteiler mit einem Auslöschungsverhältnis besser als 10.000:1 werden gekreuzt in den Strahlengang gebracht. Zwischen die beiden Polarisatoren wird ein Halbwellenplättchen positioniert, welches mit einem Schrittmotor gedreht werden kann. Nach dem zweiten Polarisator wird die Leistung mit Hilfe eines Strahlteilers und einer Photodiode gemessen. Um die mit der Photodiode gemessene Leistung auf den Sollwert zu regeln, wird die Polarisationsrichtung vor dem zweiten Polarisator mit dem Halbwellenplättchen gedreht. Hierdurch ändert sich der Anteil des Laserstrahls, der durch den Polarisator transmittiert wird, und die Ist-Leistung nähert sich dem Sollwert. Im Experiment ist eine Regelung der Leistung über 4 Größenordnungen möglich. Das durch die Polarisatoren aus dem Strahlengang reflektierte Licht wird in Strahlfallen absorbiert. Über die Ausrichtung des ersten Polarisators wird festgelegt, welcher Anteil der Leistung für die Regelung zur Verfügung steht. Um das beste Auslöschungsverhältnis zu erreichen, sollten die beiden Polarisatoren zunächst ohne das Halbwellenplättchen ausgerichtet werden. Dann kann die maximale Unterdrückung erreicht werden, ohne dass die Polarisationsrichtung durch das Halbwellenplättchen gedreht werden muss. Dies hätte anderenfalls immer einen geringen elliptischen Polarisationsanteil zur Folge, der durch den zweiten Polarisator nicht komplett unterdrückt werden könnte. In dieser Arbeit wurden zwei Leistungsregelungen eingesetzt. Die Optiken der ersten sind für den Wellenlängenbereich von 450 nm bis 1050 nm optimiert, die Optiken der zweiten für den Wellenlängenbereich von 1100 nm bis 1700 nm.

4.3 Spektrometer

In den Photolumineszenzmessungen wird das von der Probe emittierte Licht analysiert. Das optimale Gerät dazu hätte eine Empfindlichkeit mit der man einzelne Photonen nachweisen könnte und ein Auflösungsvermögen von $0,1 \mu\text{eV}$ über einen Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1700 nm.

Zur Analyse der Photolumineszenz wird in dieser Arbeit ein Spektrometer eingesetzt. Dieses ist zusammengesetzt aus dem Gitterspektrografen Acton SP-2558 der Firma Princeton Instruments und einem angeflanschten Detektor. Folgende drei Detektoren standen zur Verfügung: Die Si-CCD-Kamera⁵ Spec-10:400BR/LN der Firma Princeton Instruments, der InGaAs-Zeilendetektor G8161-512S der Firma Hamamatsu Photonics und der InGaAs-Zeilendetektor iDus DU490A-1.7 der Firma Andor Technology. Der Spektrograf ist in der Czerny-Turner-Anordnung aufgebaut. Über interne Klappspiegel kann zwischen zwei Eingängen und zwei Ausgängen gewählt werden. Bei einer Brennweite von 500 mm hat der Spektrograf eine Blendenzahl von 6,5, die einer numerischen Apertur von 0,077 entspricht. Auf einem Turm sind die drei Gitter mit der Strichzahl 1200/mm und einem Blaze-Winkel für 750 nm, mit der Strichzahl 600/mm und einem Blaze-Winkel für 1,6 μm und mit der Strichzahl 150/mm und einem Blaze-Winkel für 1,2 μm montiert. Die Zentralwellenlänge des Spektrografen und das verwendete Gitter können mit einem Schrittmotor eingestellt werden. Die Si-CCD-Kamera hat im Wellenlängenbereich von 450 nm bis 950 nm eine Quanteneffizienz von über 50 %. Bei einer Wellenlänge von 800 nm ist die Quanteneffizienz mit über 95 % maximal. Zur Verringerung des Dunkelstroms kann der CCD-Chip mit flüssigem Stickstoff und einem Heizer auf Temperaturen zwischen $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $-120\text{ }^{\circ}\text{C}$ geregelt werden. Der CCD-Chip ist 1340 Pixel breit und 400 Pixel hoch. Die quadratischen Pixel haben eine Kantenlänge von 20 μm . Bei längeren Wellenlänge wird Si transparent, so dass die InGaAs-Detektoren zum Einsatz kommen. Der InGaAs-Detektor der Firma Hamamatsu hat in dem Wellenlängenbereich zwischen 1,0 μm und 1,6 μm eine Quanteneffizienz von über 75 %. Mit einem einstufigen Peltier-Element kann der InGaAs-Chip auf $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ heruntergekühlt werden. Die 512 Pixel sind 25 μm breit und 250 μm hoch. Als Alternative konnte zeitweise der InGaAs-Detektor iDus490A-1.7, der der Arbeitsgruppe Reuter gehört, verwendet werden. Dieser hat für Wellenlängen zwischen 950 nm und 1,6 μm eine Quanteneffizienz die größer als 80 % ist. Dieser InGaAs-Chip kann mit einem Peltier-Element und zusätzlichem Kühlwasser auf bis zu $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt werden. Er hat ebenfalls 512 Pixel, die jedoch 25 μm breit und 500 μm hoch sind.

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers wird mitbestimmt durch das Gitter, die Zentralwellenlänge, die Pixelbreite des Detektors und die Breite des Eingangsspalts. In den meisten Experimenten in dieser Arbeit wurde statt des Eingangsspalts direkt die Endfläche einer Glasfaser verwendet, hierdurch konnten zusätzliche Optiken vermieden werden. Das Auflösungsvermögen wird dann durch den Kerndurchmesser der Glasfaser bestimmt. Zur Vermessung der InAs/InP-Quantenpunkte mit einer

⁵ Abkürzung für englisch: „charge-coupled device“

Emissionswellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ wurde das Gitter mit der Strichzahl $600/\text{mm}$ verwendet, weil bei dieser Wellenlänge der Einfallswinkel des Gitters mit der Strichzahl $1200/\text{mm}$ zu groß ist. Werden eine Monomodefaser mit einem Kerndurchmesser von $8 \mu\text{m}$ und der Detektor mit der Pixelbreite von $25 \mu\text{m}$ verwendet, so beträgt das rechnerische Auflösungsvermögen $55 \mu\text{eV}$. Bei der Vermessung der InAs/GaAs-Quantenpunkte mit einer Emissionswellenlänge vom 950 nm ergibt sich ein rechnerisches Auflösungsvermögen von $80 \mu\text{eV}$, wenn das Gitter mit der Strichzahl $1200/\text{nm}$, die Si-CCD-Kamera mit $20 \mu\text{m}$ Pixelbreite und eine Glasfaser mit $50 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser benutzt werden. Mit diesem Auflösungsvermögen wird es nicht möglich sein, die Linienform und -breite der Quantenpunktzustände zu vermessen, es sollte jedoch hoch genug sein, um die Ladezustände zu unterscheiden.

Neben der Quanteneffizienz ist das Signal-Rausch-Verhältnis entscheidend, um eine Photolumineszenzmessung erfolgreich durchzuführen. Das Signal-Rausch-Verhältnis⁶

$$SNR = \frac{\eta R_{\text{ph}} \Delta t}{\sqrt{N_{\text{RN}}^2 + I_D \Delta t + \eta R_{\text{ph}} \Delta t}} \quad (4.1)$$

für die Messung der Photonenrate R_{ph} mit der Integrationszeit Δt ist von der Quanteneffizienz η , dem Dunkelstrom I_D und dem Ausleserauschen N_{RN} des Detektors abhängig. Wird klassisches Licht vermessen, so tritt unweigerlich das Photonenrauschen $\sqrt{\eta R_{\text{ph}} \Delta t}$ auf. Dominiert dieser Term das Rauschen, so spricht man vom Schrotrauschlimit. Da im folgendem die Messung sehr schwacher Lichtsignale behandelt wird, wird dieser Term nicht weiter beachtet. Als Ausleserauschen werden hier alle Rauscheffekte zusammengefasst, die bei jedem Auslesevorgang einmal auftreten. Hierzu zählen zum Beispiel das Rauschen des Vorverstärkers und des Analog-digital-Umsetzers oder das Rauschen, welches durch die Gatespannungspulse in einem CCD-Chip erzeugt wird. Das Ausleserauschen lässt sich durch eine sorgfältige Wahl der elektrischen Betriebsparameter verringern. Das Signal-Rausch-Verhältnis wird durch den Mittelwert des Dunkelstroms nicht beeinflusst, weil dieser vom Signal subtrahiert werden kann. Da der Dunkelstrom durch die Poisson-Statistik beschrieben wird, folgt aus einem größeren Dunkelstrom jedoch auch ein stärkeres Rauschen. Eine der Hauptursachen des Dunkelstroms sind thermisch generierte Ladungsträger, diese können durch eine Kühlung des Chips verringert werden. In CCD-Chips kann der Dunkelstrom soweit verringert werden,

⁶ im Englischen: „signal to noise ratio“; abgekürzt mit: „SNR“

dass dieser durch Ladungsträger begrenzt ist, die durch kosmische Strahlung erzeugt werden.

Das Signal-Rausch-Verhältnis der Si-CCD-Kamera und des InGaAs-Detektors der Firma Hamamatsu wurde bei einer Wellenlänge von 950 nm verglichen. Beide Detektoren haben bei dieser Wellenlänge eine Quanteneffizienz von ungefähr 50 %. Das Signal-Rausch-Verhältnis der Si-CCD-Kamera ist bei einer Integrationszeit von 250 ms um mehr als zwei Größenordnungen besser als das des InGaAs-Detektors der Firma Hamamatsu. Der Vergleich zwischen den beiden InGaAs-Detektoren ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die doppellogarithmische Auftragung des Signal-Rausch-Verhältnisses gegen die Integrationszeit ist gut geeignet, um die optimale Integrationszeit abzuschätzen und die beiden Detektoren zu vergleichen. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist in willkürlichen Einheiten angegeben, es wurde so skaliert, dass der InGaAs-Detektor der Firma Andor bei der Integrationszeit 1 s das Signal-Rausch-Verhältnis 1 hat. Bei kleinen Integrationszeiten ist das Signal-Rausch-Verhältnis des Detektors der Firma Andor ungefähr eine Größenordnung besser als das Signal-Rausch-Verhältnis des Detektors der Firma Hamamatsu. Bei längeren Integrationszeiten wird der Unterschied zwischen den Detektoren größer. Wird die Integrationszeit durch die Mittelung mehrerer kurzer Messungen erhöht, so verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis mit der Potenz 0,5. Bei einer Erhöhung der Integrationszeit verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis dagegen linear, wenn der Dunkelstrom vernachlässigbar ist. Somit ist eine lange Messung im Allgemeinen besser als mehrere kurze Messungen. Der Dunkelstrom des Detektors der Firma Andor ist bei der Temperatur von $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zu einer Integrationszeit von 5 s vernachlässigbar. Für diesen Detektor sollte die Integrationszeit nicht länger als 25 s gewählt. Der Dunkelstrom des Detektors der Firma Hamamatsu hat bereits ab einer Integrationszeit von 0,5 s einen Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis. Die Integrationszeit sollte hier nicht länger als 10 s gewählt werden. Sind längere Integrationszeiten notwendig, so ist die Mittelwertbildung vorzuziehen. Das Signal-Rausch-Verhältnis des Detektors der Firma Hamamatsu wird bei einer Integrationszeit von 40 s wieder besser, da die maximale Ladungskapazität der Pixel erreicht wird.

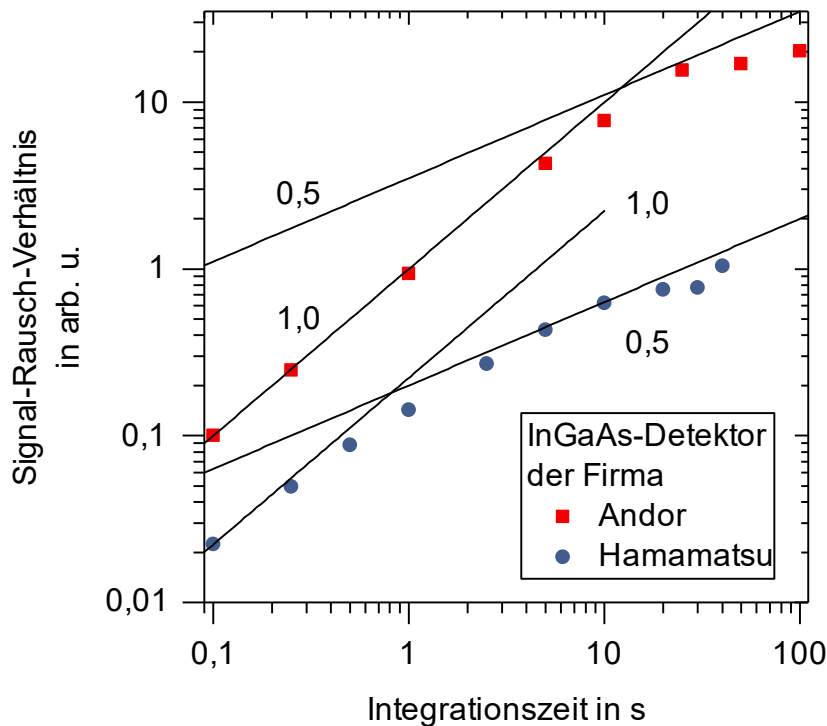


Abbildung 4.4: Vergleich der Signal-Rausch-Verhältnisse zwischen den InGaAs-Detektoren; angegeben sind die Potenzen der Funktionen.

Zur Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses sollte außerdem beachtet werden: Die Quanteneffizienz nimmt mit sinkender Temperatur im Bereich der längeren Wellenlängen des Chips ab, das Rauschen nimmt bei höheren Auslesegeschwindigkeiten zu und das Rauschen wird vom Verstärkungsfaktor beeinflusst.

4.4 Probenstab und Justage

Der Probenstab muss die Probe aufnehmen. Diese muss sowohl für die Photolumineszenzmessung als auch für die Photostrommessungen unter die Temperatur von 10 K gekühlt werden und in alle drei Raumrichtungen kontrolliert positioniert werden können. Die Auflösung der Positionierung sollte deutlich unter dem Durchmesser des Laserfokus liegen. Der Laserstrahl muss möglichst unverändert auf eine kleine Fläche der Probe fokussiert werden. Das von der Probe emittierte Licht sollte idealerweise komplett und unverändert zur weiteren Analyse gesammelt werden. Die elektrischen Signale müssen rauscharm zwischen dem Stecker an der Probe und den Messgeräten übertragen werden.

Die Probe wird in flüssigem Helium mit einem Siedepunkt von 4,2 K gekühlt. Dazu wird sie mit dem Probenstab in die superisolierte Weithalskanne Stratos 100SL der Firma Cryotherm gebracht. Die Kanne hat ein Fassungsvermögen von 100 l. Die Füllhöhe beträgt ungefähr 35 cm. Ohne zusätzlichen Wärmeeintrag, zum Beispiel durch Heizen der Probe, sind Messzeiten von bis zu 4 Wochen möglich.

Der verwendete Probenstab besteht aus dem Probenstabkopf mit der optischen Montageplatte und dem Vakuumtopf und aus der Führungskonstruktion, die sich in einem Edelstahlüberrohr mit 40 mm Durchmesser befindet. Am unteren Ende der Führungskonstruktion sind das Objektivmodul und die Verstellereinheit mit der Probe befestigt. Die Optiken außerhalb der Heliumkanne nimmt die optische Montageplatte auf. Im Vakuumtopf befinden sich Öffnungen für das optische Fenster, die elektrischen Stecker, die Berstscheibe und die Ventile. Vor dem Abkühlen werden der Vakuumtopf und das Edelstahlüberrohr evakuiert und mit einer geringen Menge Helium befüllt. Dieses dient als Wärmeaustauschgas zwischen der Probe und dem Edelstahlüberrohr.

Die Verstellereinheit besteht aus drei Nanopositionierern, die in einem Käfig zu einer XYZ-Kombination aufgebaut sind. Mit dem piezoelektrischen Trägheitsantrieb werden abhängig von der Spannung Schrittweiten zwischen 20 nm und 100 nm erreicht. Wie in Abbildung 4.5 a) dargestellt, werden durch den Käfig die elektrischen Verbindungen zur Probe und den Nanopositionierern hergestellt.

Über der Verstellereinheit befindet sich das auf Abbildung 4.5 b) gezeigte Objektivmodul mit der Asphäre 83-632 des Lieferanten Edmund Optics. Das Licht wird durch diese mit einer numerischen Apertur von 0,6 auf die Probe fokussiert. Die Asphäre hat eine Brennweite f_{Obj} von 2,97 mm. Der Arbeitsabstand beträgt 1,56 mm. Die Antireflexionsbeschichtung ist für den Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1600 nm optimiert. Wird eine Wellenlänge von 1,5 μm angenommen, so beträgt die minimale Ortsauflösung d_{min} ungefähr 1,5 μm .

Die elektrischen Signale werden vom Objektivmodul zu den Steckern im Vakuumtopf durch Kabel in den dünnen Edelstahlrohren der 96 cm langen Führungskonstruktion übertragen. Um eine möglichst rauscharme Übertragung zu gewährleisten, werden die Signale der Nanopositionierer, des Heizers und der Probenkontakte durch unterschiedliche Edelstahlrohre geführt. Für die Signale der Photostrommessung werden zusätzlich dünne Koaxialleitungen eingesetzt. Das Licht wird zwischen der Asphäre und dem Fenster im Vakuumtopf freistrahl geführt. Das 5 mm dicke Quarzglasfenster hat einen Durchmesser von 25 mm und eine Antireflexionsbeschichtung für den Wellenlängenbereich von 1050 nm bis 1700 nm.

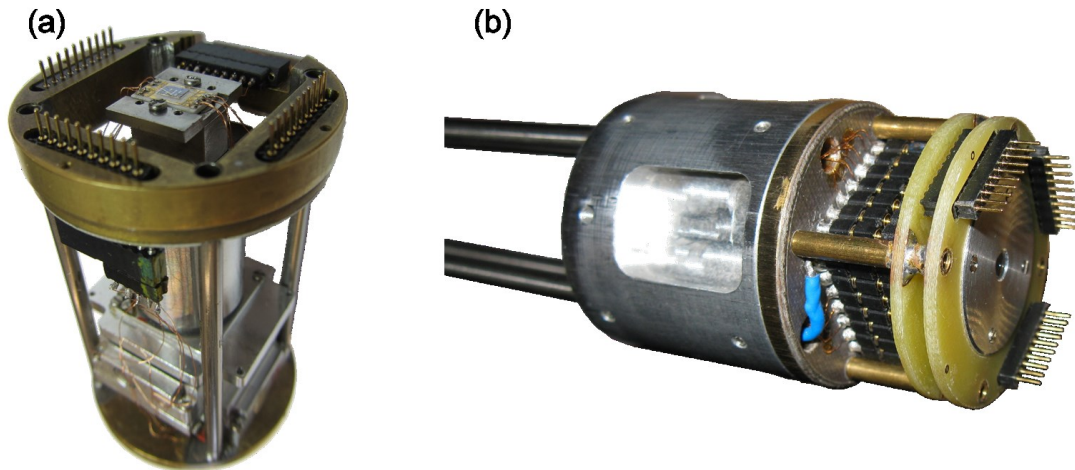


Abbildung 4.5: a) Verstellereinheit mit einer Probe. b) Unteres Ende der Führungskonstruktion mit angeschraubtem Objektivmodul. Um die Verstellereinheit zu befestigen, müssten an einem der beiden Teile die Stecker entfernt werden.

Die Position der Probe und des Laserfokus wird mit einem Kamerabild bestimmt. Um den Infrarotlaser im Kamerabild zu sehen, wird die InGaAs-USB-Kamera IK1112 der Firma EHD imaging verwendet. Diese hat ihre höchste Empfindlichkeit im Spektralbereich zwischen 950 nm und 1700 nm. Der Chip ist aus 320 mal 256 quadratischen Pixeln mit einer Kantenlänge d_{pixel} von 30 μm aufgebaut. Um das Auflösungsvermögen der Asphäre auszunutzen, sollte der Abstand der minimalen Ortsauflösung – das Objekt O – nach dem Abtasttheorem auf mindestens 2 Pixel – das Bild B – abgebildet werden. Über die Gleichung für den Abbildungsmaßstab eines Mikroskops mit Unendlich-Strahlengang

$$\frac{B}{O} = \frac{2d_{\text{pixel}}}{d_{\text{min}}} = \frac{f_{\text{Tub}}}{f_{\text{Obj}}} \quad (4.2)$$

wird die Brennweite der Tubuslinse f_{Tub} zu 117 mm berechnet. Die Brennweite des als Tubuslinse eingesetzten Archromaten AC254-150-C des Lieferanten Thorlabs ist mit 150 mm etwas länger. Der Durchmesser des Objektfeldes wird durch das Fenster im Vakuumtopf beschränkt. Mit Hilfe des Strahlensatzes lässt sich der Durchmesser des Objektfeldes zu 60 μm abschätzen. Dies entspricht einem Sehfelddurchmesser auf dem Kamerachip von ungefähr 3 mm, beziehungsweise es wird weniger als ein Viertel der Pixel verwendet. Um gleichzeitig die Oberfläche der Probe und den Laserfokus scharf abzubilden, wird zur Beleuchtung eine LED mit einer Zentralwellenlänge von 1550 nm und einer Leistung von 1 mW eingesetzt. Eine strikte Umsetzung der köhlerschen Beleuchtung ist wegen des großen Abstandes zwischen der Aphäre und der Tubuslinse nicht möglich. Damit die Struktur der LED nicht das Kamerabild

überlagert, wird die LED mit einer Linse in die hintere Brennebene der Asphäre abgebildet. Die Anordnung der Komponenten auf der optischen Montageplatte wird

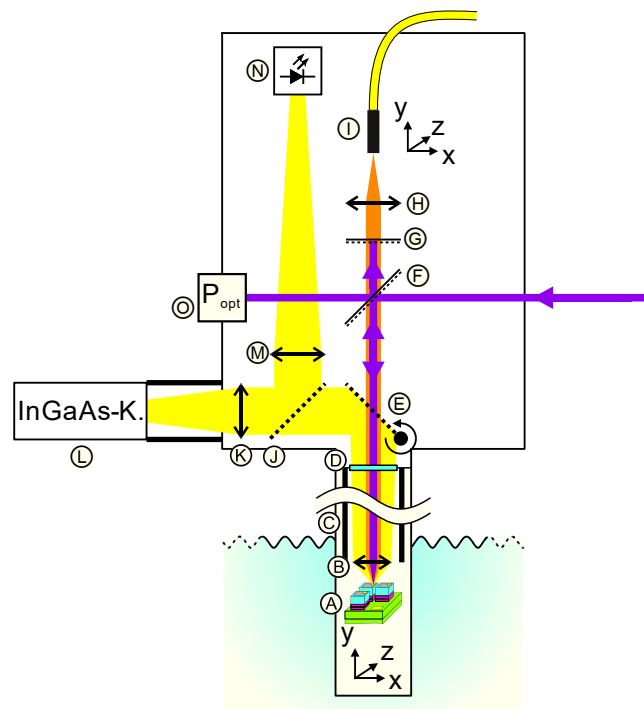


Abbildung 4.6: Probenstab mit verkürzter Führungskonstruktion A) Probe auf einem XYZ-Versteller B) Asphäre C) Führungskonstruktion D) optisches Fenster E) Klapp-Strahlteiler F) dichroitischer Langpassfilter G) Langpassfilter H) Asphäre I) Monomodefaser mit XYZ-Feinverstellung J) Strahlteiler K) Tubuslinse L) InGaAs-USB-Kamera M) Linse N) 1550 nm-LED O) Halbleiterleistungsmesskopf.

in Abbildung 4.6 gezeigt. Um die Messungen nicht zu beeinflussen, kann der Strahlteiler, der das Kamerabild und den Laser überlagert, motorisiert aus dem Strahlengang geklappt werden.

Bei den Photostrommessungen wird der resonante Laser durch den nicht polarisierenden 50:50 Strahlteilerwürfel 47-236 des Lieferanten Edmund Optics zur Probe durch das optische Fenster und die Asphäre reflektiert. Die Leistung des durch den Strahlteiler transmittierten Anteils wird mit Hilfe des Halbleiterleistungsmesskopfes LM-2 IR und des Leistungsmessgerätes FieldMaster GS der Firma Coherent vermessen. Die Leistungsregelung und die Polarisationssteuerung, sowie die Messung der Wellenlänge finden auf dem optischen Tisch statt. Der Laserfokus wird zunächst grob mit dem Kamerabild auf die Markierungen des Quantenpunktes positioniert. Anschließend wird die Position mit Hilfe des Photostromsignals optimiert.

Bei den Photolumineszenzmessungen sollte ein möglichst großer Anteil des von dem Quantenpunkt emittierten Lichtes auf den Chip der InGaAs-Detektoren fallen, um ein

gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Dazu wird das Licht des Anregungslasers und das emittierte Licht durch den dichroitischen Langpassfilter 87-043 des Lieferanten Edmund Optics mit der Grenzwellenlänge 1150 nm getrennt. Der Anregungslaser wird vom dichroitischen Langpassfilter durch das optische Fenster und die Asphäre auf die Probe reflektiert, das emittierte Licht wird umgekehrt von der Probe durch die Asphäre, das optische Fenster und den dichroitischen Langpassfilter mit einer weiteren Asphäre in eine Glasfaser eingekoppelt. Um durch die geringe numerische Apertur von 0,077 des Spektrografen wenig Licht zu verlieren, wird die Monomodefaser P1-SMF28EAR-2 des Lieferanten Thorlabs verwendet. Diese hat eine numerische Apertur von 0,14 und ist zur Verbesserung der Einkoppeleffizienz mit einer Antireflexionsbeschichtung versehen. Die Asphäre des Objektivmoduls über der Probe hat eine freie Apertur von 3,6 mm. Die freie Apertur der Asphäre vor der Monomodefaser sollte mindestens genauso groß sein. Die Brennweite der Asphäre sollte länger als 12,9 mm sein, um die numerische Apertur der Monomodefaser nicht zu überschreiten. Zur Einkopplung wird die Asphäre C560TME-C des Lieferanten Thorlabs verwendet. Zeitweise wurde vor der Asphäre zur weiteren Unterdrückung des Anregungslasers der Langpassfilter FEL1200 des Lieferanten Thorlabs mit einer Grenzwellenlänge von 1200 nm eingesetzt. Die Leistung des Anregungslasers wird in Transmission hinter dem dichroitischen Langpassfilter gemessen. Der ermittelte Wert wird mit dem Unterdrückungsverhältnis des dichroitischen Langpassfilters korrigiert. Da das Signal-Rausch-Verhältnis der InGaAs-Detektoren bei kurzen Integrationszeiten zu schlecht ist, um die Position der Probe in situ auf einen Quantenpunkt zu optimieren, wird die Position zunächst mit einer Photostrommessung optimiert. Dazu wird der resonante Laser „rückwärts“ in die Monomodefaser eingekoppelt und mit dem Anregungslaser auf der Probenoberfläche überlagert. Nach der Optimierung der Position mit Hilfe des Photostromsignals wird die Monomodefaser mit dem Spektrografen verbunden und mit dem Anregungslaser die Photolumineszenzmessung durchgeführt.

Zur Vermessung der InAs/GaAs-Quantenpunkte bei einer Übergangsenergie um $hc/950$ nm stehen in der Arbeitsgruppe Zrenner zwei ähnlich aufgebaute Probenstäbe zur Verfügung, deren Optiken für diesen Wellenlängenbereich optimiert sind. Die Probenstäbe werden in diesen beiden Arbeiten [62, 225] genauer beschrieben.

5 Ergebnisse

Die Ergebnisse in diesem Kapitel wurden an InAs/InP- und InAs/GaAs-Proben gemessen. Alle Messungen wurden bei einer Probentemperatur von ungefähr 4 K durchgeführt.

Die InAs/InP-Probe B0782 wurde in Kassel gewachsen. In Paderborn wurden mehrere Probenstücke prozessiert, das Probenstück mit der Bezeichnung F1 wird hier weiteruntersucht. Von den zwölf Dioden auf dem Probenstück wurde die Diode 5 als geeignetste ausgewählt. Die Diode hat 25 größere Aperturen durch die eine Position auf der Diode reproduzierbar angefahren werden kann. Unter jeder Apertur wurden mehrere Quantenpunkte beobachtet. An den unterschiedlichen Quantenpunkten konnten die verschiedenen Aspekte unterschiedlich gut gemessen werden. Daher werden hier Ergebnisse der Quantenpunkte vorgestellt, die unter den Aperturen 1d, 1e, 3d und 4b liegen. Die Aperturen sind auf der Lichtmikroskopaufnahme, Abbildung 3.4 a), beschriftet.

Die InAs/GaAs-Probe 13852 wurde in Bochum gewachsen. Dort wurden die Probenstücke auch prozessiert. Die optischen Messungen zur Bestimmung der Quantenpunktdichte und die Suche eines geeigneten Quantenpunktes wurden in Paderborn durchgeführt. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessungen an einem einzelnen Quantenpunkt vorgestellt.

Im Abschnitt 5.1 wird die Diode B0782_F1+5 durch elektrische Messungen vorcharakterisiert. Im Abschnitt 5.2 werden die Quantenpunktzustände mit leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen untersucht und neutrale und geladene Mehrteilchenzustände werden durch Variation der Diodenspannung hergestellt. Zur Interpretation werden die Ergebnisse der InAs/GaAs-Probe 13852 mit den Ergebnissen der InAs/InP-Probe B0782 verglichen. Im Abschnitt 5.3 werden die Linienbreite und die Feinstrukturaufspaltung des neutralen Exzitons mit Hilfe der resonanten Photostrommessungen bestimmt. Die Untersuchung der spektralen Diffusion wird im Abschnitt 5.4 vorgestellt. Im Abschnitt 5.5 werden die Ergebnisse der cw-Messungen ¹ zusammengefasst. Die Ergebnisse der kohärenten Photostrommessungen werden im Abschnitt 5.6 präsentiert.

¹ Abkürzung für englisch: „continuous wave“, im Deutschen: „dauerstrich“

5.1 Vorcharakterisierung

Zur Charakterisierung der Quantenpunktdichte der Probe B0782 wurden nochmals Quantenpunkte auf die oberste Probenschicht gewachsen. Diese können mit Hilfe eines Atom-Kraft-Mikroskops vermessen werden. Entsprechende Abbildungen befinden sich zum Beispiel in diesem Artikel [200]. Für die Probe B0782 wurde mit dieser Methode eine Quantenpunktdichte von $10^{10} \text{ cm}^{-2} = 100 \mu\text{m}^{-2}$ bestimmt.

Um Photostrommessungen durchführen zu können, ist es wichtig, dass die Diode eine gute Kennlinie aufweist. „Gut“ bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sie einen möglichst geringen Dunkelstrom – unter 1 pA – in Rückwärtsrichtung und eine geringe Sperrspannung von weniger als $-4,5 \text{ V}$ aufweist. In Abbildung 5.1 a) ist die gemessene Diodenkennlinie bei der Temperatur von flüssigem Helium dargestellt. In Vorwärtsrichtung beginnt sie ab einer Schwellspannung von $1,2 \text{ V}$ zu leiten. Für die Photostrommessungen ist der Spannungsbereich von -5 V bis -1 V relevant. In diesem Spannungsbereich beträgt der Sperrstrom 0 pA , wenn der Offset der Strommessung und der Verschiebestrom berücksichtigt werden, wobei sich eine Standardabweichung zwischen $0,1 \text{ pA}$ und $0,2 \text{ pA}$ erreichen lässt.

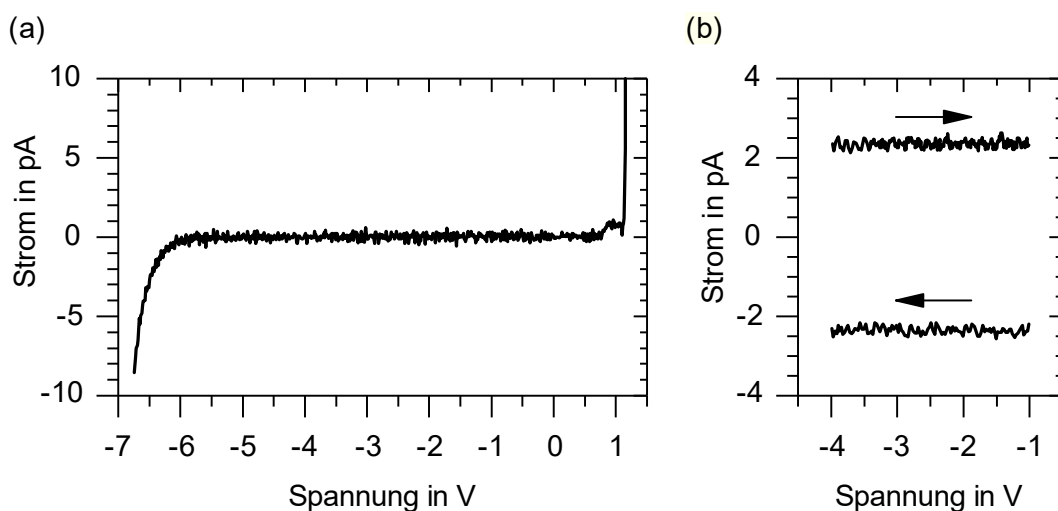


Abbildung 5.1: a) IV-Kennlinie der Diode B0782_F1+5 bei 4 K. b) Bestimmung der Kapazität über den Verschiebestrom; die Spannungsänderung beträgt $0,1 \text{ V/s}$.

Insbesondere wenn die Diode in einem Hochfrequenznetzwerk verwendet werden soll, ist es wichtig, die Kapazität der Diode zu kennen. Eine einfache Abschätzung der Diodenkapazität kann über die Formel für die Kapazität C eines Plattenkondensators

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A_C}{d} \quad (5.1)$$

mit ε_0 der Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ε_r der relativen Dielektrizitätskonstante, A_C der Plattenfläche und d dem Plattenabstand des Kondensators erreicht werden. Die Geometrie der Diode wird im Abschnitt 3.1 genauer beschrieben. Für die relative Dielektrizitätskonstante des InAlGaAs wurde ein Wert von 13 verwendet, als Plattenfläche wurde die Größe der Mesastruktur $A_C = 125 \mu\text{m} \times 325 \mu\text{m}$ verwendet und als Plattenabstand wurde die Stärke der intrinsischen Schicht $d = 300 \text{ nm}$ verwendet. Damit ergibt sich eine Kapazität von 15 pF.

Zusätzlich wurde die Kapazität der Diode experimentell über den Verschiebestrom I bestimmt. Wie in Abbildung 5.1 b) gezeigt, führt eine konstante Spannungsrate $\dot{U} = 0,1 \text{ V/s}$ zu einem Verschiebestrom von 2,3 pA. Die Kapazität der Diode einschließlich der elektrischen Zuleitungen kann hieraus nach:

$$UC = Q \Rightarrow (\dot{U}C) = \dot{Q} \Rightarrow C\dot{U} = I \Rightarrow C = \frac{I}{\dot{U}} \quad (5.2)$$

zu 23 pF bestimmt werden.

5.2 Photolumineszenzmessungen

Bei der Photolumineszenzmessung werden mit Hilfe von Licht Elektronen-Lochpaare im Material erzeugt und die bei der nachfolgenden strahlenden Rekombination entstehenden Photonen werden detektiert. Details zur Messmethode werden im Abschnitt 2.6 erläutert. Der Versuchsaufbau der Photolumineszenzmessung ist in Kapitel 4 beschrieben.

Hier werden zunächst die Messergebnisse an den InAs/InP-Proben vorgestellt. Die Wellenlänge des Anregungslasers hat einen Wert von 980 nm, bzw. eine Energie von 1,27 eV. Hierdurch können Ladungsträger im InAlGaAs mit einer Bandlücke von 0,98 eV angeregt werden. Nicht angeregt werden hingegen Ladungsträger im InP mit einer Bandlücke von 1,42 eV. Nominell wird erwartet, dass bei einer Quantenpunktdichte von $100 \mu\text{m}^{-2}$ und einer numerischen Apertur von 0,6 der Objektivlinse mehr als 200 Quantenpunkte zum Photolumineszenzsignal beitragen. Bei den folgenden Messungen blieb die p-i-n-Diode unkontaktiert.

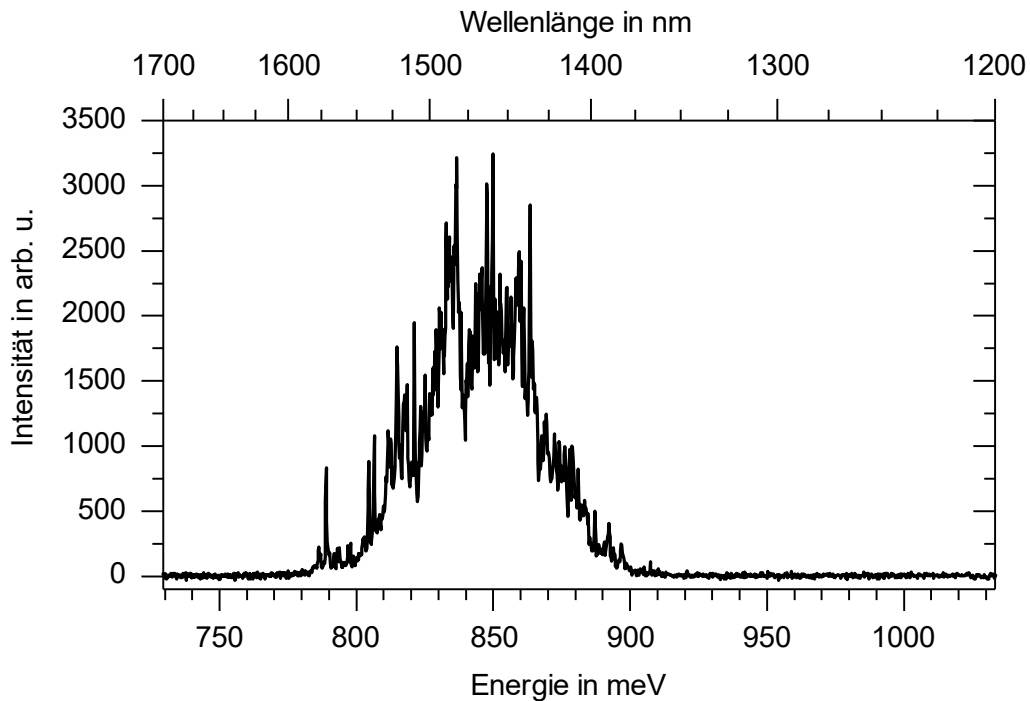


Abbildung 5.2: *Übersichts-Photolumineszenzmessung an der offenen Diode unter der Apertur 4b bei einer Anregungsenergie von 1270 meV bzw. einer Wellenlänge von 980 nm; das Spektrum ist aus einzelnen Aufnahmen zusammengesetzt.*

Aus Abbildung 5.2 kann entnommen werden, dass durch die Apertur 4b ein Quantenpunktensemble vermessen wurde, bei dem einzelne Linien noch erkannt werden können. Wird eine gaußsche Verteilung angenommen, so liegt das Maximum der Verteilung bei einer Wellenlänge von 1470 nm, bzw. 844 meV, und die Verteilung hat eine Halbwertsbreite von 90 nm, bzw. 50 meV. Auffällig ist, dass im Gegensatz zu InAs/GaAs-Quantenpunkten kein Photolumineszenzsignal der Benetzungsschicht registriert wurde. Dies ist konsistent zu Beobachtungen in der Literatur [226], in der die Benetzungsschicht bei 1300 nm bzw. 953 meV optisch nur in Photoreflexionsmessungen detektiert wurde, jedoch kein Photolumineszenzsignal lieferte. Das fehlende Signal wird dort dadurch erklärt, dass es nur einen gebundenen Elektronenzustand in der Benetzungsschicht gibt, der auch noch nah an der Bandkante liegt. Die Elektronen könnten somit die Benetzungsschicht verlassen bevor sie strahlend rekombinieren. Sie gelangen aufgrund der schnellen Relaxationsprozesse der Ladungsträger in die Quantenpunkte.

Leistungsabhängige Photolumineszenzmessungen

Um einen einzelnen Quantenpunkt gezielt vermessen zu können, ist die Dichte im Zentrum der Verteilung zu groß. Daher wird im Weiteren ein Quantenpunkt am Rand der Verteilung genauer untersucht. Wird ein Quantenpunkt am niederenergetischen Ende der Verteilung gewählt, so hat dies den Vorteil, dass Tunnelprozesse in andere Quantenpunkte recht unwahrscheinlich sind. Die Linie bei 1570 nm bzw. 789 meV

weist auf einen aussichtsreichen Kandidaten für weitere Experimente hin. Im Folgenden wird dieser Spektralbereich genauer untersucht.

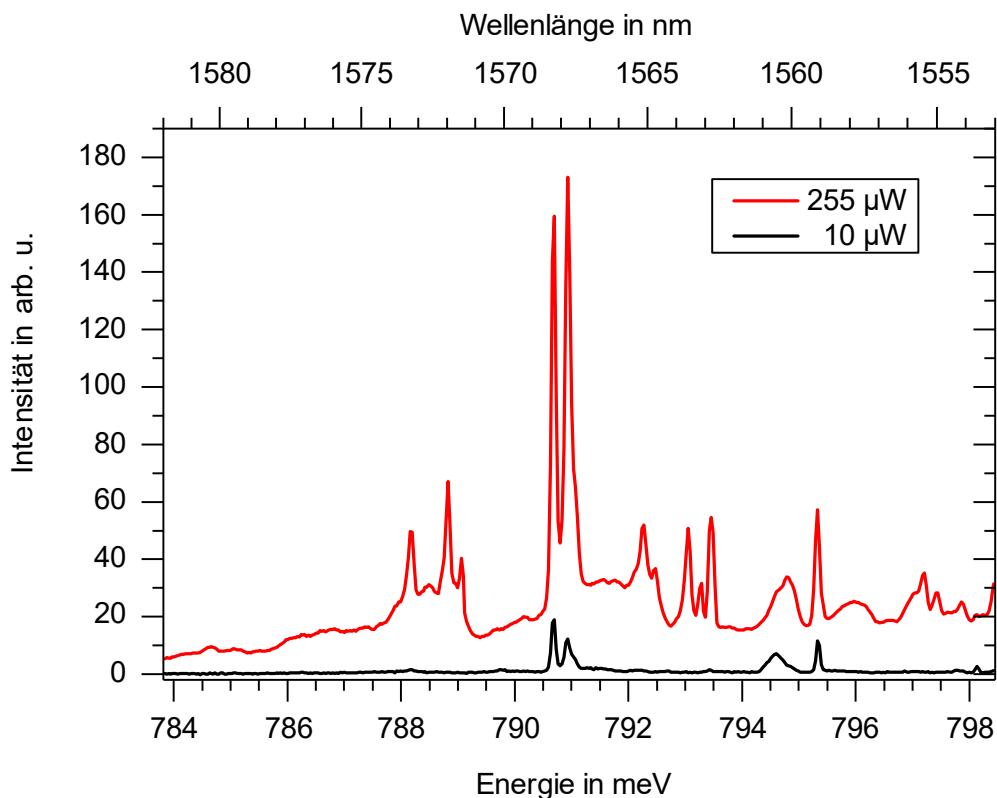


Abbildung 5.3: Photolumineszenzspektrum an der offenen Diode unter der Apertur 4b bei unterschiedlichen Anregungsleistungen; gemessen mit dem Detektor der Firma Andor bei einer Integrationszeit von 21 min.

Abbildung 5.3 zeigt ein höher aufgelöstes Photolumineszenzspektrum des interessanten Spektralbereichs bei einer Anregungsleistung von $10 \mu\text{W}$ und von $255 \mu\text{W}$. Bei einer Anregungsleistung von $10 \mu\text{W}$ sind insgesamt vier Linien zu erkennen, diese befinden sich bei $790,6 \text{ meV}$, $790,9 \text{ meV}$, $794,6 \text{ meV}$ und $795,3 \text{ meV}$. Es handelt sich um zwei Linienpaare, die 4 meV voneinander getrennt sind, dies lässt vermuten, dass die Linien zu zwei verschiedenen Quantenpunkten gehören. Diese Interpretation wird außerdem dadurch gestützt, dass die relative Stärke der Linien mit der Position auf der Probe variiert. Eine Linie könnte dem neutralen und die zweite einem geladenen Grundzustand zugeordnet werden. Bei einer Anregungsleistung von $255 \mu\text{W}$ ist die Situation erheblich komplexer. Neben den vier bereits erwähnten Linien treten viele weitere Linien auf, deren Zuordnung nicht trivial ist. Zur genaueren Analyse wurden weitere Photolumineszenzspektren systematisch in Abhängigkeit der Leistung des Anregungslasers aufgenommen.

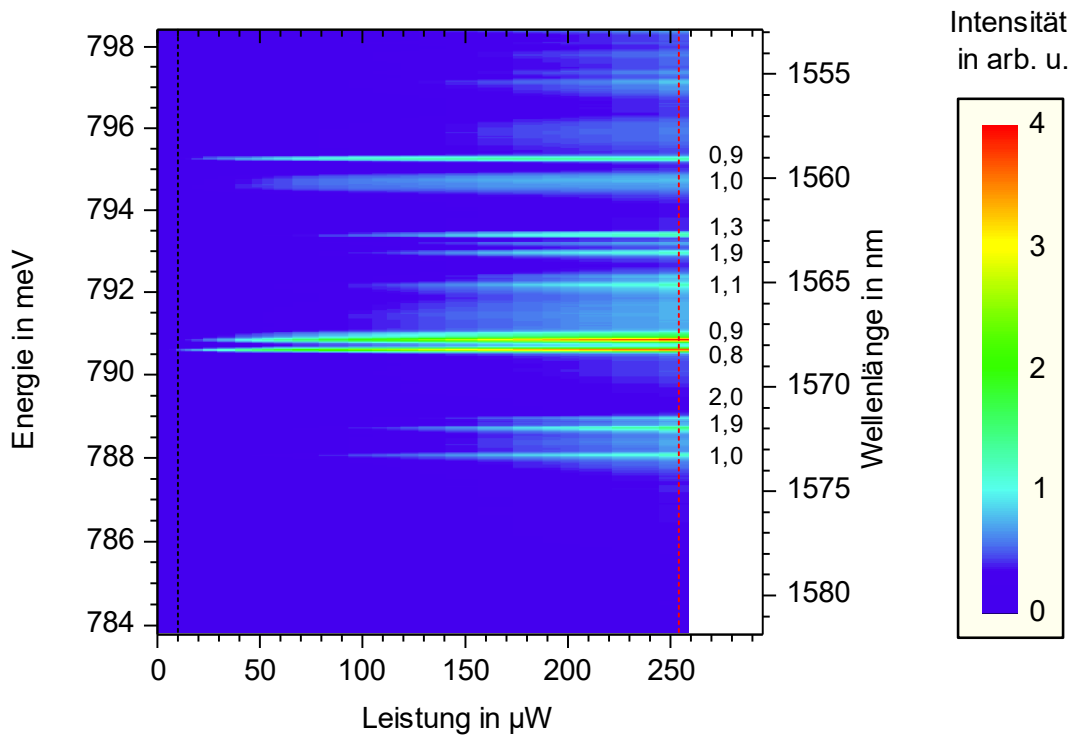


Abbildung 5.4: Leistungsabhängige Photolumineszenzmesung an der offenen Diode unter der Apertur 4b; die Zahlen entsprechen dem Exponenten, der durch Fitten ermittelt wurde, vgl. Abbildung 5.5; gemessen mit dem Detektor der Firma Andor bei einer Integrationszeit von 21 min pro Spektrum.

Abbildung 5.4 zeigt ein entsprechendes Falschfarbendiagramm. Auf der Abszisse ist die Leistung des Anregungslasers aufgetragen. Auf der Ordinate ist die Wellenlänge aufgetragen, bei der die Zählrate aufgenommen wurden, welche farblich kodiert im Diagramm dargestellt sind. Die Positionen der beiden Spektren aus Abbildung 5.3 sind in diesem Diagramm durch eine schwarze bzw. rote gestrichelte Linie angedeutet. Die vier bereits erwähnten Linien der zwei Quantenpunkte sind auch in dieser Darstellung klar zu erkennen. Weitere Linien lassen sich erst bei einer höheren Anregungsleistung deutlich vom Untergrund unterscheiden, ihre Intensität nimmt dann jedoch stärker zu. Wie in den Grundlagen in Abschnitt 2.2 beschrieben, kann anhand des Leistungsverhaltens der Linien bestimmt werden, ob es sich um Zustände mit einem oder zwei Exzitonen handelt. Daher wurde an die Intensitätsverteilung I_{PL} der stärksten Linien eine Gauß-Verteilung

$$I_{\text{PL}}(\lambda) = \frac{A_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_c}{\sigma}\right)^2} \quad (5.3)$$

gegen die Wellenlänge λ angefitet. Der Fit erfolgte in einem Bereich um die zentrale Wellenlänge λ_c und wurde für jede gemessene Leistung wiederholt. Die Linienbreite wird durch den Parameter σ beschrieben. Die ermittelten Amplituden A_0 wurden

gegen die Anregungsleistung aufgetragen. Die Resultate werden in der Abbildung 5.5 in einer doppellogarithmischen Auftragung gezeigt. In dieser Auftragung entspricht die Steigung dem Exponenten und somit der Anzahl der Exzitonen im Quantenpunkt. Die beiden stärksten Linien bei einer Energie von 790,9 meV und 790,6 meV deuten mit einer Steigung von 0,9 und 0,8 klar auf ein einzelnes Exziton hin. Es könnte sich hierbei zum Beispiel um einen X^0 - und X^+ -Zustand handeln. Von den drei Linien bei 789,0 meV, 788,8 meV und 788,1 meV weisen die beiden bei 789,0 meV und 788,8 meV mit einer Steigung von 1,9 und 2,0 auf einen Zustand mit zwei Exzitonen hin, es könnte sich hierbei zum Beispiel um die Biexzitonen $2X^0$ und $2X^+$ der beiden Linien bei 790,9 meV und 790,6 meV handeln. Die dritte Linie bei 788,1 meV hat eine Steigung von 1,0 und sollte somit einem einzelnen Exziton zugeordnet werden, wahrscheinlich ist die Linie auf den X^- -Zustand zurückzuführen.

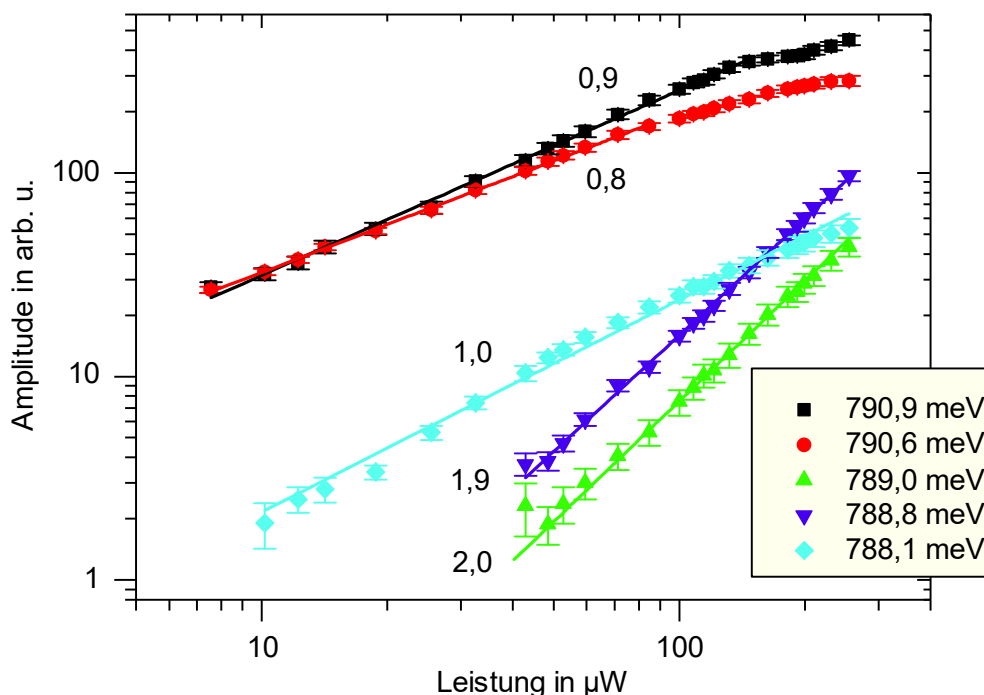


Abbildung 5.5: Doppellogarithmische Auftragung der Amplituden der Gauß-Verteilungen, die an die stärksten Linien in Abbildung 5.4 angefitet wurden; gewählte Zuordnung: 790,9 meV: X^0 ; 790,6 meV: X^+ ; 789,0 meV: $2X^0$; 788,8 meV: $2X^+$ und 788,1 meV: X^- .

Wie zu erwarten, nimmt die Amplitude der Linien ab einer gewissen Leistung wieder ab. Dies ist beim Fit etwas problematisch, da händisch entschieden werden muss, ab wann dies der Fall ist. Wird die Anregungsleistung weiter erhöht, so wie in Abbildung 5.6 für einen Quantenpunkt unter der Apertur 3d dargestellt, so kann das Leistungsverhalten mit einer Poisson-Funktion beschrieben werden. Abbildung 5.4 und Abbildung 5.6 unterscheiden sich durch den verwendeten InGaAs-Detektor. Wie

in dem Abschnitt 4.3 beschrieben, standen zwei verschiedenen Detektoren zur Verfügung. Für die Abbildung 5.4 wurde der Detektor der Firma Andor bei einer Temperatur von -80 °C verwendet. Pro Spektrum wurde insgesamt 21 min integriert, dabei wurde in dieser Reihenfolge gearbeitet: Aufnahme eines Dunkelspektrums über 25 s, dann 51-mal die Aufnahme eines Spektrum für jeweils 25 s. Die Daten weisen ein deutlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf als die Daten in der Abbildung 5.6. Diese wurden mit dem Detektor der Firma Hamamatsu bei einer Chiptemperatur von -10 °C aufgenommen. Bei dieser Aufnahme wurde insgesamt über 17 min integriert. 10 s lang wurde ein Dunkelspektrum aufgenommen und anschließend für 10 s das Photolumineszenzsignal aufintegriert, dieser Vorgang wurde insgesamt 101-mal wiederholt.

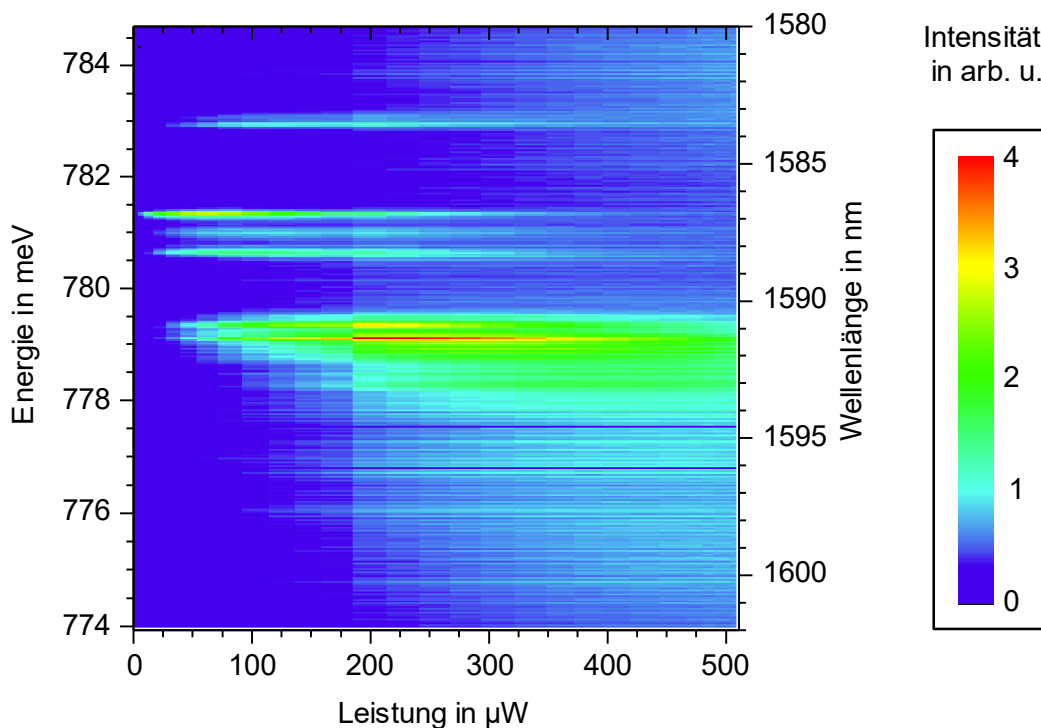


Abbildung 5.6: Leistungsabhängige Photolumineszenzmessung an der offenen Diode unter der Apertur 3d; gemessen mit dem Detektor der Firma Hamamatsu bei einer Integrationszeit von 17 min pro Spektrum.

Die Anordnung der Linien des Quantenpunktes in Abbildung 5.6 weicht von der Anordnung der Linien des Quantenpunktes in Abbildung 5.4 ab. Zur detaillierten Analyse werden auch in diesem Fall Gauß-Verteilungen nach Gleichung (5.3) an die einzelnen Linien angefitet und anschließend wird das Verhalten der Amplitude in Abhängigkeit der Anregungsleistung untersucht. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Um das erwartete Poisson-Verhalten, wie in den Grundlagen erläutert, zu bestätigen, wird die angepasste Poisson-Funktion

$$A_0(P, n) = A_P \frac{(P/P_s)^n}{n!} e^{-P/P_s} \quad (5.4)$$

angefittet, die die beiden Skalierungsparameter A_P und P_s enthält. Für den Ordnungsparameter n wird der Wert 1 oder 2 gewählt.

Das Verhalten der drei Linien bei 780,7 meV, 781,0 meV und 781,3 meV wird bei unterschiedlicher Anregungsleistung in Abbildung 5.7 a) gezeigt. Die drei Kurven lassen sich gut durch eine Poisson-Funktion erster Ordnung beschreiben. Demnach handelt es sich bei der stärksten Linie bei 781,3 meV um das Exziton X^0 , während die beiden anderen Linien den geladenen Exzitonen zuzuordnen sind. Wahrscheinlicher ist, dass die Linie bei 781,0 meV zum X^- gehört, während die stärkere Linie bei 780,7 meV dem X^+ zuzuordnen ist. In Teil b) der Abbildung 5.7 wird neben der Exzi-

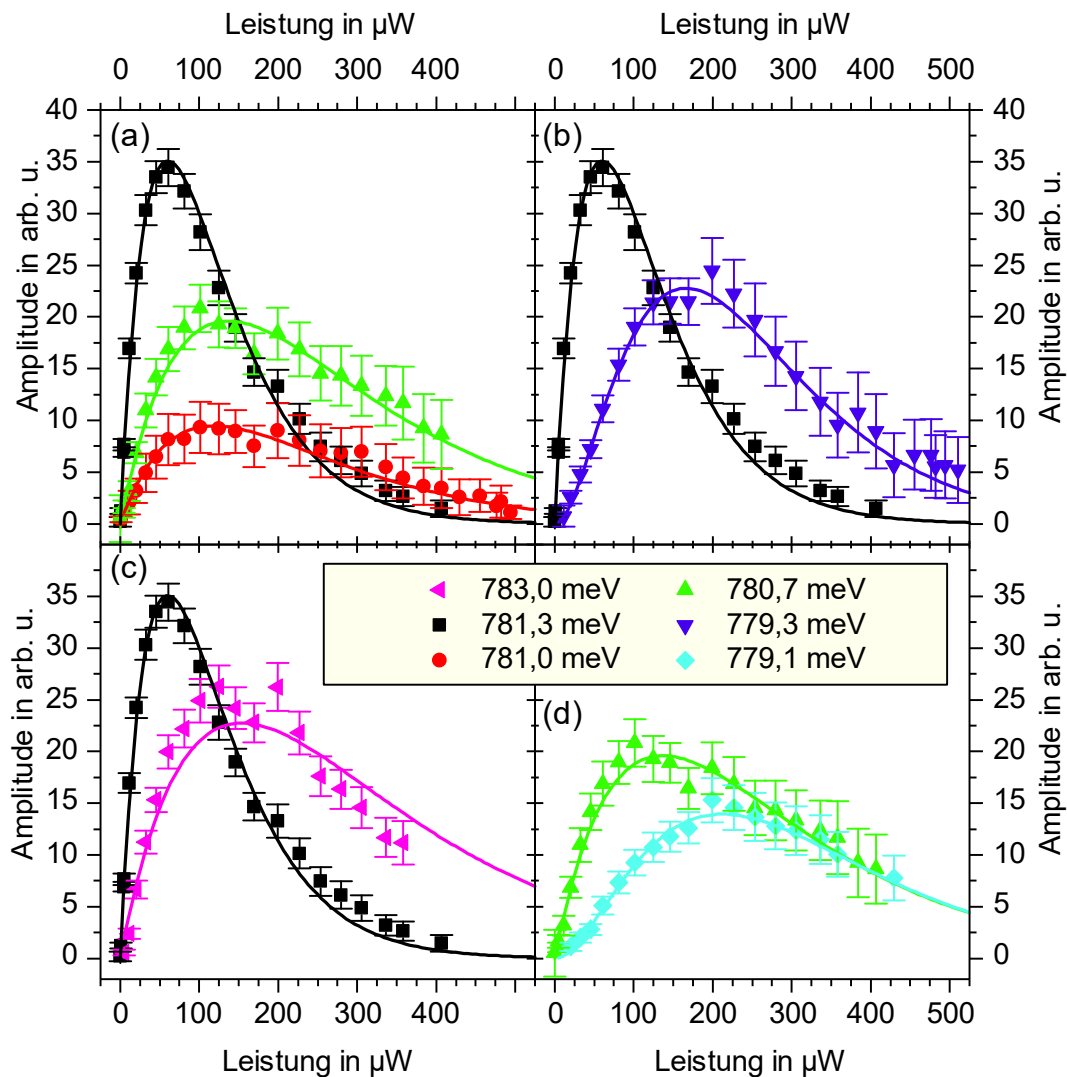


Abbildung 5.7: Auftragung der Amplituden der Gauß-Verteilungen gegen die Anregungsleistung; die Gauß-Verteilungen wurden an die stärksten Linien in Abbildung 5.6 angefitet; gewählte Zuordnung: 781,3 meV: X^0 ; 780,7 meV: X^+ ; 781,0 meV: X^- ; 779,3 meV: $2X^0$; 783,0 meV: X^{2+} und 779,1 meV: $2X^+$.

tonlinie die stärkste Linie mit einem Verhalten, das gut durch eine Poisson-Funktion zweiter Ordnung beschrieben werden kann, dargestellt. Diese Linie bei 779,3 meV ist dem Verlauf der beiden Grafen nach dem ungeladenen Biexziton $2X^0$ zuzuordnen. In Teil c) der Abbildung 5.7 wird das Verhalten der Linie bei 783,0 meV genauer untersucht. Es wurde ein Poisson-Verhalten erster Ordnung angefügt, da hierdurch der Verlauf etwas besser beschrieben werden kann, aber auch eine Beschreibung durch ein Poisson-Verhalten zweiter Art ist nicht völlig auszuschließen. Die Linie könnte zu dem doppelt positiv geladenen Exziton X^{2+} gehören. In Teil d) wird das Verhalten der Linien bei 780,7 meV zusammen mit der Linie bei 779,1 meV dargestellt, die dem Verlauf nach einem geladenen Biexziton $2X^+$ entspricht.

Spannungsabhängige Photolumineszenzmessungen

Im Folgenden werden neutrale und geladene Mehrteilchenzustände durch die Variation der Diodenspannung hergestellt. Diese Messungen wurden sowohl an der InAs/InP-Probe, als auch an der InAs/GaAs-Probe durchgeführt. Dies hat den Vorteil, dass die Ergebnisse [227] der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessung an den etablierten InAs/GaAs-Quantenpunkten mit den Ergebnissen an den InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkten verglichen werden können.

Die Ergebnisse der InAs/GaAs-Quantenpunkte lassen sich einfacher interpretieren, da die Si-CCD-Kamera ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis hat und die Struktur der InAs/GaAs-Probe für diese Messung optimiert wurde, indem eine dünne GaAs-Tunnelbarriere zur n-Schicht für die Elektronen und eine hohe Barriere für die Löcher gewählt wurde. Außerdem wurden die Diodenfläche und die Quantenpunktdichte verringert, so dass sich nur ein einzelner Quantenpunkt im aktiven Bereich befindet.

Die folgenden Photolumineszenzmessungen an der InAs/GaAs-Probe erfolgen mit Hilfe des Aufbaus, der im Kapitel 4 genauer beschrieben ist. Die Probe wird mit dem Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser mit einer Wellenlänge von 670 nm angeregt. Das emittierte Licht wird mit der Si-CCD-Kamera detektiert. Es wurde der für eine Wellenlänge von 950 nm optimierte Probenstab verwendet.

In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessung dargestellt. Das Photolumineszenzsignal wurde zwischen 835 nm bzw. 1,49 eV und 1006 nm bzw. 1,23 eV aufgenommen. Die angelegte Spannung wurde in 3,3 mV Schritten von $-0,5$ V bis $0,866$ V verändert. Bei der Energie von 1,485 eV können die Ausläufer des Signals des direkten Übergangs im GaAs erahnt werden. Das Photolumineszenzsignal der Benetzungsschicht ist zwischen 1,45 eV und 1,3 eV sichtbar. Die verschiedenen Linien eines einzelnen Quantenpunktes werden um 1,3 eV detektiert.

Bei der Spannung von 0,8 V kann ein Übergang der Besetzungsschicht bei einer Energie von 1,445 eV beobachtet werden. Wegen der geringen Energieverschiebung durch den Quantum-Confined-Stark-Effekt und wegen der hohen Intensität handelt es hierbei um einen örtlich direkten Übergang. Wird die Spannung kleiner als 0,65 V, so verschwindet dieser Übergang und ein breiterer und schwächerer Übergang kann beobachtet werden. Dieser wird stärker durch den Quanten-Confined-Stark-Effekt beeinflusst. Wird die Spannung von 0,6 V auf $-0,2$ V verändert, so resultiert hieraus eine Energieverschiebung des Übergangs um $-0,1$ eV. Der Wert der Energieverschiebung entspricht mit $0,125 \text{ eV V}^{-1}$ dem erwarteten Wert, wenn der durch die Struktur vorgegebene Hebelarm und der Übergang zwischen einem Loch in der Besetzungsschicht und einem Elektron in der n-Schicht angenommen werden, wie es in Abbildung 3.5 c) angedeutet ist. Ein örtlich direkter Übergang zwischen einem Loch und einem Elektron in der Besetzungsschicht ist bei Spannungen kleiner als 0,6 V unwahrscheinlich, da ab dieser Spannung die Elektronenzustände in der Besetzungsschicht über dem Fermi-Level liegen. Optisch generierte Elektronen driften direkt zur n-Schicht oder können durch die dünne Barriere aus der Besetzungsschicht in die n-Schicht tunneln. Die optisch generierten Löcher sammeln sich dagegen in der Besetzungsschicht, da das Tunneln der Löcher durch die hohe Barriere des Übergitters effektiv unterdrückt wird.

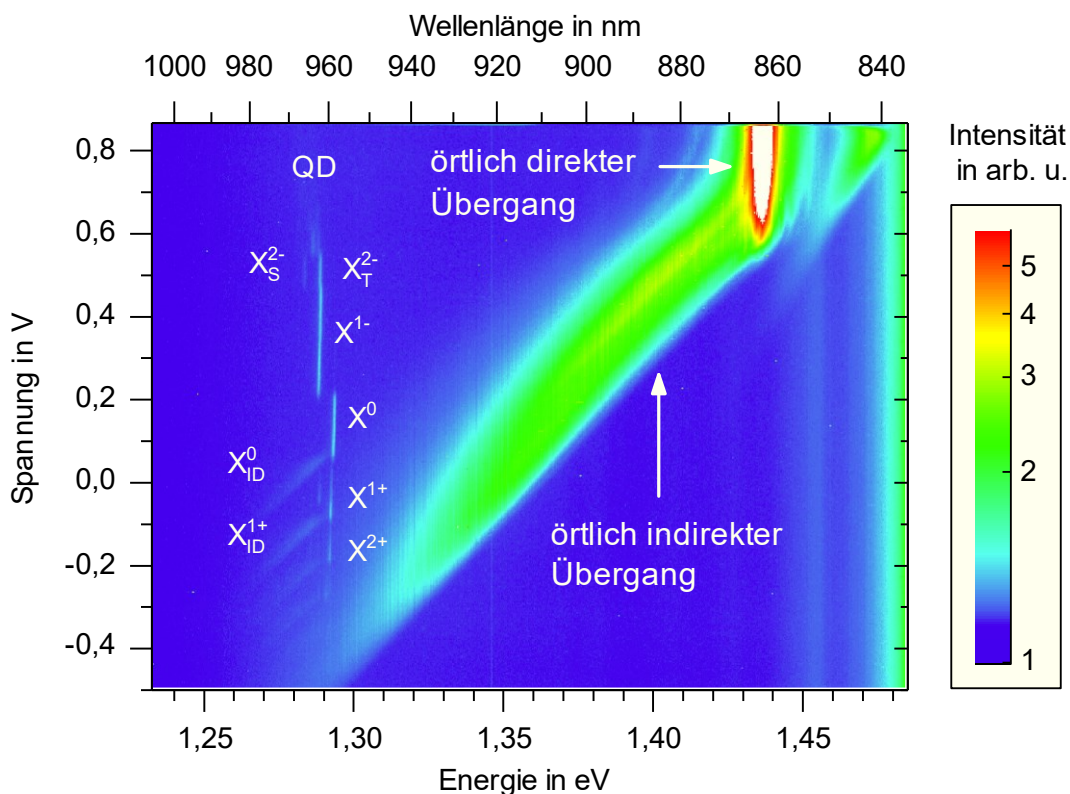


Abbildung 5.8: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einer Schottky-Diode mit einem einzelnen InAs/GaAs-Quantenpunkt; Beobachtung örtlich direkter wie örtlich indirekter Übergänge sowohl für den Quantenpunkt als auch für die Besetzungsschicht.

Das Signal des einzelnen Quantenpunktes bei einer Energie um 1,3 eV kann zwischen 0,6 V und -0,2 V beobachtet werden, wenn die Probe passend im Fokus positioniert ist. Bei höheren Spannungen verschwindet das Signal des Quantenpunktes, da die örtlich direkte Rekombination der Besetzungsschicht überwiegt. Bei negativeren Spannungen dominiert der Tunnelprozess über den optischen Rekombinationsprozess. Die unterschiedlichen Linien können den in den Grundlagen beschriebenen Ladezuständen vom doppelt negativ geladenen Exziton bis zum doppelt positiv geladenen Exziton des Quantenpunktes zugeordnet werden. Die zwei Zustände des doppelt negativ geladenen Exzitons werden bei einer Spannung um 0,5 V beobachtet, der Zustand des doppelt positiv geladenen Exzitons bei einer Spannung um -0,15 V.

Für Abbildung 5.9 wurde das Photolumineszenzsignal des Quantenpunktes im Spannungsbereich von 0,3 V bis -0,3 V mit einer höheren Auflösung aufgenommen. Es kann ein abrupter Wechsel von einem Ladezustand zum nächsten Ladezustand beobachtet werden, wenn die Spannung verändert wird. Die abrupten Wechsel können mit der dünnen Tunnelbarriere erklärt werden. Ein Ladezustand der nicht dem Gleichgewicht entspricht, kann durch das Hinein- oder Heraustunneln eines Elektrons ausgeglichen werden, bevor eine optische Rekombination stattfindet. Zu negativeren Spannungen müssen sich immer mehr Löcher im Quantenpunkt angesammelt haben, bis der unterste Elektronenzustand im Quantenpunkt unter dem Fermi-Level liegt, so dass ein Elektron hineintunneln kann.

Der Zustand des einfach negativ geladenen Exzitons dominiert im Spannungsbereich zwischen 0,45 V und 0,2 V. Das neutrale Exziton liegt im Spannungsbereich zwischen 0,2 V und 0,5 V vor. Die Linie bei einer 3,5 meV geringeren Übergangsenergie kann dem neutralen Biexziton zugeordnet werden. Im Spannungsbereich von 0,05 V bis -0,1 V wird das einfach positiv geladene Exziton erzeugt. Bei einer 4 meV geringeren Übergangsenergie tritt eine Linie auf, die vom einfach positiv geladenen Biexziton verursacht wird. Das doppelt positiv geladene Exziton dominiert im Spannungsbereich von -0,1 V bis -0,2 V. In den Grundlagen sind dem doppelt positiv geladenen Exziton drei Übergänge zugeordnet. Ob die beiden schwächeren Linien bei einer 3,8 meV geringeren und 6,5 meV geringeren Energie auch dem doppelt negativ geladenen Exziton zuzuordnen sind, kann auf Grund dieser Daten nicht eindeutig entschieden werden. Höher geladene Exzitonen treten bei Spannungen unter -0,2 V auf.

Auf Grund der 17 nm dünnen Tunnelbarriere treten auch örtlich indirekte Übergänge zwischen einem Loch im Quantenpunkt und einem Elektron in der n-Schicht auf. Die zugehörigen Linien können in Abbildung 5.9 an der größeren Energieverschiebung erkannt werden. Sie beginnen am niederenergetischen Ende der direkten Linien des neutralen Exzitons und der positiv geladenen Exzitonen. Vom negativ geladenen Exzi-

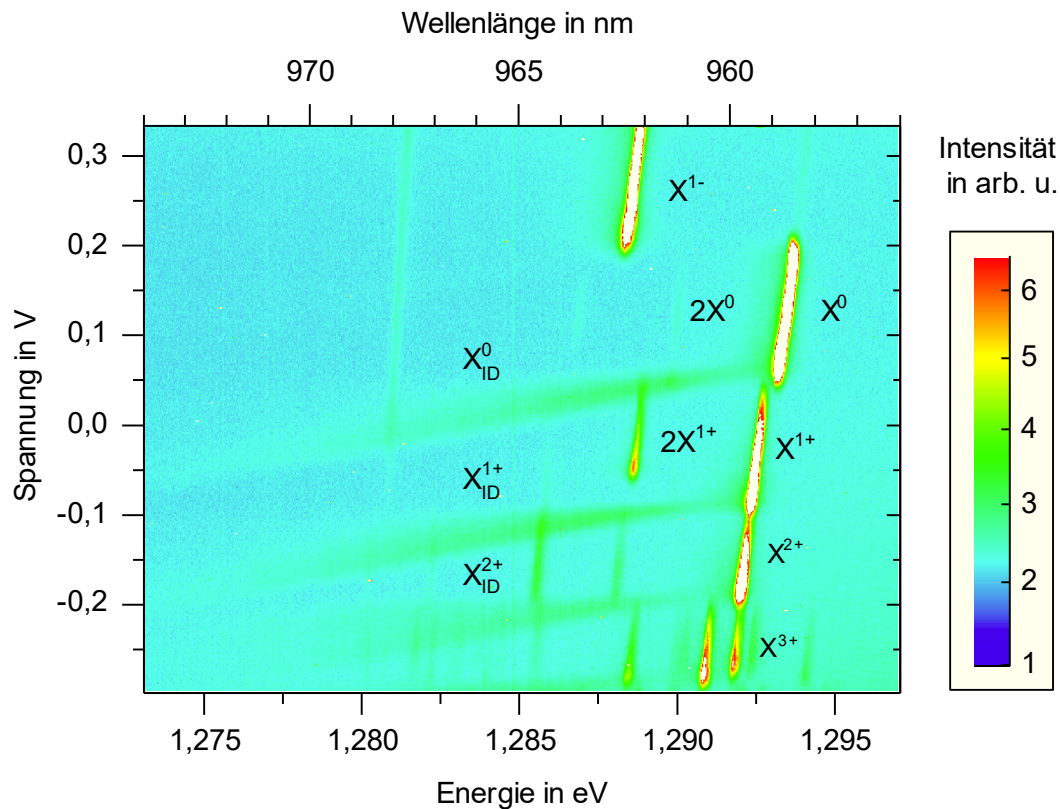


Abbildung 5.9: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einem einzelnen InAs/GaAs-Quantenpunkt; die örtlich direkten Übergänge vom X^{1-} bis zum X^{3+} können über die Spannung gezielt hergestellt werden; die örtlich indirekten Übergänge X_{ID}^0 , X_{ID}^{1+} und X_{ID}^{2+} zwischen einem Loch im Quantenpunkt und einem Elektron in der n-Schicht können anhand der größeren Energieverschiebung durch den Quantum-Confined-Stark-Effekt identifiziert werden.

ton geht keine örtlich indirekte Linie aus, da bei diesem ein Loch im Quantenpunkt sofort mit dem vorhandenen Elektron rekombiniert. Der Quantum-Confined-Stark-Effekt hat bei den indirekten Linien eine Energieverschiebung zwischen $0,138 \text{ eV V}^{-1}$ und $0,147 \text{ eV V}^{-1}$ zur Folge. Diese Werte weichen leicht von der erwarteten Energieverschiebung von $0,125 \text{ eV V}^{-1}$ ab. Die Abweichung resultiert wahrscheinlich aus der spannungsabhängigen Breite der Raumladungszone der n-Schicht. Hierdurch kann auch die Vergrößerung der Abweichung zu negativeren Spannungen erklärt werden.

Die spannungsabhängige Photolumineszenzmessung der InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkte muss wieder mit dem InGaAs-Detektor anstatt der Si-CCD-Kamera erfolgen. Zur Anregung wird der Laser mit einer Wellenlänge von 980 nm benutzt. Gegenüber den Photolumineszenzmessungen an der offenen Diode ist das Signal der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessung erheblich schwächer, deshalb musste für jedes einzelne Spektrum über eine Zeitspanne von 60 min integriert werden. Im Detail wurde mit dem Detektor der Firma Andor bei einer Temperatur von $-80 \text{ }^\circ\text{C}$ für 25 s ein Dunkelspektrum aufgenommen, danach folgten 5 Spektren mit

einer Integrationszeit von 25 s und dieser Vorgang wurde insgesamt 29-mal wiederholt. In Abbildung 5.10 sind für die Apertur 4b die ermittelten Spektren von 1553 nm bis 1587 nm gegen den Spannungsbereich von $-2,0$ V bis $0,6$ V aufgetragen. Der Spannungsbereich kann in drei Teile unterteilt werden: Ist die Spannung kleiner als $-1,9$ V, so befindet man sich im Photostromregime, es ist kein Photolumineszenzsignal zu beobachten. Im Spannungsbereich zwischen $-1,9$ V und $0,6$ V liegt das Photolumineszenzregime vor, ab einer Spannung von $0,6$ V beginnt das Regime der elektrisch generierten Ladungsträger, das detektierte Photolumineszenzsignal nimmt zu.

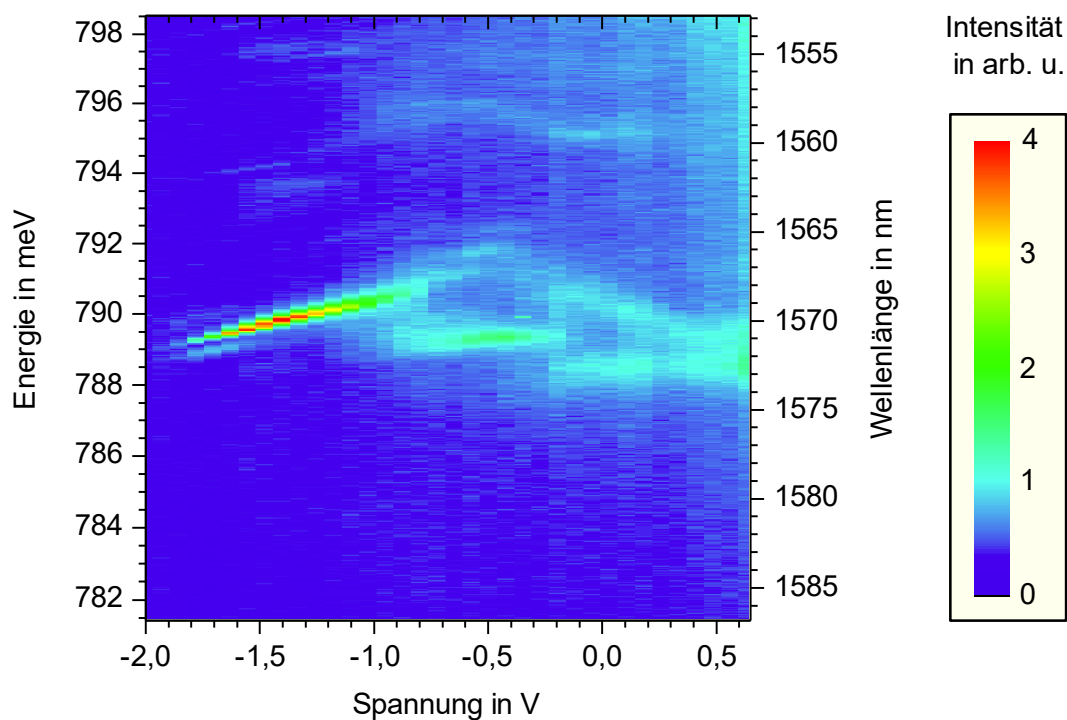


Abbildung 5.10: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einem einzelnen InAs/InAlGaAs/InP-Quantenpunkt unter der Apertur 4b; gemessen mit dem InGaAs-Detektor der Firma Andor bei einer Integrationszeit von 60 min pro Spektrum und einer Detektortemperatur von -80 °C; die stärkste Linie wird dem neutralen Exziton X_0 zugeordnet.

Die stärkste Linie im Photolumineszenzregime zwischen $-1,9$ V und $-0,9$ V wird dem neutralen Exziton X^0 zugeordnet. Aufgrund des Quantum-Confined-Stark-Effekts findet eine Rotverschiebung von $1,5$ meV statt, wenn die Spannung von $-0,9$ V auf $-1,9$ V variiert wird. Die Energie verschiebt sich von $790,5$ meV auf $789,0$ meV. Die Zuordnung der weiteren Linien ist nicht so eindeutig. Daher wird das Ergebnis dieser Messung mit den Ergebnissen der InAs/GaAs-Quantenpunkte verglichen. Dort treten die positiv geladenen Exzitonen bei negativeren Spannungen auf und die negativ geladenen Exzitonen bei positiveren Spannungen. Die schwache Linie im

Spannungsbereich von $-1,9$ V bis $-1,5$ V liegt bei etwas geringerer Energie. Sie weist die gleiche Quantum-Confined-Stark-Verschiebung auf und verschiebt von $789,1$ meV zu $788,6$ meV, wenn die Spannung verringert wird. Es könnte sich hierbei also um das einfach positiv geladene Exziton handeln. Bei der Spannung von $-0,9$ V ist der Wechsel zu einem anderen Ladeszenario zu erkennen. Es findet eine Rotverschiebung der Linie um $1,4$ meV von $790,5$ meV zu $789,1$ meV statt. Diese Linie zeigt einen etwas schwächeren Quantum-Confined-Stark-Effekt und schiebt von $789,1$ meV bei $-0,9$ V zu $789,5$ meV bei $-0,2$ V. Es könnte sich hierbei um das negativ geladene Exziton handeln. Bei der Spannung von $-0,2$ V findet eine weitere Umladung des Quantenpunktes statt. Im Spannungsbereich von $-0,2$ V bis $0,4$ V treten zwei ungefähr gleich starke Linien auf, die sich jedoch nur leicht vom Untergrund abheben. Hierbei könnte es sich um das zweifach negativ geladene Exziton X^{2-} handeln. Ab einer Spannung von $0,4$ V werden die Linien so breit, dass weitere Zuordnungen reine Spekulation wären.

5.3 Photostromspektroskopie

Aufgrund der langen Integrationszeiten die bei der Photolumineszenzspektroskopie der InAs/InP-Proben notwendig sind, wurde in dieser Arbeit bevorzugt die Methode der cw-Photostromspektroskopie zur Untersuchung und Charakterisierung der Proben eingesetzt. Wie in den Grundlagen in Abschnitt 2.6 genauer erklärt, wird dazu die Probe dazu mit einem cw-Laser mit einer geringen Halbwertsbreite angeregt. Die Energie des Quantenpunktes wird über den Quantum-Confined-Stark-Effekt mit Hilfe der Spannung abgestimmt und hierdurch in Resonanz mit dem Laser gebracht. Diese kann anschließend im Photostrom nachgewiesen werden. Zur Charakterisierung und zum Finden passender Quantenpunkte wurde von jeder Apertur ein Photostromspektrum aufgenommen, wie es beispielhaft für die Apertur 1d in Abbildung 5.11 gezeigt ist. Bei der Messung wurde die Wellenlänge des Lasers schrittweise von 1620 nm bis 1505 nm verändert. Die durchschnittliche Schrittweite betrug $0,3$ nm. Um sicherzustellen, dass der Laser monomodig ist, und zur Leistungsstabilisierung wurden beim automatischen Durchfahren der Wellenlänge die Methoden aus dem Abschnitt 4.2 angewendet.

In Übereinstimmung mit den spannungsabhängigen Photolumineszenzspektren zeigt sich, dass ein signifikanter Photostrom nur bei einer Spannung, die kleiner als $-1,9$ V ist, zu beobachten ist. Die Liniendichte nimmt von 765 meV nach 825 meV zu. Für die Dichte der Quantenpunkte ergibt sich ein vergleichbares Bild wie in Abbildung 5.2, wobei jedoch beachtet werden muss, dass es sich nicht um dieselbe Apertur handelt. Alle Linien weisen eine deutliche Rotverschiebung auf, wenn die Spannung

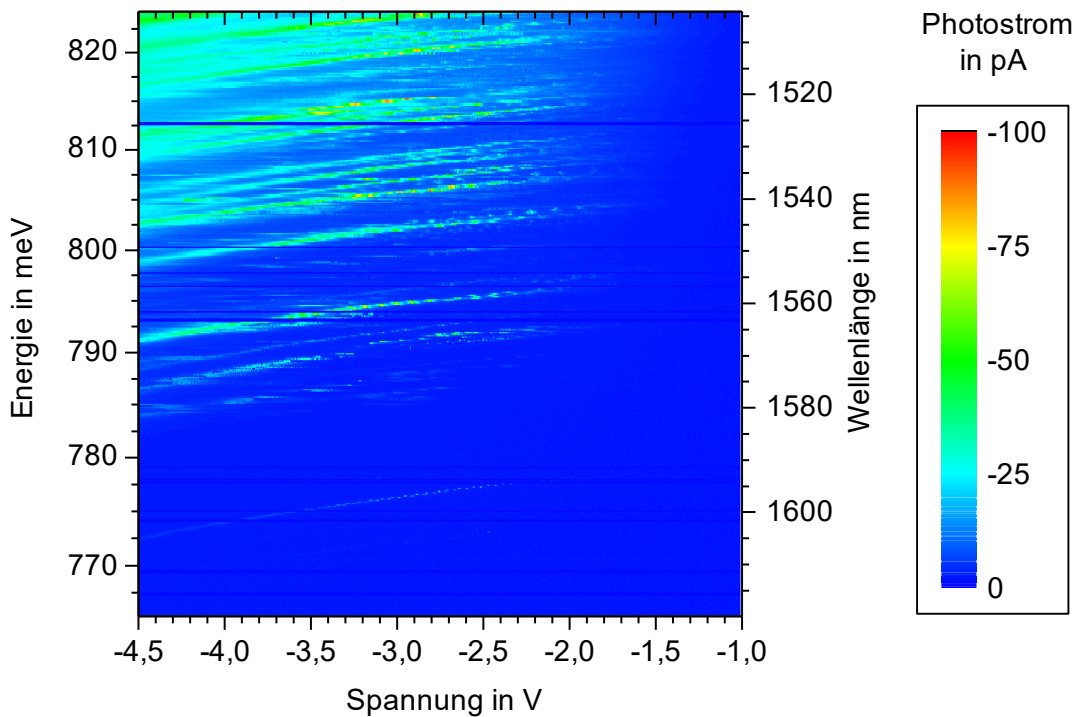


Abbildung 5.11: Photostromspektrum an der Apertur 1d gemessen; die Wellenlänge des Lasers wurde schrittweise verstellt und es wurde jeweils die Spannung durchgeföhrt; Aussetzer über den gesamten Spannungsbereich werden durch Probleme mit der Lasersteuerung verursacht.

verringert wird. Für das Rauschen und die Aussetzer gibt es zwei Erklärungsansätze: Zum einem treten Probleme bei der Lasersteuerung auf, zum anderem gibt es den Effekt der spektralen Diffusion, wie er im Abschnitt 5.4 genauer erklärt wird. Aussetzer, die über den gesamten Spannungsbereich bei einer Energie auftreten, sind eindeutig auf ein Problem der Lasersteuerung zurückzuführen.

In den folgenden Untersuchungen wird der Quantenpunkt mit einer Energie von 775 meV näher untersucht. Das Photostromsignal ist hier im Vergleich zu den anderen Quantenpunkten kleiner. Dafür ist der Quantenpunkt spektral aber über 10 meV weit von den anderen Quantenpunkten getrennt. In Abbildung 5.12 werden die entsprechenden Photostromspektren für Wellenlängen zwischen 1592,8 nm und 1604,0 nm gezeigt.

Eine Doppellinie ist eindeutig erkennbar. Bei hohen Spannungen zwischen $-1,7$ V und $-2,3$ V ist die Amplitude geringer, da der Tunnelprozess, der zum Photostrom führt, noch stark mit dem Photolumineszenzprozess konkurriert. Mit abnehmender Spannung werden die Linien aufgrund kürzerer Tunnelzeiten breiter, so dass die beiden Linien bei Spannungen, die kleiner als $-3,7$ V sind, nur noch schwierig getrennt werden können.

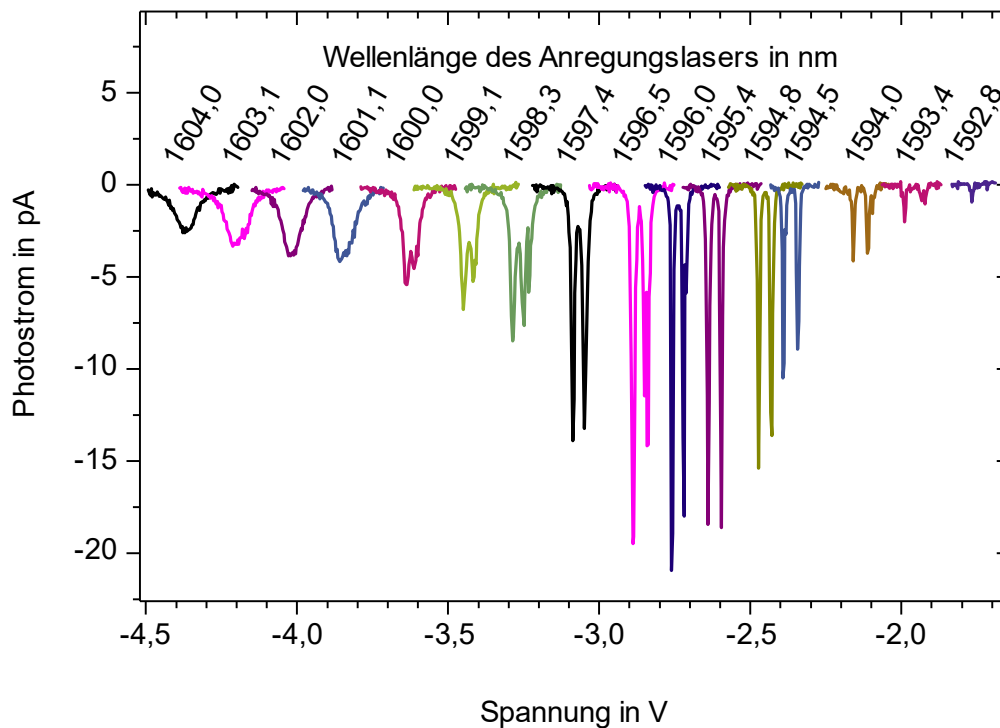


Abbildung 5.12: Hochaufgelöste Photostromspektren bei verschiedenen Anregungslaserwellenlängen des Quantenpunktes unter der Apertur 1d; vollständig aufgelöste Feinstrukturaufspaltung; Linienverbreiterung zu negativeren Spannungen aufgrund der höheren Tunnelrate.

Um die hohe Auflösung der Photostromspektroskopie zu nutzen, wird die Energieskala mit Hilfe des Quantum-Confined-Stark-Effekts kalibriert. Mit der kalibrierten Skala können quantitative Aussagen über die Linienbreite und die Feinstrukturaufspaltung getroffen werden. Dazu wurden an die aufgenommenen Spektren in Abbildung 5.12 jeweils Doppel-Lorentz-Verteilungen der Form

$$I(U) = A_{L1} \frac{\frac{\gamma_1}{2\pi}}{(U - U_{c1})^2 + \frac{\gamma_1^2}{4}} + A_{L2} \frac{\frac{\gamma_2}{2\pi}}{(U - U_{c2})^2 + \frac{\gamma_2^2}{4}} + I_0 \quad (5.5)$$

angefittet, um die Spannungen U_c der Peaks zu ermitteln.

In Abbildung 5.13 ist die Wellenlänge des Anregungslasers gegen die Spannung U_{c1} des linken Peaks aufgetragen. Wie aus den Grundlagen hervorgeht, lässt sich der Verlauf gut durch eine quadratische Funktion beschreiben.

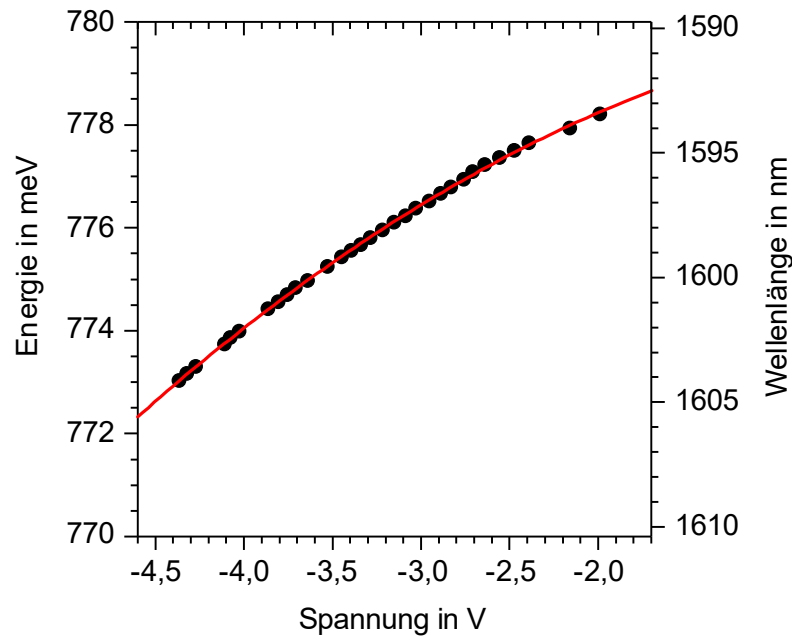


Abbildung 5.13: Kalibrierung der Energieskala für den Quantenpunkt bei 1600 nm unter der Apertur 1d, aus den Daten, die in Abbildung 5.12 gezeigt werden.

Die empirisch ermittelte Funktion zur Bestimmung der Energie in Abhängigkeit der Spannung für den Quantenpunkt unter der Apertur 1d lautet:

$$E(U) = 780,7 \text{ meV} + 0,74 \frac{\text{meV}}{\text{V}} U - 0,23 \frac{\text{meV}}{\text{V}^2} U^2. \quad (5.6)$$

Hieraus wird das statische Dipolmoment und die Polarisierbarkeit des Exzitons berechnet, indem zum Vergleich mit der Gleichung (2.28) die angelegte Spannung U in das elektrische Feld

$$F(U) = \frac{-U + U_{\text{BI}}}{d} \quad (5.7)$$

umgerechnet wird, wobei die durch die Dotierung eingebaute Spannung² U_{BI} zu berücksichtigen ist. Für diesen Quantenpunkt ergibt sich das statische Dipolmoment $p_X = 0,9 \cdot 10^{-29} \text{ Cm}$ und die Polarisierbarkeit $\alpha_X = 3,3 \cdot 10^{-36} \text{ Cm}^2\text{V}^{-1}$. Aus dem statischen Dipolmoment folgt, dass sich der Ladungsschwerpunkt des Lochs des Exzitons 0,06 nm näher an der Spitze des Quantenpunktes befindet als der Ladungsschwerpunkt des Elektrons.

² im Englischen: „build-in voltage“

Mit Hilfe der Beziehung (5.6) wird die Energieskala kalibriert und die Linienbreite und die Feinstrukturaufspaltung können ermittelt werden. In Abbildung 5.14 ist das Photostromsignal für unterschiedliche Polarisationen des Anregungslasers gegen die Energieskala dargestellt. Der Anregungslaser hat bei der Messung dieser Daten eine feste Wellenlänge von 1595,0 nm. Man erkennt, wie in den Grundlagen beschrieben, die beiden Zustände eines neutralen Exzitons, die an das horizontal und vertikal polarisierte Lichtfeld koppeln. Die Linienform kann durch eine Lorentz-Verteilung beschrieben werden. Über die Polarisation des Lasers kann ausgewählt werden, welches Niveau angeregt werden soll. Die Polarisationen sind parallel zur $[110]$ -Richtung bzw. zur $[\bar{1}10]$ -Richtung. Mit einer linearen 45° -Polarisation kann eine Überlagerung beider Zustände angeregt werden.

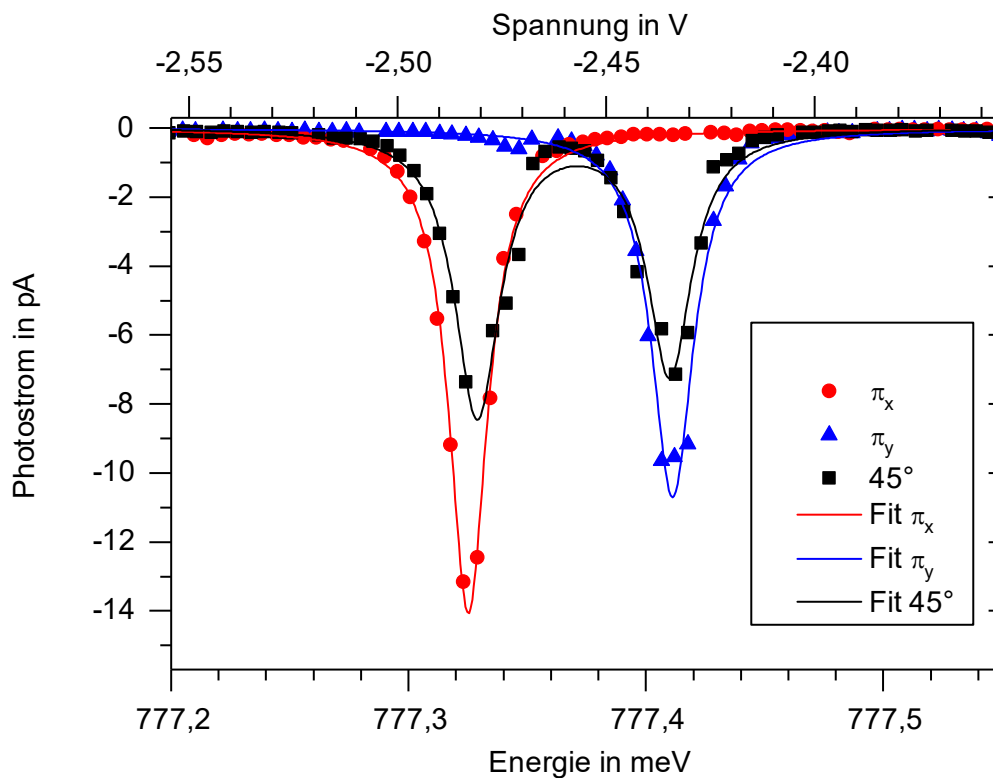


Abbildung 5.14: Polarisationsabhängige Untersuchung der Feinstrukturaufspaltung des Quantenpunktes unter der Apertur $1d$ bei einer Laserwellenlänge von 1595,0 nm; an die Messdaten wurden Lorentz-Verteilungen angefüttet.

Der Quantenpunkt hat eine Feinstrukturaufspaltung von $85 \mu\text{eV}$. In der Abbildung 5.14 wurde die Spannung im Bereich von $-2,35 \text{ V}$ bis $-2,55 \text{ V}$ variiert. Die Linienbreite beträgt bei diesen Spannungen ungefähr $20 \mu\text{eV}$. Wie aus Abschnitt 2.4 der Grundlagen hervorgeht, wird die Linienbreite unter anderem von der Tunnelzeit der Ladungsträger beeinflusst. Diese ist wiederum spannungsabhängig. In Abbildung 5.15 a) wird die Linienbreite im Bereich von $-4,5 \text{ V}$ bis $-2,0 \text{ V}$ dargestellt. Bei negativen Spannungen ist der Bandverlauf stark verkippt. Hieraus resultieren eine

schmale Tunnelbarriere und eine kurze Tunnelzeit. Es wurde eine Linienbreite von $250 \mu\text{eV}$ ermittelt. Bei hohen Spannungen ist die Tunnelzeit erheblich länger, und die Linienbreite nimmt bis auf $10 \mu\text{eV}$ ab. Die entsprechenden Dephasierungszeiten lassen sich hieraus nach den Gleichungen (2.18) und (2.25) zu Werten zwischen 5 ps und 120 ps berechnen.

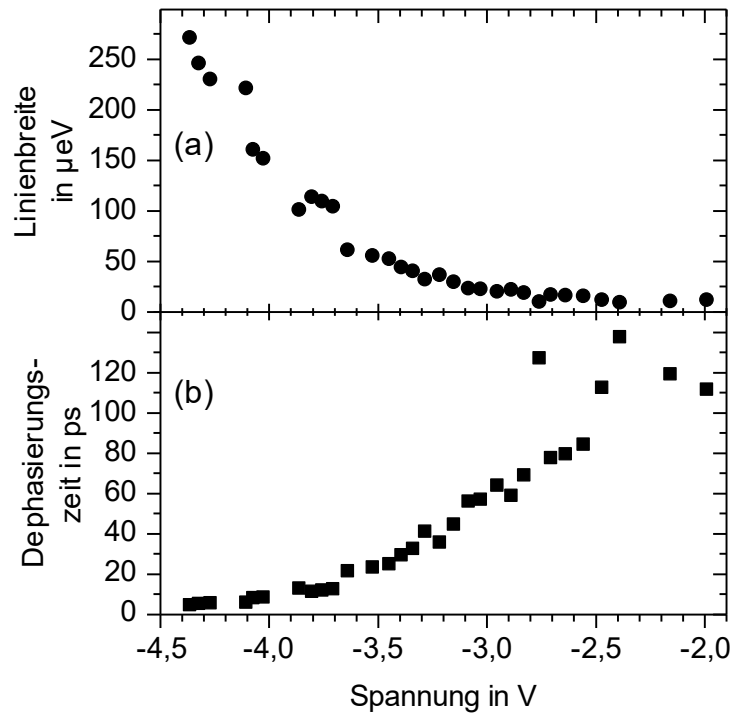


Abbildung 5.15: a) Spannungsabhängige Linienbreiten der Lorentz-Linien, die in Abbildung 5.12 gezeigt werden; b) entsprechende Dephasierungszeiten.

Für die Abbildung 5.16 wurde die angelegte Spannung über die Probengeometrie in das elektrische Feld umgerechnet. Wird Gleichung (2.25) mit der Fowler-Nordheim-Gleichung (2.30) kombiniert, so ergibt sich ein Ausdruck für die homogene Linienbreite in Abhängigkeit des elektrischen Feldes F :

$$\gamma_{\text{hom}} = \gamma_{\text{nat}} + a e^{-b \frac{1}{F}}, \quad (5.8)$$

mit den beiden Fitkonstanten a und b . Aus dem Fit der exponentiellen Abnahme in Abbildung 5.16 ergibt sich eine natürliche Linienbreite von $8 \mu\text{eV}$, die einer Dephasierungszeit von 164 ps entspricht.

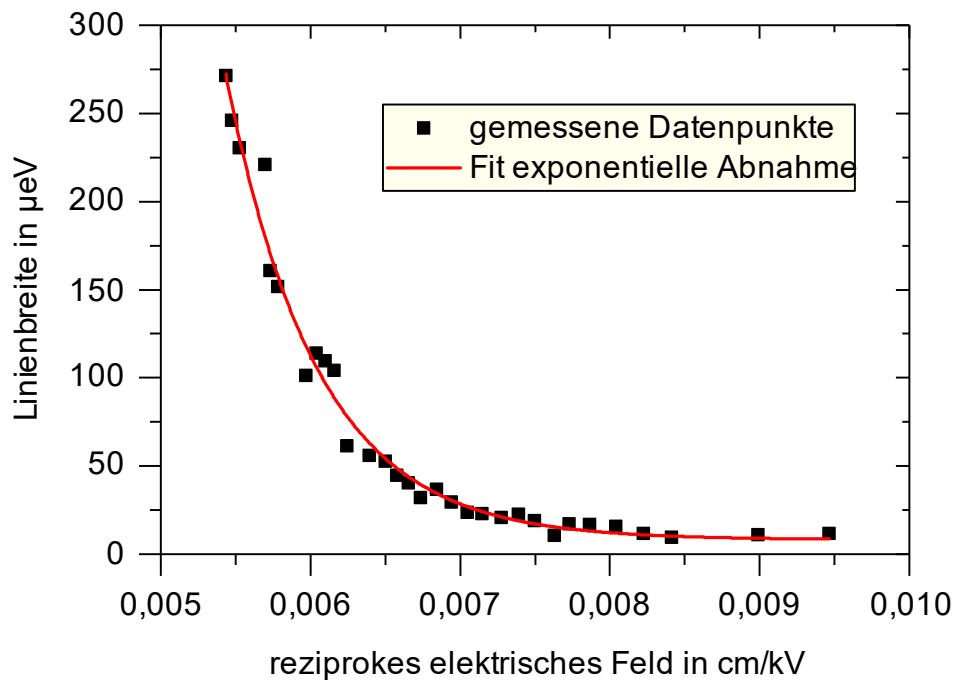


Abbildung 5.16: Veränderung der Linienbreite der Lorentz-Linien, die in Abbildung 5.12 gezeigt werden, aufgrund der unterschiedlichen Tunnelzeiten durch die Dreiecksbarriere; nach der Fowler-Nordheim-Gleichung Beschreibung der Linienbreiten durch eine exponentielle Abnahme in Abhängigkeit des reziproken elektrischen Feldes.

5.4 Spektrale Diffusion

Die hochaufgelösten Photostromspektren der Abbildung 5.12 zeigen neben den beiden Hauptpeaks teilweise einen Nebenpeak, der vermutlich durch spektrale Diffusion verursacht wird. Der Effekt der spektralen Diffusion wird in Abbildung 5.17 genauer untersucht. Diese Messung ist die kontinuierliche Fortsetzung der Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit der Feinstrukturaufspaltung, wie sie in Abbildung 5.14 dargestellt ist.

In Teil a) der Abbildung 5.17 sind die Photostromspektren im Bereich von $-4,5$ V bis $-2,0$ V in Abhängigkeit der Polarisation des Anregungslasers mit einer Wellenlänge von 1595 nm an der Apertur 1d dargestellt. Die lineare Polarisation des Anregungslasers wurde von -45° bis 1125° variiert. Dabei wurde Photostrom im Bereich von -23 pA bis $-1,5$ pA gemessen. Dieser ist in der Abbildung falschfarbencodiert, wobei auf die logarithmische Skalierung zu achten ist. Das Signal des Quantenpunktes bei einer Energie von 780 meV und dessen Feinstrukturaufspaltung sind gut zu erkennen, daneben ist noch ein schwächeres Signal eines Quantenpunktes bei $782,5$ meV zu beobachten. Die

Feinstrukturaufspaltung beider Signale zeigt eine Periode von 180° . Bei einer linearen Polarisierung von 0° wird nur der Übergang bei der negativeren Spannung – in Abbildung 5.14 mit π_x bezeichnet – angeregt. Bei einer linearen Polarisierung, die 90° dazu verdreht ist, wird der Übergang bei der positiveren Spannung – mit π_y bezeichnet – angeregt.

Mit der Messung soll hier die spektrale Diffusion untersucht werden. Das Signal bei $-3,6$ V zeigt eine ausgeprägte spektrale Diffusion, es springt um bis zu 200 mV bzw. 485 μ eV. Das Signal bei $-2,5$ V zeigt eine schwächere spektrale Diffusion von 50 mV bzw. 95 μ eV. Zwischen den Sprüngen der beiden Signale kann keine Korrelation festgestellt werden. Hieraus folgt, dass die beiden Linienpaare zu unterschiedlichen Quantenpunkten gehören. Die Ursache der spektralen Diffusion konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden, es ist jedoch unwahrscheinlich, dass ein technologisches Problem, wie eine nicht optimale Bondverbindung oder eine andere Störung des experimentellen Aufbaus die Ursache ist, da hiervon beide Quantenpunkte in gleicher Weise betroffen sein müssten. Wahrscheinlicher ist, in Übereinstimmung mit der Literatur, dass Ladungsträger in tiefen Störstellen in der Umgebung des Quantenpunktes umgeladen werden.

Um ein Gefühl für die Größenordnungen zu bekommen, wird im folgendem berechnet, in welchem Abstand ein einzelner Ladungsträger mit der elementar Ladung q hinzugefügt werden muss, damit sich eine Änderung des elektrischen Feldes um $6,6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ergibt, welches zu einer spektralen Diffusion von 200 mV führt, wie sie bei der Linie bei $-3,6$ V auftritt. Für das elektrische Feld F gilt:

$$F(z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{1}{z^2}. \quad (5.9)$$

Über die Wirkung des elektrischen Feldes auf die Wellenfunktion kann jedoch nur eine Aussage gemacht werden, wenn dieses in Wachstumsrichtung z anliegt, in diesem Fall kann mit dem Quantum-Confined-Stark-Effekt eine Änderung des elektrischen Feldes in eine Energieverschiebung umgerechnet werden. Wird für die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r ein Wert von 13 angenommen, dann folgt nach Gleichung (5.9), dass sich die einzelne Ladung in einem Abstand von 12 nm befinden muss, um eine spektrale Diffusion von 200 mV hervorzurufen. Für eine spektrale Diffusion von 25 mV, wie sie für die den Quantenpunkt bei $-2,5$ V auftritt, muss sich der Ladungsträger in einer Entfernung von 36 nm befinden. Es kann weitestgehend ausgeschlossen werden, dass sich der zusätzliche Ladungsträger direkt im Quantenpunkt befindet, da dies zu einer Änderung des Zustandes führen sollte, der im Photostromspektrum detektiert werden könnte.

In den Teilen b) und c) der Abbildung 5.17 wird ein Histogramm der spektralen Diffusion für die beiden Feinstrukturzustände des Quantenpunktes bei $-2,5$ V gezeigt. Dies wurde berechnet, indem an jedes Spektrum eine Doppel-Lorentz-Verteilung der Form (5.5) angefitet wurde. Anschließend wurde daraus der Unterschied zwischen den zentralen Spannungen U_c für zwei aufeinanderfolgende Spektren berechnet. In Teil b) der Abbildung ist ein Histogramm für den Peak π_x der Feinstrukturaufspaltung bei $\approx -2,459$ V gezeigt, in Teil c) ist das Histogramm für den Peak π_y der Feinstrukturaufspaltung bei $\approx -2,451$ V gezeigt. An beide Histogramme wurde sowohl eine Gauß-Verteilung als auch eine Lorentz-Verteilung gefittet. Der Verlauf beider Histogramme lässt sich deutlich besser mit einer Gauß-Verteilung beschreiben. Die Halbwertsbreite liegt in beiden Fällen bei ungefähr 33 mV bzw. 53 μ eV. Wie in Ab-

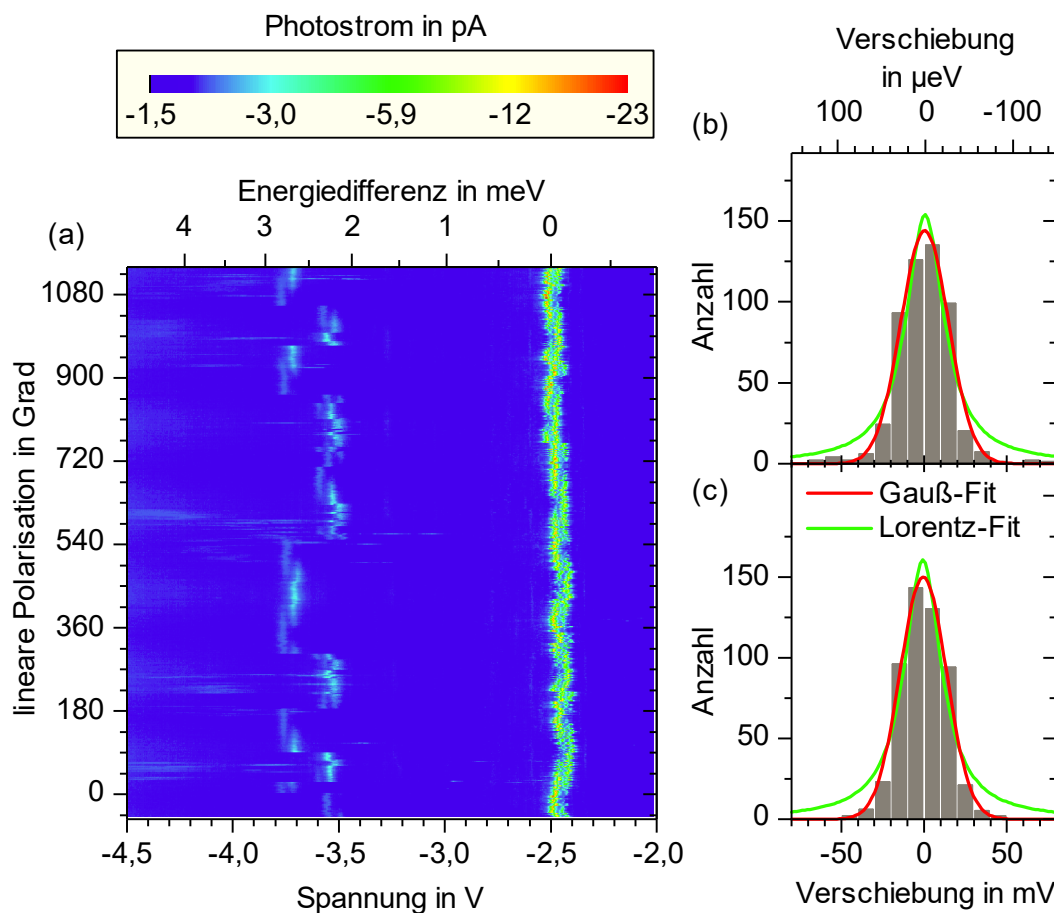


Abbildung 5.17: a) Polarisationsabhängige Photostromspektren von zwei Quantenpunkten unter der Apertur I_d bei einer Laserwellenlänge von 1595 nm; Übergangsenergie des Quantenpunktes bei $-2,5$ V: 780 meV; logarithmisch skalierte falschfarbene Skala. b) Änderung der Linienpositionen aufeinander folgender Spektren für den horizontal polarisierten Übergang bei $\approx -2,459$ V: Halbwertsbreite des Gauß-Fits 34 mV, Halbwertsbreite des Lorentz-Fits 28 mV c) Änderung der Linienpositionen aufeinander folgender Spektren für den vertikal polarisierten Übergang bei $\approx -2,451$ V: Halbwertsbreite des Gauß-Fits 33 mV, Halbwertsbreite des Lorentz-Fits 24 mV.

schnitt 2.2 dargestellt, ist eine Statistik, die mit einer Gauß-Verteilung beschrieben werden kann, ein Hinweis auf eine kontinuierliche Ladungsverschiebung. Diese könnte vielleicht am Übergang zwischen InAlGaAs und p-InP stattfinden.

5.5 Zusammenfassung der cw-Messungen

Die Ergebnisse der Abschnitt 5.2, 5.3 und 5.4 sind in Abbildung 5.18 zusammengefasst dargestellt. Das Photostromsignal und das Photolumineszenzsignal sind im Bereich von $-4,5\text{ V}$ bis $1,0\text{ V}$ gegen die Spannung aufgetragen. Das beobachtete Verhalten des Quantenpunktes lässt sich mit den in den Grundlagen beschriebenen Eigenschaften erklären. Drei Regime können eindeutig zugeordnet werden: Ist die Spannung kleiner als $-1,9\text{ V}$, so kann der Übergang des neutralen Exzitons im Photostrom gemessen werden. Im Spannungsbereich von $-1,9\text{ V}$ bis $0,6\text{ V}$ können die neutralen und geladenen Mehrteilchenzustände im Photolumineszenzsignal beobachtet werden; die Zuordnung der Linien ist im Abschnitt 5.2 beschrieben. Im Spannungsbereich über $0,6\text{ V}$ nimmt das Photolumineszenzsignal wegen der zusätzlichen Ladungsträger stark zu, das Photolumineszenzsignal wird durch die gewählte Skalierung begrenzt.

Die spektrale Diffusion wird in den Teilen a) und b) der Abbildung anhand von Ausschnitten der Photostromspektren gezeigt. Im Teil a) springt die Peakposition im Photostrom um mehr als $0,4\text{ V}$, obwohl sich die Peakposition nur um $0,03\text{ V}$ verändern sollte, wenn die Spannungsverschiebung über den Quanten-Confined-Stark-Effekt bei einer Änderung der Laserwellenlänge um $-0,15\text{ nm}$ berechnet wird. In Teil b) zeigt das orange Photostromspektrum die Feinstrukturaufspaltung des neutralen Exzitons. Im grünen Photostromspektrum wird durch die spektrale Diffusion neben den beiden Übergängen des Exzitons eine weitere Linie gemessen.

Mit Hilfe der spektralen Diffusion kann relativ einfach bestimmt werden, welche Linien zu dem gleichen Quantenpunkt gehören. Wenn die spektralen Sprünge zweier Linien nicht korrelieren, so gehören die Linien zu unterschiedlichen Quantenpunkten. In Teil d) gehört die schwächere Linie bei größeren Wellenlängen daher zu einem andern Quantenpunkt.

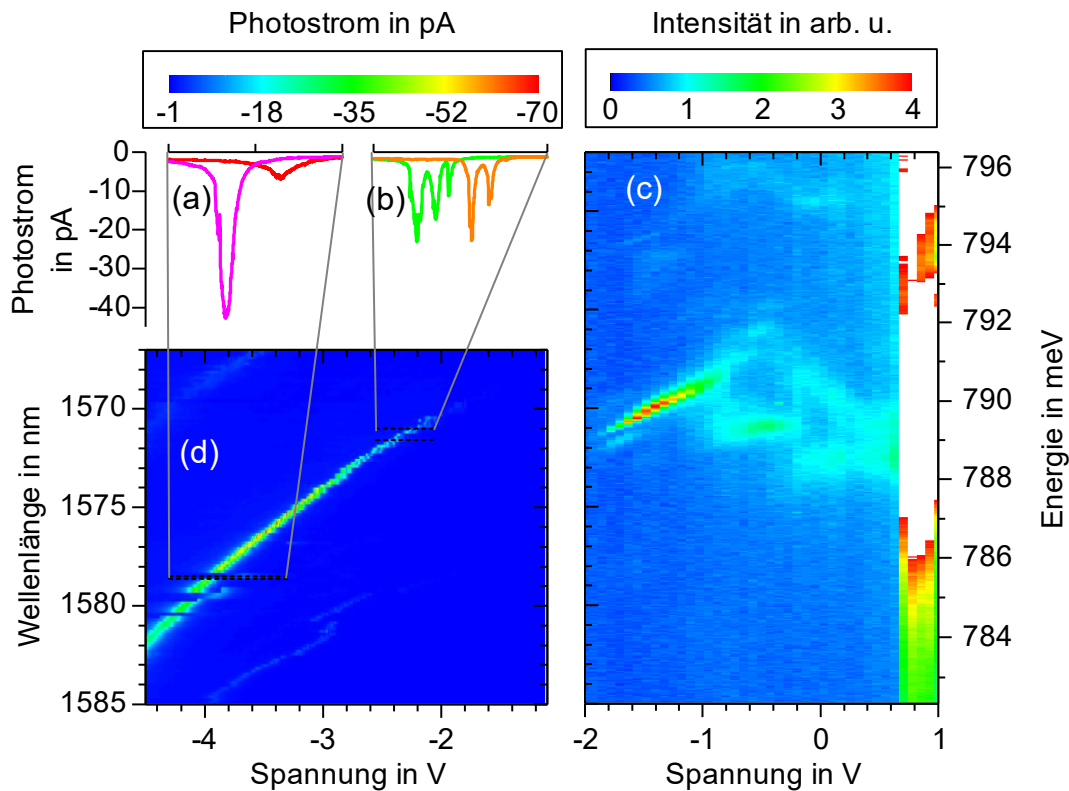


Abbildung 5.18: Zusammenfassung der Photostrom- und Photolumineszenzmessung an der Apertur 4b. a) Änderung der Linienposition im Photostrom um mehr als 0,4 V auf Grund der spektralen Diffusion. b) Durch die spektrale Diffusion wird neben den beiden Übergängen des Exzitons eine weitere Linie gemessen. c) Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung; ab 0,6 V Erhöhung des Photolumineszenzsignals durch elektrisch generierte Ladungsträger; Begrenzung der Intensität durch die gewählte Skalierung; die Zuordnung der stärksten Linie zum neutralen Exziton X_0 wird durch die Photostrommessung bestätigt. d) Photostromspektrum des neutralen Exzitons; die Linie bei größeren Wellenlängen gehört zu einem anderen Quantenpunkt, da die spektralen Sprünge nicht korrelieren.

Durch den Vergleich der Photolumineszenzmessung in Teil c) mit der Photostrommessung in Teil d) kann die Zuordnung des neutralen Exzitons überprüft werden. Die Linie im Photostrom kann aufgrund der Feinstrukturaufspaltung eindeutig dem neutralen Exziton zugeordnet werden. Diese Linie geht in die stärkste Linie des spannungsabhängigen Photolumineszenzspektrums über, welche somit auch eindeutig dem neutralen Exziton zugeordnet werden kann.

In der Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen zusammengefasst. Die Zuordnung der Linien ist nicht immer eindeutig. Aufgrund der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessung ist die Zuordnung des neutralen Exzitons im Fall der Apertur 4b unstrittig und die Zuordnung des einfach positiv geladenen Exzitons sehr wahrscheinlich. Für alle Aperturen gilt: Die Linien des neutralen Exzitons und des einfach positiv geladenen Exzitons sind nicht weiter als 0,6 meV voneinander entfernt und die Bindungsenergie des Biexzitons beträgt ungefähr 2 meV.

Tabelle 5.1: Übersicht über die in den leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen zugeordneten Quantenpunktzustände, mit E_x der Energie des neutralen Exzitons in meV und ΔE der Energiedifferenz zum neutralen Exziton in meV; n ist der verwendete Ordnungsparameter der Poisson-Funktion oder der ermittelte Exponent; zu der Apertur 1d liegen keine Daten vor.

Apertur	Abbildung	X_0		X^+		X^-		$2X_0$		$2X^+$		X^{2+}	
		E_x	n	ΔE	n	ΔE	n	ΔE	n	ΔE	n	ΔE	n
1d													
1e	Abbildung A.1 Abbildung A.2	779,8	1	0,2	1	-0,8	1	-2,0	2				
3d	Abbildung 5.6 Abbildung 5.7	781,3	1	-0,6	1	-0,3	1	-2,0	2	-2,2	2	1,7	1
4b	Abbildung 5.4 Abbildung 5.5	790,9	0,9	-0,3	0,8	-2,8	1,0	-1,9	2,0	-2,1	1,9		

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Photostromspektroskopie zusammengefasst. Über den Quantum-Confined-Stark-Effekt konnten ein Dipolmoment in der Größenordnung von 10^{-29} Cm und eine Polarisierbarkeit von ungefähr $4 \cdot 10^{-36}$ Cm²V⁻¹ bestimmt werden. Für die Position des Ladungsschwerpunktes von Loch und Elektron ergibt sich kein eindeutiger Wert. Sie liegen nicht weiter als 0,25 nm voneinander entfernt. Die Richtung des statischen Dipolmoments variiert aber zwischen den Quantenpunkten. Die Feinstrukturaufspaltung ist zwischen 85 μ eV und 150 μ eV groß. Als minimale Linienbreite konnten Werte zwischen 8 μ eV und 25 μ eV bestimmt werden. Es können noch schmalere Linienbreiten gemessen werden, wenn die Anregungsleistung weiter verringert wird. Den gemessenen Linienbreiten entsprechen Dephasierungszeiten zwischen 53 ps und 146 ps, die eine kohärente Kontrolle des Exzitons erlauben sollten.

Tabelle 5.2: Übersicht über die in den Photostrommessungen ermittelten Eigenschaften der Exzitonen, mit $E_x(0)$ der Energie des neutralen Exzitons ohne elektrischem Feld, p_x dem statischen Dipolmoment, α_x der Polarisierbarkeit, r_x dem Abstand zwischen dem Ladungsschwerpunkt des Elektrons und des Lochs (bei positivem Abstand befindet sich das Loch näher an der Spitze des Quantenpunktes), E_{FFS} der Feinstrukturaufspaltung, γ_{hom} der homogenen Linienbreite und T_2 der Dephasierungszeit, die der homogenen Linienbreite entspricht.

Apertur	Abbildung	$E_x(0)$	p_x	α_x	r_x	E_{FFS}	γ_{hom}	T_2
		in meV	in 10^{-29} Cm	in 10^{-36} Cm ² V ⁻¹	in nm	in μ eV	in μ eV	in ps
1d	Abbildung 5.12 Abbildung 5.14	781,3	0,9	3,3	0,06	85	8	146
1e	Abbildung A.3 Abbildung A.4	780,4	-1,4	3,7	-0,09	130	25	53
3d	Abbildung A.5	782,7	-4,0	4,5	-0,25	150	20	66
4b	Abbildung A.6 Abbildung A.7	791,6	-1,9	4,4	-0,12	100	25	53

5.6 Kohärente Messungen

Bis hierhin wurden die resonanten Eigenschaften der Quantenpunkte untersucht, in diesem Kapitel werden nun die kohärenten Messungen vorgestellt. Dazu werden die Quantenpunkte mit Laserpulsen angeregt, die kürzer als die Dephasierungszeit der Zustände sind, und das Photostromsignal wird detektiert. Die Laserpulse werden wie im Versuchsaufbau genauer beschrieben mit einem OPO erzeugt.

Die Laserpulse sind kürzer als 2 ps. Somit ist die spektrale Breite der Laserpulse mit 2,5 nm deutlich größer als die spektrale Breite der Quantenpunktzustände. In Abbildung 5.19 wird das Photostromspektrum zwischen der Anregung mit einem Dauerstrichlaser und gepulster Anregung verglichen. Im Photostromspektrum des Dauerstrichlasers ist die Feinstrukturaufspaltung deutlich zu erkennen. Das Photostromspektrum der gepulsten Anregung wird dagegen von der Form der Laserpulse dominiert. Auf Grund des höheren elektrischen Feldes der Laserpulse ergibt sich ein größeres Rauschen und ein höherer Untergrundstrom. Einige Einbrüche im Photostromsignal werden vermutlich durch die spektrale Diffusion verursacht.

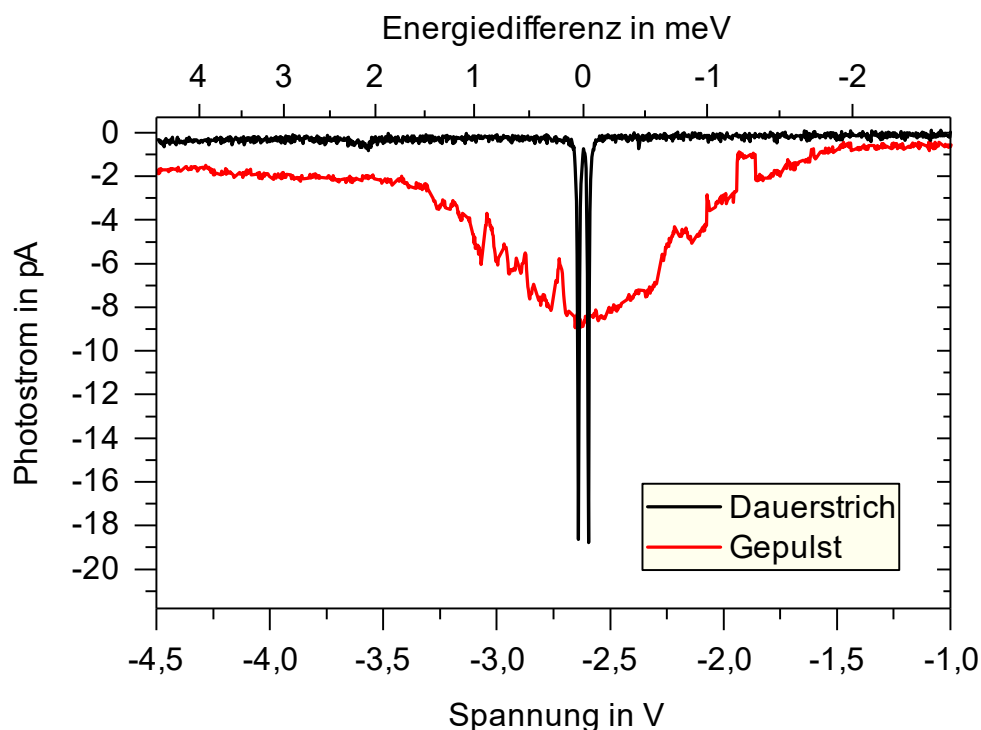


Abbildung 5.19: Vergleich zwischen dem Photostromspektrum bei der Anregung mit einem Dauerstrichlaser und mit einem gepulsten Laser des Quantenpunktes unter der Apertur $1d$ bei $781,3 \text{ meV}$.

Ein Merkmal der kohärenten Wechselwirkung zwischen dem Quantenpunktzustand und dem Lichtfeld ist das Auftreten von Rabi-Oszillationen. Um sie zu messen, muss die Besetzungsdichte in Abhängigkeit der Pulsfläche aufgenommen werden. Eine

direkte zeitliche Messung der Veränderung der Besetzungsdichte während der 2 ps langen Laserpulse ist aus experimentellen Gründen nicht möglich. In dieser Arbeit wird daher die Besetzungsdichte nach dem Laserpuls in Abhängigkeit der Pulsfläche aufgenommen. Die Messung wird vorzugsweise bei der Resonanzspannung durchgeführt, die durch eine Photosromspektroskopiemessung, vergleichbar mit der in Abbildung 5.19, bestimmt wird. Die Zentralwellenlänge der Laserpulse sollte so gewählt werden, dass die Resonanzspannung zwischen $-2,0$ V und $-3,0$ V liegt, damit die Dephasierungszeit nicht zu kurz ist, aber dennoch die meisten Ladungsträger zum Photostrom beitragen. Die Messung in Abbildung 5.20 a) erfolgte bei einer Zentralwellenlänge von 1594 nm und einer Resonanzspannung von $-3,0$ V. Bei dieser Spannung wird der Photostrom gegen die Leistung des OPOs aufgenommen. Das Photostromminimum von -13 pA bei $2,5$ μ W Leistung und das Photostrommaximum von -10 pA bei 7 μ W Leistung weisen deutlich auf Rabi-Oszillationen hin. Darüber hinaus ist ein zunehmendes Untergrundsignal zu beobachten. Zur Beschreibung der leistungsabhängigen Rabi-Oszillationen wird in den Grundlagen Gleichung (2.27) angegeben. Um mit dieser Gleichung die Messwerte zu beschreiben, muss berücksichtigt werden, dass der Zusammenhang zwischen der Pulsfläche θ und der optischer Leistung P durch

$$\theta = \Lambda\sqrt{P} \quad (5.10)$$

Gegeben ist, mit der Kreisfrequenz Λ als Proportionalitätsfaktor. Die Amplitude des kohärenten Photostromsignals I_a hat bei einer Laserwiederholfrequenz von $f = 80$ MHz einen minimalen Wert von

$$I_a = -fe = -12,82\text{pA} \quad (5.11)$$

und das Photostromsignal, das aus dem inkohärenten Untergrund resultiert, ist proportional zur Laserleistung, wie es bei einer Photodiode zu erwarten ist.

Für die Fitfunktion folgt somit

$$I(P) = \frac{I_a}{2} + \frac{I_a}{2} \sin\left(\Lambda\sqrt{P} + \frac{3}{2}\pi\right) e^{-\kappa\sqrt{P}} + \beta P. \quad (5.12)$$

In Abbildung 2.18 b) sind die gemessenen Photostromwerte mit Hilfe des Fits ohne den Untergrund gegen die Pulsfläche aufgetragen. Die Rabi-Oszillationen wurden bis zu einer Pulsfläche von 3π gemessen. Als Amplitude der Photostrommessung ergibt sich ein Wert von $I_a = -11,6$ pA. Der Abklingkoeffizient hat pro Pulsfläche einen Wert von $\kappa = 0,17 \frac{1}{\pi}$. Grün ist eine ungedämpfte Rabi-Oszillation mit der vollen

Amplitude eingezeichnet, in Blau ist der Untergrund eingezeichnet, der eine quadratische Funktion ist, wenn er gegen die Pulsfläche aufgetragen wird.

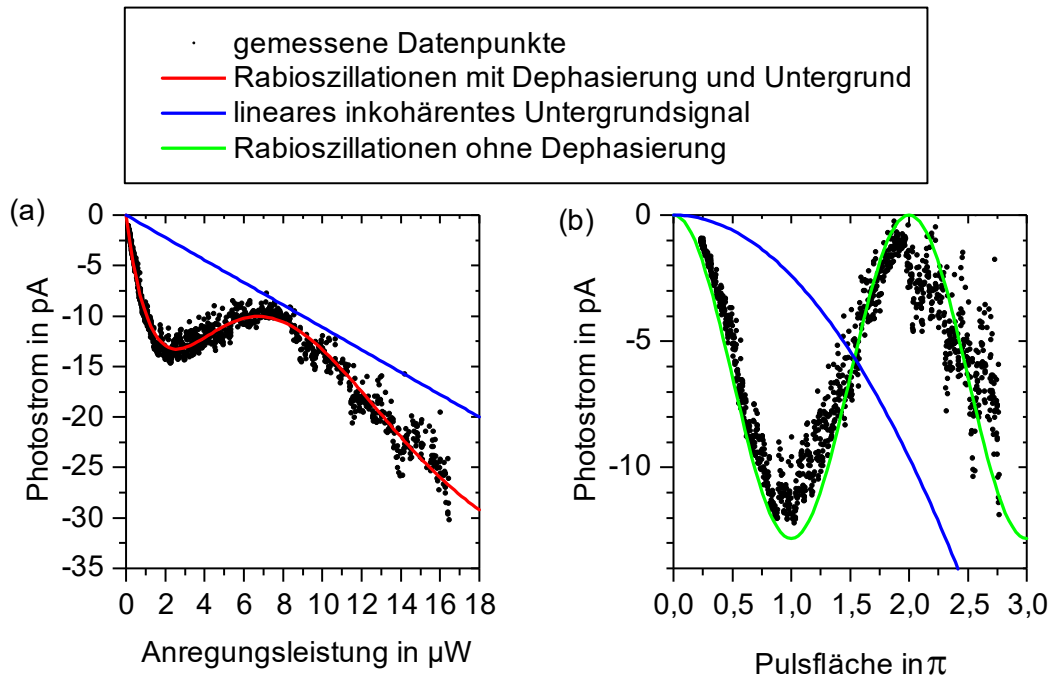


Abbildung 5.20: Rabi-Oszillationen bei einer Spannung von $-3,0\text{ V}$ und einer OPO-Wellenlänge von 1594 nm an der Apertur $1e$. a) Im Photostrom gemessene Rabi-Oszillationen als Funktion der Anregungsleistung mit linearem inkohärentem Untergrund. b) Selbe Rabi-Oszillationen gegen die Pulsfläche aufgetragen, der lineare Untergrund (blaue Linie) wurde subtrahiert.

Für die Kreisfrequenz Λ wurde der Wert $2140\text{ W}^{-\frac{1}{2}}$ ermittelt. Dieser ist proportional zum Dipolmatrixelement μ_{0X} . Wird in die Definition der Pulsfläche θ (2.16) die Definition der Rabi-Frequenz (2.26) eingesetzt, so ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der Pulsfläche θ und dem Dipolmatrixelement μ_{0X} :

$$\theta = \mu_{0X} \int \frac{F_0(t)}{\hbar} dt. \quad (5.13)$$

Die Pulsform des Anregungslasers wird mit der Einhüllenden des elektrischen Feldes F_0 beschrieben:

$$F_0(t, r) = F_A e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2}. \quad (5.14)$$

Der Wert des Integrals in Gleichung (5.13) am Ort des Quantenpunktes kann dann über die gemessene Leistung P , die gemessene Autokorrelationsbreite τ_{AC} und den Radius w_0 der Strahltaile hinter der Asphäre abgeschätzt werden. Wird eine Pulsfolge

mit der Wiederholfrequenz f angenommen, so gilt für die auf dem Leistungsmessgerät angezeigte Leistung

$$P = f \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} c \varepsilon_0 (F(t, r))^2 d\phi dr dt \quad (5.15)$$

$$= \frac{\sqrt{2}}{8} \pi^{3/2} c \varepsilon_0 f \tau w_0^2 F_A^2.$$

Die Pulsbreite τ ergibt sich aus der gemessenen Autokorrelationsbreite τ_{AC} nach

$$\tau = \frac{\tau_{AC}}{2\sqrt{\ln 2}}. \quad (5.16)$$

Für den Radius der Strahlteile im Fokus der Asphäre gilt

$$w_0 = \frac{2\lambda f_A}{D_A \pi}. \quad (5.17)$$

Mit diesen drei Beziehungen folgt für den Wert des Integrals in Gleichung (5.13) im Zentrum des Strahls mit $r = 0$

$$\theta = \mu_{0X} \frac{\pi^{3/4} \sqrt{\tau_{AC} D_A}}{(2 \ln 2)^{1/4} \hbar \sqrt{c \varepsilon_0} f \lambda f_A} \sqrt{P} \quad (5.18)$$

Durch Vergleich mit Gleichung (5.10) ergibt sich der Zusammenhang zwischen der ermittelten Kreisfrequenz Λ und dem Dipolmatrixelement μ_{0X} zu

$$\mu_{0X} = \frac{(2 \ln 2)^{1/4} \hbar \sqrt{c \varepsilon_0} f \lambda f_A}{\pi^{3/4} \sqrt{\tau_{AC} D_A}} \Lambda. \quad (5.19)$$

Für die in Abbildung 5.20 gezeigte Messung ergibt sich ein Dipolmatrixelement von $\mu_{0X} = 5 \cdot 10^{-29} \text{Cm}$ bei einer Autokorrelationsbreite von $\tau_{AC} = 1,73 \text{ps}$. Nach den Gleichungen (2.20) und (2.22) folgt hieraus eine Lebensdauer T_1 von 1,5 ns. Der Wert des Dipolmatrixelements wurde so wahrscheinlich leicht unterschätzt, da das elektrische Feld am Ort des Quantenpunktes vermutlich geringer ist als angenommen. Zum Beispiel wurden die Reflexionen an den optischen Oberflächen und das nicht komplette Ausfüllen oder Überfüllen der Apertur der Asphäre nicht berücksichtigt.

In Abbildung 5.21 wurden Rabi-Oszillationen an dem Quantenpunkt unter der Apertur 4b bis zu einer höheren Pulsfläche gemessen. Die Wellenlänge des OPO betrug

1570 nm, an der Diode war eine Spannung von $-2,4$ V angelegt. In Teil a) der Abbildung wird deutlich, dass mit zunehmender Anregungsleistung der Photostromuntergrund nicht nur linear ansteigt, sondern dass er mit der Leistung überproportional zunimmt. Die nicht linearen Effekte könnten zum Beispiel auf Zwei-Photonen-Absorption zurückzuführen sein, oder das Biexziton wird mit angeregt. Um diesen Effekt bei der Auswertung zu berücksichtigen, wird Gleichung (5.12) um einen quadratischen Term erweitert:

$$I(P) = \frac{I_a}{2} + \frac{I_a}{2} \sin\left(\Lambda\sqrt{P} + \frac{3}{2}\pi\right) e^{-\kappa\sqrt{P}} + \beta_1 P + \beta_2 P^2. \quad (5.20)$$

In Teil b) der Abbildung 5.21 sind in blau die gemessenen Werte und die angefitete Funktion ohne Untergrund zu den Messwerten des Teils a) dargestellt. Die Rabi-Oszillationen konnten bei der Anregung mit einem vertikal polarisierten Laser bis zu einer Pulsfläche von $3,5\pi$ gemessen werden. Als kohärente Photostromamplitude ergibt sich ein Wert von $I_a = -11,8$ pA. Der Abklingkoeffizient hat pro Pulsfläche einen Wert von $\kappa = 0,43 \frac{1}{\pi}$. Für das Dipolmatrixelement wurden $2,5 \cdot 10^{-29}$ Cm ermittelt. Dies entspricht einer Lebensdauer T_1 von 5,6 ns. Neben den physikalischen Gründen könnte eine schlechte Positionierung des Lasers eine Ursache für das im Ver-

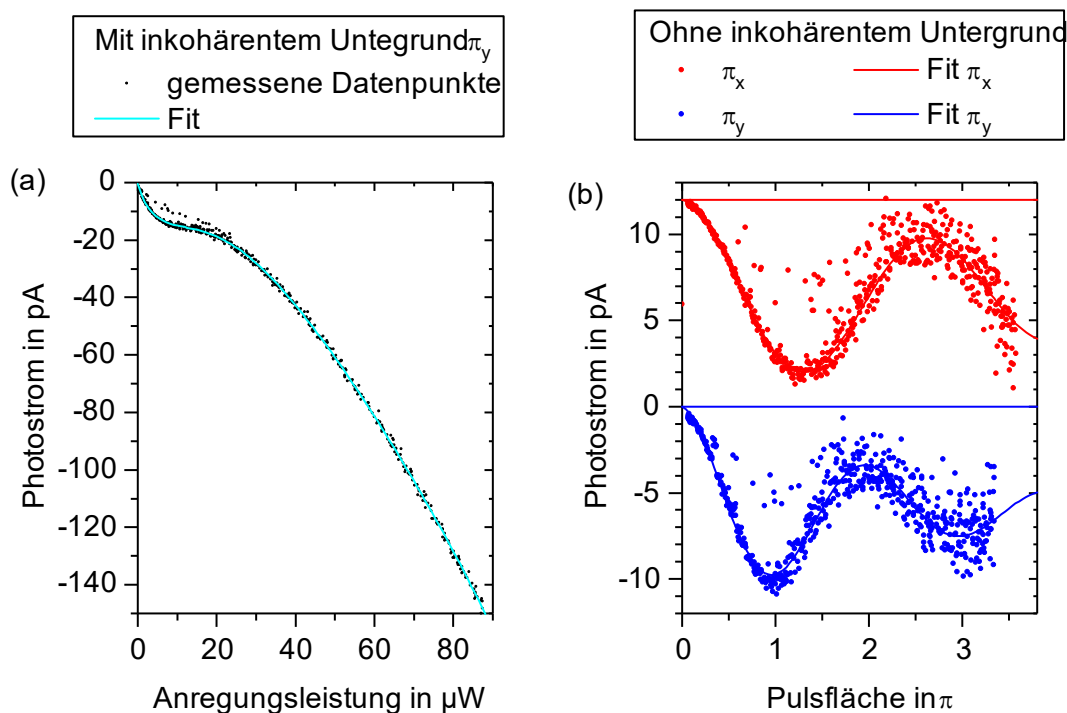


Abbildung 5.21: Rabi-Oszillationen bei einer Spannung von $-2,4$ V und einer OPO-Wellenlänge von 1570 nm an der Apertur 4b. a) Im Photostrom gemessene Rabi-Oszillationen als Funktion der Anregungsleistung mit linearem und quadratischem inkohärentem Untergrund. b) Polarisationsabhängige Rabi-Oszillationen gegen die Pulsfläche aufgetragen; die Pulsfläche der vertikal polarisierten Anregung dient als Referenz; der Untergrund wurde subtrahiert.

gleich zur vorherigen Messung kleinere Dipolmatrixelement sein oder der Quantenpunkt liegt nicht so zentral unter der Apertur. Die Rabi-Oszillationen des horizontal polarisierten Exzitiongrundzustandes sind in Rot in Teil b) der Abbildung dargestellt. Zur besseren Unterscheidung wurden die Werte um 12 pA verschoben. Das Dipolmatrixelement unterscheidet sich mit $1,9 \cdot 10^{-29} \text{Cm}$ auffällig vom Wert des vertikal polarisierten Exzitiongrundzustandes. Bei der gleichen Anregungsleistung wurde daher nur bis zu einer Pulsfläche von weniger als 3π gemessen. Die Abszisse des Diagrammes ist für die vertikale Polarisation skaliert. Es wurde eine Photostromamplitude von $-11,2 \text{ pA}$ ermittelt. Der Abklingkoeffizient pro Pulsfläche ist im Vergleich zur vertikalen Polarisation mit $0,26 \frac{1}{\pi}$ geringer.

In Abbildung 5.22 sind Rabi-Oszillationen für unterschiedliche Verstimmungen zwischen dem Zweiniveausystem und dem OPO dargestellt. Die Zentralwellenlänge der OPO-Pulse betrug für die Messserie 1570 nm. Die an die Diode angelegte Spannung wurde zwischen $-1,6 \text{ V}$ und $-3,4 \text{ V}$ variiert. Der Quantenpunktzustand war bei der Spannung von $-2,4 \text{ V}$ resonant zum OPO. Diese Messung wurde bereits in Abbildung 5.21 dargestellt. Die Variation der Spannung hat eine Verstimmung zwischen OPO und Quantenpunktzustand von $1,3 \text{ meV}$ bis $-2,1 \text{ meV}$ zur Folge. Die aufgenommenen Messreihen sind jeweils um 12 pA versetzt dargestellt. Die Periode der Rabi-Oszillationen variiert mit der Verstimmung. Auf der Abszisse ist die Pulsfläche bei resonanter Anregung aufgetragen. In diesem Fall konnten die Rabi-Oszillationen bis zu einer Pulsfläche von $3,5\pi$ gemessen werden. Wie zu erwarten, nimmt die Photostromamplitude zu einer größeren Verstimmung hin ab. Die Messwerte wurden wieder mit der Gleichung (5.20) angefitet. Besonders bei großer Verstimmung wird deutlich, dass der Fitprozess instabil wird. Dies zeigt sich zum Beispiel in den positiven Photostromwerten. Damit die Ausreißer den Fit nicht zu sehr beeinflussen, wurde ein robuster Algorithmus eingesetzt. In diesem werden die Messpunkte unterschiedlich stark gewichtet. Die Gewichtung ist quadratisch abhängig vom standardisierten Residual der einzelnen Messpunkte.

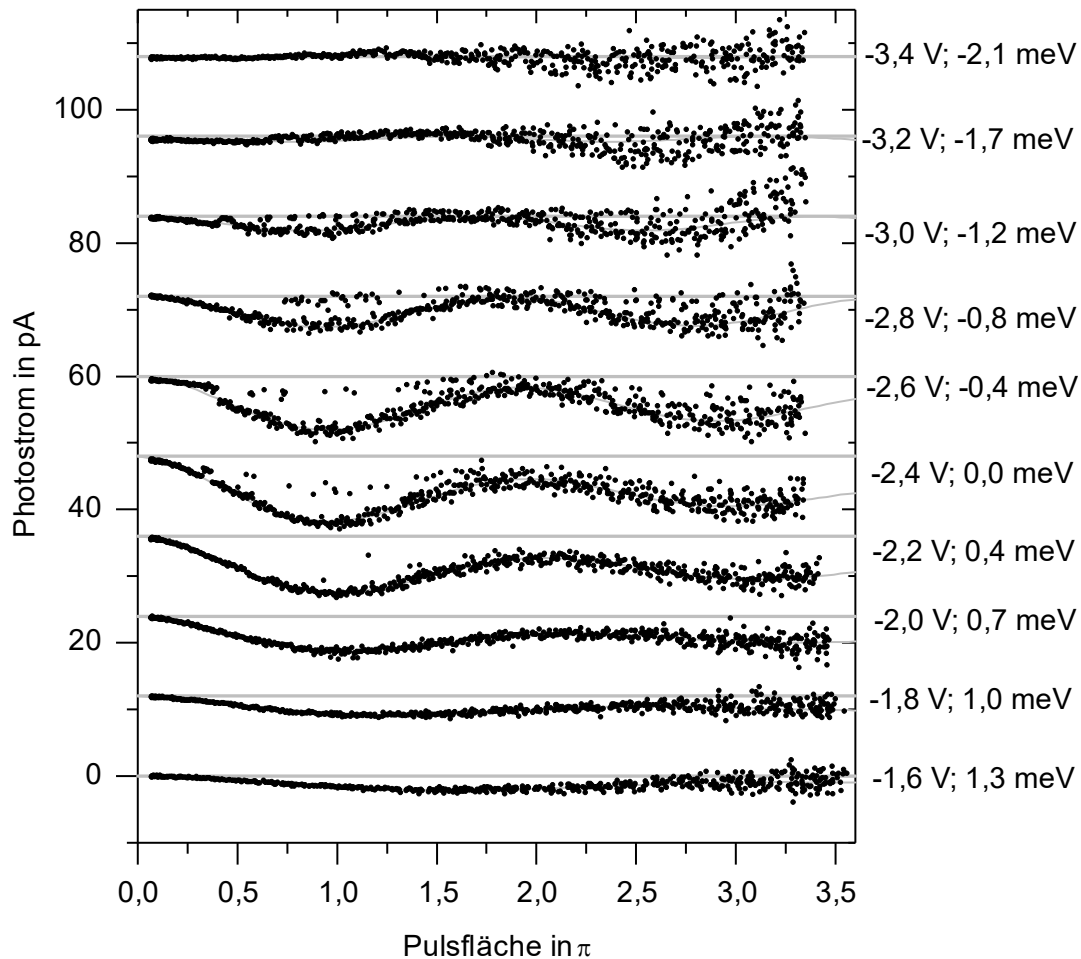


Abbildung 5.22: Rabi-Oszillationen bei verschiedenen Spannungen und einer OPO-Wellenlänge von 1570 nm an der Apertur 4b; Verstimmung der Übergangsenergie des Zweiniveausystems gegenüber der zentralen Wellenlänge des OPOs durch die Spannung; Darstellung mit 12 pA Versatz; angefittete Funktionen in grau.

In Abbildung 5.23 sind die Parameter, kohärente Photostromamplitude, Übergangsmatrixelement und Abklingkoeffizient der Fits aus Abbildung 5.22, gegen die Spannung aufgetragen. Die Photostromamplitude im oberen Drittel der Abbildung gibt die spektrale Form der Laserpulse des OPOs wieder. Die spektrale Breite der Pulse wurde durch einen Fit mit einer Gauß-Verteilung zu einer Autokorrelationsbreite von $\tau_{AC} = 1,73\text{ps}$ ermittelt. Im mittleren Teil der Abbildung sind die aus den Messdaten über den Fit der Rabi-Oszillationen ermittelten Übergangsmatrixelemente abgebildet. Um die Übergangsmatrixelemente vergleichen zu können, ist zu berücksichtigen, dass sich die Periode der Rabi-Oszillationen in Abhängigkeit der Verstimmung zwischen Zweiniveausystem und Laser bei Gauß-Pulsen, wie es in der Abbildung 2.15 in den Grundlagen dargestellt ist, verändert. Um diesen Effekt herauszurechnen, wurde die Wechselwirkung des Zweiniveausystems mit einem Gauß-Puls der ermittelten Breite simuliert. Die gewonnenen Daten wurden nach einem ähnlichen Vorgehen ermittelt,

nach dem auch die Parameter aus den Messdaten gewonnen wurden. In der Abbildung 5.23 sind die durch die Simulation gewonnenen Daten blau eingezeichnet. Die Photostromamplitude der Simulation entspricht der gemessenen Photostromamplitude. Das Übergangsmatrixelement scheint, wie erwartet, auf Grund der Pulsform größer zu werden. Als offene Kreise sind die mit der Simulation korrigierten Werte für das Übergangsmatrixelement eingezeichnet. Wider Erwarten wird das Übergangsmatrixelement zu negativeren Spannungen größer. Bei der Interpretation der Daten ist jedoch darauf zu achten, dass der Fitalgorithmus mit zunehmender Verstimmung instabiler wird. Dies ist auch im unteren Teil der Abbildung 5.23 zu erkennen. Hier sind die aus dem Fit ermittelten Abklingkoeffizienten dargestellt. Die Rabi-Oszillationen werden zu positiveren Span-

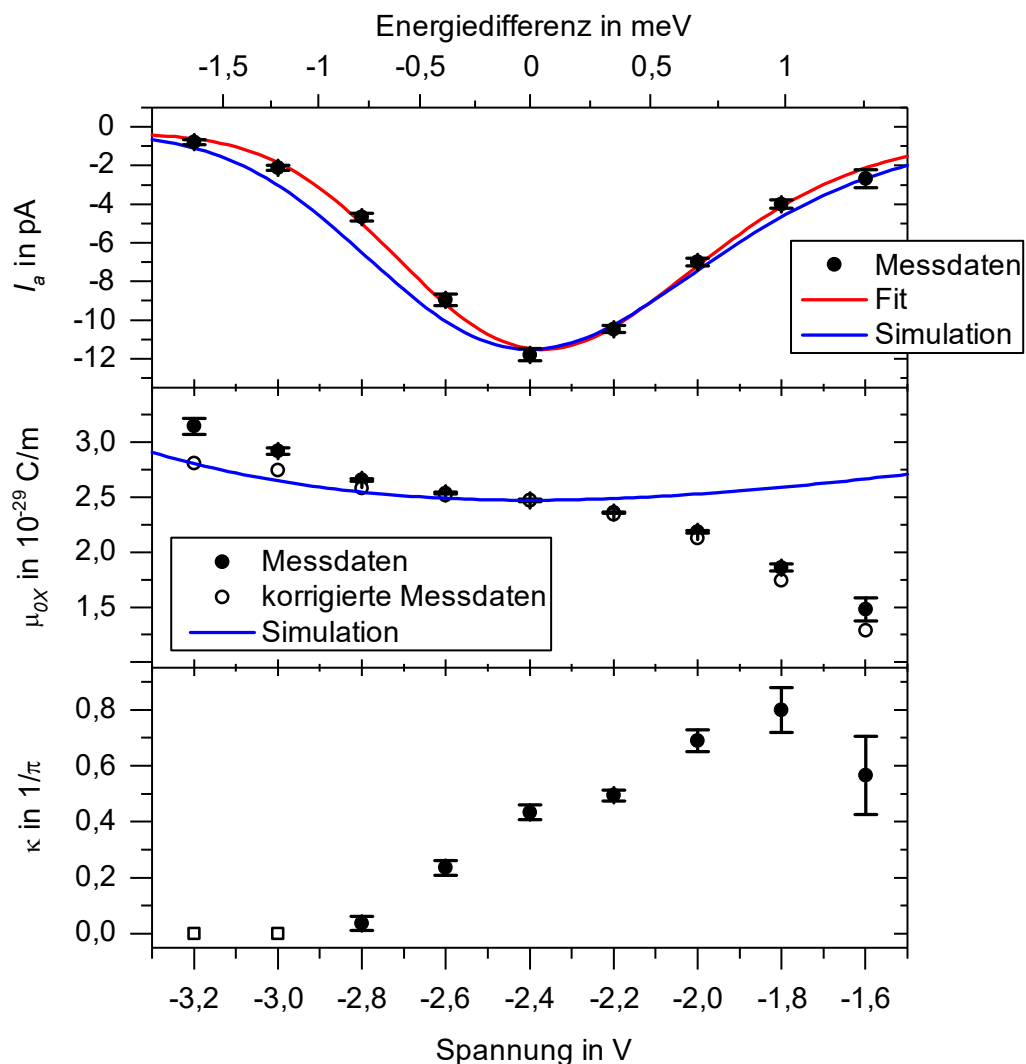


Abbildung 5.23: Kohärente Photostromamplitude I_a , Dipolmatrixelement μ_{0X} und Abklingkoeffizient κ gegen die Verstimmung zwischen Übergangsenergie des Zweiniveausystems und der zentralen Wellenlänge des OPOs aufgetragen; Bestimmung der Parameter über die Fits in Abbildung 5.22; durch die Simulation wird der scheinbare Einfluss der Pulsform auf das Dipolmatrixelement berücksichtigt; offene Quadrate weisen auf eine Beschränkung des Parameters durch eine vorgegebene Schranke hin.

nungen stärker gedämpft. Offene Quadrate zeigen an, dass der Fitparameter durch eine vorgegebene Schranke begrenzt wird. Bei den Spannungswerten $-3,2$ V und $-3,0$ V hat die Fitfunktion (5.20) auf Grund der geringen Photostromamplitude zu viele freie Parameter.

In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse der kohärenten Messungen zusammengefasst. Die kohärente Photostromamplitude I_a von durchschnittlich $-11,5$ pA zeigt, dass das Exziton mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % invertiert werden kann. Bei dieser Berechnung wurde der Wert von $-13,4$ pA nicht berücksichtigt, da er kleiner als die minimale Photostromamplitude von $-12,8$ pA ist. Bei der Bestimmung des Wertes wurde der Fitalgorithmus wahrscheinlich durch ein hohes Untergrundsignal beeinflusst. Für das Dipolmatrixelement μ_{0X} wurden Werte in der Größenordnung von 10^{-29} Cm bestimmt. Die ermittelten Werte für das Dipolmatrixelement sollten als untere Schranke angesehen werden, da die nicht berücksichtigten Effekte, wie eine nicht optimale Justage oder Reflexionen an Oberflächen zu einer Erhöhung führen. Das Dipolmatrixelement wurde über den Einstein-Koeffizient der spontanen Emission in die entsprechende natürliche Lebensdauer T_1 umgerechnet. Wenn keine reinen Dephasierungsprozesse auftreten, dann sollte nach Gleichung (2.18) gelten, dass die natürliche Lebensdauer T_1 der halben Dephasierungszeit T_2 entspricht. Die gemessenen Werte, vergleiche Tabelle 5.2, weichen um mehr als eine Größenordnung von dieser Beziehung ab. Mögliche Ursachen für diese Abweichung könnten eine Verbreiterung der Linien durch reine Dephasierungsprozesse oder eine Sättigungsverbreiterung sein. Sicherlich wurden die Werte für die natürliche Lebensdauer T_1 überschätzt, da sie sich invers zum Quadrat des Dipolmatrixelements verhält.

Tabelle 5.3: Übersicht über die kohärenten Messungen an den verschiedenen Aperturen bei den Spannungen U und den angegebenen Polarisationen; tabelliert sind die durch die Rabi-Oszillationen ermittelten Parameter: die Amplitude des kohärenten Photostroms I_a , das Dipolmatrixelement μ_{0X} , der Abklingkoeffizient κ und die aus dem Dipolmatrixelement berechnete natürliche Lebensdauer T_1 ; zu der Apertur 1d liegen keine Daten vor.

Apertur	Abbildung	U in V	Polarisation	I_a in pA	μ_{0X} in 10^{-29} Cm	κ in π	T_1 in ns
1d							
1e	Abbildung 5.20	$-3,0$		$-11,6$	$5,0$	$0,17$	$1,5$
3d	Abbildung A.8	$-2,7$		$-13,4$	$2,6$	$0,39$	$5,3$
4b	Abbildung 5.21	$-2,4$	π_x	$-11,2$	$1,9$	$0,26$	$9,7$
			π_y	$-11,8$	$2,5$	$0,43$	$5,6$

6 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten auf InP als mögliche Einzelphotonenquellen im Telekommunikationsband untersucht. Das neutrale Exziton konnte in Photostrom- und Photolumineszenzmessungen zugeordnet werden und seine Eigenschaften wie die Feinstrukturaufspaltung und die Linienbreite wurden vermessen. Bei kohärenter Anregung wurden Rabi-Oszillationen bis zu einer Pulsfläche von $3,5 \pi$ nachgewiesen. Die gelungene kohärente Präparation des Exzitons ist ein Schritt Richtung verbesserter Einzelphotonenquellen bei $1,5 \mu\text{m}$. In Zukunft sollte es möglich sein, Einzelphotonenquellen mit einer deterministischen Anregung durch π -Pulse auf der Basis von InAs/InP-Quantenpunkten umzusetzen.

Neutrale und geladene Mehrteilchenzustände wurden sowohl in InAs/GaAs-Quantenpunkten als auch in InAs/InP-Quantenpunkten gezielt hergestellt. Durch den Vergleich der Ergebnisse an den etablierten InAs/GaAs-Quantenpunkten mit den Ergebnissen an den InAs/InP-Quantenpunkten wurde die Interpretation der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessungen erleichtert.

Problematisch ist das Auftreten der spektralen Diffusion, da diese ein deterministisches Vorgehen erheblich erschwert. Ein Ziel zukünftiger Studien sollte daher sein, Proben herzustellen, die keine spektrale Diffusion zeigen. Hierzu müsste es durch weitere Messungen gelingen, die Ursachen der spektralen Diffusion zu klären und anschließend gezielt abzuschalten. Als alternative Vorgehensweise kann eine größere Anzahl Proben hergestellt werden, die sich zum Beispiel in der Bandstruktur und/oder der Kontaktierung unterscheiden. Die Hoffnung wäre, unter den Proben mindestens eine zu finden, die keine spektrale Diffusion zeigt.

Des Weiteren ist es vielversprechend, folgende Untersuchungen an den InAs/InP-Quantenpunkten durchzuführen: In phasensensitiven Doppelpulsexperimenten könnte die Dephasierungszeit gemessen werden. Die Diodenfläche sollte verkleinert werden, um den Dunkelstrom zu verringern, so dass Rabi-Oszillationen bei hohen Pulsflächen gemessen werden können. Über Zwei-Photonen-Anregungen des Biexzitons könnten verschränkte Photonen erzeugt werden. Mit polarisationsabhängigen Photolumineszenzmessungen könnten die geladenen und ungeladenen Quantenzustände detaillierter untersucht werden. Diese Messungen würden durch einen empfindlicheren Detektor vereinfacht, der es erlaubt mit kürzeren Integrationszeiten zu arbeiten, wodurch eine bessere Justage des Aufbaus möglich wird. Soll die Photonstatistik zur Bestimmung von Korrelationen gemessen werden,

so wären Einzelphotonendetektoren für den Wellenlängenbereich um $1,5 \mu\text{m}$ notwendig.

Eine Einzelphotonenquelle mit einer hohen Photonenrate ist für den effizienten Quantenschlüsselaustausch wichtig. Bei der Umsetzung über lange Strecken, muss hierzu ein Quantenrepeater eingesetzt werden, dessen Konzept die Speicherung der Quantenzustände vorsieht. Für beide Probleme gibt es noch keine optimale Lösung. Es kann noch nicht beantwortet werden, mit welcher Technologie und welchen Systemen eine alltagstaugliche Lösung realisiert werden wird.

Für die InAs/InP-Quantenpunkte erscheint es sinnvoll, zunächst die bereits erfolgreich mit InAs/GaAs-Quantenpunkten umgesetzten Verfahren zu etablieren. Hier konnte die Photonenrate erhöht werden, indem die Quantenpunkte an einen Resonator gekoppelt wurden. Zur Speicherung der Quantenzustände wurden die Eigenschaften von Lichtpulsen auf den Spin eines Lochs oder eines Elektrons übertragen, wodurch eine Speicherung der Quantenzustände über längere Zeiten möglich ist.

Literaturangaben

- [1] Bennett, C. H. u. Brassard, G.: Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. Proceedings of IEEE international conference on computers, systems, and signal processing. New York: IEEE 1984, S. 175–179
- [2] Deutsch, D.: Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 400 (1985) 1818, S. 97–117
- [3] Shor, P. W.: Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science. 1994, S. 124–134
- [4] Grover, L. K.: A fast quantum mechanical algorithm for database search. the twenty-eighth annual ACM symposium, S. 212–219
- [5] Kamerlingh Onnes, H.: Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures. Proceedings of the section of sciences / Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam 13 (1911) 2, 1274–216
- [6] Superconducting cable systems, Nexans Deutschland GmbH, Hannover 2012
- [7] Essen, L. u. Parry, J. V. L.: An Atomic Standard of Frequency and Time Interval. A Cæsium Resonator. Nature 176 (1955) 4476, S. 280–282
- [8] VDI/VDE Innovation + Technik GmbH: Quanten-Repeater-Plattform mit Methoden der Quantenoptik und auf Basis von Halbleitern (Q.com), 2015. <http://www.vdivde-it.de/KIS/sichere-ikt/quantenkommunikation/quanten-repeater-plattform-mit-methoden-der-quantenoptik-und-auf-basis-von-halbleitern-q-com>, abgerufen am: 06.12.2015
- [9] VDI/VDE Innovation + Technik GmbH: Projektarchiv, 2015. <http://www.vdivde-it.de/KIS/service-und-termine/projektarchiv>, abgerufen am: 06.12.2015
- [10] US1310719
- [11] Huttner, B., Imoto, N., Gisin, N. u. Mor, T.: Quantum cryptography with coherent states. Physical Review A 51 (1995) 3, S. 1863–1869
- [12] Hwang, W.-Y.: Quantum Key Distribution with High Loss. Toward Global Secure Communication. Physical Review Letters 91 (2003) 5
- [13] Lo, H.-K., Curty, M. u. Tamaki, K.: Secure quantum key distribution. Nature Photonics 8 (2014) 8, S. 595–604
- [14] Schmitt-Manderbach, T., Weier, H., Fürst, M., Ursin, R., Tiefenbacher, F., Scheidl, T., Perdigues, J., Sodnik, Z., Kurtsiefer, C., Rarity, J. G., Zeilinger, A. u. Weinfurter, H.: Experimental Demonstration of Free-Space Decoy-State Quantum Key Distribution over 144 km. Physical Review Letters 98 (2007) 1
- [15] Gottesman, D., Lo, H.-K., Lütkenhaus, N. u. Preskill, J.: Security of quantum key distribution with imperfect devices. Quantum Information & Computation 4 (2004) 5, S. 325–360
- [16] Renner, R. u. König, R.: Universally Composable Privacy Amplification Against Quantum Adversaries. In: Hutchison, D., Kanade, T., Kittler, J.,

- Kleinberg, J. M., Mattern, F., Mitchell, J. C., Naor, M., Nierstrasz, O., Pandu Rangan, C., Steffen, B., Sudan, M., Terzopoulos, D., Tygar, D., Vardi, M. Y., Weikum, G. u. Kilian, J. (Hrsg.): *Theory of Cryptography. Lecture Notes in Computer Science*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg 2005, S. 407–425
- [17] Ben-Or, M., Horodecki, M., Leung, D. W., Mayers, D. u. Oppenheim, J.: The Universal Composable Security of Quantum Key Distribution. In: Hutchison, D., Kanade, T., Kittler, J., Kleinberg, J. M., Mattern, F., Mitchell, J. C., Naor, M., Nierstrasz, O., Pandu Rangan, C., Steffen, B., Sudan, M., Terzopoulos, D., Tygar, D., Vardi, M. Y., Weikum, G. u. Kilian, J. (Hrsg.): *Theory of Cryptography. Lecture Notes in Computer Science*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg 2005, S. 386–406
- [18] Bennett: Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. *Physical Review Letters* 68 (1992) 21, S. 3121–3124
- [19] Stucki, D., Brunner, N., Gisin, N., Scarani, V. u. Zbinden, H.: Fast and simple one-way quantum key distribution. *Applied Physics Letters* 87 (2005) 19, S. 194108
- [20] Ekert, A. K.: Quantum cryptography based on Bell's theorem. *Physical Review Letters* 67 (1991) 6, S. 661–663
- [21] Ralph, T. C.: Continuous variable quantum cryptography. *Physical Review A* 61 (1999) 1
- [22] Grosshans, F. u. Grangier, P.: Continuous Variable Quantum Cryptography Using Coherent States. *Physical Review Letters* 88 (2002) 5
- [23] Jacobs, B. C., Pittman, T. B. u. Franson, J. D.: Quantum relays and noise suppression using linear optics. *Physical Review A* 66 (2002) 5
- [24] Waks, E., Zeevi, A. u. Yamamoto, Y.: Security of quantum key distribution with entangled photons against individual attacks. *Physical Review A* 65 (2002) 5
- [25] Briegel, H.-J., Dür, W., Cirac, J. u. Zoller, P.: Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. *Physical Review Letters* 81 (1998) 26, S. 5932–5935
- [26] Bennett, C. H., Bessette, F., Brassard, G., Salvail, L. u. Smolin, J.: Experimental quantum cryptography. *Journal of Cryptology* 5 (1992) 1
- [27] Liao, S.-K., Cai, W.-Q., Liu, W.-Y., Zhang, L., Li, Y., Ren, J.-G., Yin, J., Shen, Q., Cao, Y., Li, Z.-P., Li, F.-Z., Chen, X.-W., Sun, L.-H., Jia, J.-J., Wu, J.-C., Jiang, X.-J., Wang, J.-F., Huang, Y.-M., Wang, Q., Zhou, Y.-L., Deng, L., Xi, T., Ma, L., Hu, T., Zhang, Q., Chen, Y.-A., Liu, N.-L., Wang, X.-B., Zhu, Z.-C., Lu, C.-Y., Shu, R., Peng, C.-Z., Wang, J.-Y. u. Pan, J.-W.: Satellite-to-ground quantum key distribution. *Nature* 549 (2017) 7670, S. 43–47
- [28] Korzh, B., Lim, C. C. W., Houlmann, R., Gisin, N., Li, M. J., Nolan, D., Sanguinetti, B., Thew, R. u. Zbinden, H.: Provably secure and practical quantum key distribution over 307 km of optical fibre. *Nature Photonics* 9 (2015) 3, S. 163–168
- [29] Cerberis. Redefining security, The best of classical and quantum worlds, ID Quantique SA
- [30] Magiq QPN8505. Security Gateway Uncompromising VPN Security, MagiQ Technologies, Inc.
- [31] Cygnus. State-of-the-art Continuous-Variable Quantum Key distribution Module, Sequirenet, Paris 2013

- [32] Federal Information Processing Standards Publication (FIPS) 197; 26. 11. 2001. *Advanced Encryption Standard (AES)*.
<http://csrc.nist.gov/publications/fips/fips197/fips-197.pdf>, abgerufen am: 07.12.2015
- [33] Elliott, C., Colvin, A., Pearson, D., Pikalo, O., Schlafer, J. u. Yeh, H.: Current status of the DARPA quantum network (Invited Paper). Defense and Security. SPIE Proceedings. SPIE 2005, S. 138–149
- [34] Peev, M., Pacher, C., Alléaume, R., Barreiro, C., Bouda, J., Boxleitner, W., Debuisschert, T., Diamanti, E., Dianati, M., Dynes, J. F., Fasel, S., Fossier, S., Fürst, M., Gautier, J.-D., Gay, O., Gisin, N., Grangier, P., Happe, A., Hasani, Y., Hentschel, M., Hübel, H., Humer, G., Länger, T., Legré, M., Lieger, R., Lodewyck, J., Lorünser, T., Lütkenhaus, N., Marhold, A., Matyus, T., Maurhart, O., Monat, L., Nauerth, S., Page, J.-B., Poppe, A., Querasser, E., Ribordy, G., Robyr, S., Salvail, L., Sharpe, A. W., Shields, A. J., Stucki, D., Suda, M., Tamas, C., Themel, T., Thew, R. T., Thoma, Y., Treiber, A., Trinkler, P., Tualle-Brouiri, R., Vannel, F., Walenta, N., Weier, H., Weinfurter, H., Wimberger, I., Yuan, Z. L., Zbinden, H. u. Zeilinger, A.: The SECOQC quantum key distribution network in Vienna. *New Journal of Physics* 11 (2009) 7, S. 75001
- [35] Stucki, D., Legré, M., Buntschu, F., Clausen, B., Felber, N., Gisin, N., Henzen, L., Junod, P., Litzistorf, G., Monbaron, P., Monat, L., Page, J.-B., Perroud, D., Ribordy, G., Rochas, A., Robyr, S., Tavares, J., Thew, R., Trinkler, P., Ventura, S., Voirol, R., Walenta, N. u. Zbinden, H.: Long-term performance of the SwissQuantum quantum key distribution network in a field environment. *New Journal of Physics* 13 (2011) 12, S. 123001
- [36] Chen, T.-Y., Liang, H., Liu, Y., Cai, W.-Q., Ju, L., Liu, W.-Y., Wang, J., Yin, H., Chen, K., Chen, Z.-B., Peng, C.-Z. u. Pan, J.-W.: Field test of a practical secure communication network with decoy-state quantum cryptography. *Optics Express* 17 (2009) 8, S. 6540
- [37] Sasaki, M., Fujiwara, M., Ishizuka, H., Klaus, W., Wakui, K., Takeoka, M., Miki, S., Yamashita, T., Wang, Z., Tanaka, A., Yoshino, K., Nambu, Y., Takahashi, S., Tajima, A., Tomita, A., Domeki, T., Hasegawa, T., Sakai, Y., Kobayashi, H., Asai, T., Shimizu, K., Tokura, T., Tsurumaru, T., Matsui, M., Honjo, T., Tamaki, K., Takesue, H., Tokura, Y., Dynes, J. F., Dixon, A. R., Sharpe, A. W., Yuan, Z. L., Shields, A. J., Uchikoga, S., Legré, M., Robyr, S., Trinkler, P., Monat, L., Page, J.-B., Ribordy, G., Poppe, A., Allacher, A., Maurhart, O., Länger, T., Peev, M. u. Zeilinger, A.: Field test of quantum key distribution in the Tokyo QKD Network. *Optics Express* 19 (2011) 11, S. 10387
- [38] Morrow, A., Hayford, D. u. Legre, M.: Battelle QKD test bed. 2012 IEEE International Conference on Technologies for Homeland Security (HST), S. 162–166
- [39] Walenta, N.: Towards a North American QKD Backbone with Certifiable Security. QCrypt 2015. Tokio, Japan 2015
- [40] Zhang, Q.: Quantum Network in China. UQCC 2015. Tokio 2015
- [41] He, Y.-M., He, Y., Wei, Y.-J., Wu, D., Atatüre, M., Schneider, C., Höfling, S., Kamp, M., Lu, C.-Y. u. Pan, J.-W.: On-demand semiconductor single-photon source with near-unity indistinguishability. *Nature Nanotechnology* 8 (2013) 3, S. 213–217

- [42] Müller, M., Bounouar, S., Jöns, K. D., Glässl, M. u. Michler, P.: On-demand generation of indistinguishable polarization-entangled photon pairs. *Nature Photonics* 8 (2014) 3, S. 224–228
- [43] Jayakumar, H., Predojević, A., Kauten, T., Huber, T., Solomon, G. S. u. Weihs, G.: Time-bin entangled photons from a quantum dot. *Nature communications* 5 (2014), S. 4251
- [44] Hospodková, A., Hulicius, E., Oswald, J., Pangrác, J., Mates, T., Kuldová, K., Melichar, K. u. Šimeček, T.: Properties of MOVPE InAs/GaAs quantum dots overgrown by InGaAs. *Thirteenth International Conference on Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (ICMOVPE XIII)* 298 (2007), S. 582–585
- [45] Miyazawa, T., Nakaoka, T., Watanabe, K., Kumagai, N., Yokoyama, N. u. Arakawa, Y.: Anisotropic Exciton Rabi Oscillation in Single Telecommunication-Band Quantum Dot. *Japanese Journal of Applied Physics* 49 (2010) 6, S. 6
- [46] Paul, M., Kettler, J., Zeuner, K., Clausen, C., Jetter, M. u. Michler, P.: Metal-organic vapor-phase epitaxy-grown ultra-low density InGaAs/GaAs quantum dots exhibiting cascaded single-photon emission at 1.3 μm . *Applied Physics Letters* 106 (2015) 12, S. 122105
- [47] Ward, M. B., Farrow, T., See, P., Yuan, Z. L., Karimov, O. Z., Bennett, A. J., Shields, A. J., Atkinson, P., Cooper, K. u. Ritchie, D. A.: Electrically driven telecommunication wavelength single-photon source. *Applied Physics Letters* 90 (2007) 6, S. 63512
- [48] Benyoucef, M., Yacob, M., Reithmaier, J. P., Kettler, J. u. Michler, P.: Telecom-wavelength (1.5 μm) single-photon emission from InP-based quantum dots. *Applied Physics Letters* 103 (2013) 16, S. 162101
- [49] Birowosuto, M. D., Sumikura, H., Matsuo, S., Taniyama, H., van Veldhoven, P. J., Nötzel, R. u. Notomi, M.: Fast Purcell-enhanced single photon source in 1,550-nm telecom band from a resonant quantum dot-cavity coupling. *Scientific reports* 2 (2012), S. 321
- [50] Miyazawa, T., Okumura, S., Hirose, S., Takemoto, K., Takatsu, M., Usuki, T., Yokoyama, N. u. Arakawa, Y.: First Demonstration of Electrically Driven 1.55 μm Single-Photon Generator. *Japanese Journal of Applied Physics* 47 (2008) 4, S. 2880–2883
- [51] Pohl, U. W.: *Epitaxy of Semiconductors. Introduction to Physical Principles.* Graduate texts in physics. Berlin, Heidelberg: Springer 2013
- [52] Jacak, L., Hawrylak, P. u. Wójs, A.: *Quantum dots.* Berlin [u.a]: Springer 1998
- [53] Woggon, U.: *Optical properties of semiconductor quantum dots.* Springer tracts in modern physics, v. 136 // 136. Berlin, New York: Springer 1997
- [54] Bimberg, D. (Hrsg.): *Semiconductor nanostructures.* Nanoscience and technology. Berlin: Springer 2008
- [55] Rogach, A. L. (Hrsg.): *Semiconductor nanocrystal quantum dots. Synthesis, assembly, spectroscopy and applications.* Wien: Springer 2008
- [56] Fox, A. M.: *Quantum optics. An introduction.* Oxford master series in physics Atomic, optical, and laser physics, Bd. 15. Oxford: Oxford Univ. Press 2011
- [57] Loudon, R.: *The quantum theory of light.* Oxford: Oxford Univ. Press 2004
- [58] Allen, L. u. Eberly, J. H.: *Optical resonance and two-level atoms.* Interscience monographs and texts in physics and astronomy, Bd. 28. New York, NY: Wiley 1975

- [59] Meier, T., Thomas, P. u. Koch, S. W.: Coherent semiconductor optics. From basic concepts to nanostructure applications. Berlin, , New York: Springer 2007
- [60] Stufler, S.: Kohärente optische Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte, Universität Paderborn Dissertation. Paderborn 2005
- [61] Michaelis de Vasconcellos, S.: Coherent Optoelectronic Control of Single Excitons, Universität Paderborn Dissertation. Paderborn 2009
- [62] Mantei, D.: Polarisationsabhängige Zustandskontrolle einzelner Halbleiter-Quantenpunkte, Dissertation. Paderborn 2014
- [63] Reed, M., Randall, J., Aggarwal, R., Matyi, R., Moore, T. u. Wetsel, A.: Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure. *Physical Review Letters* 60 (1988) 6, S. 535–537
- [64] Inoshita, Ohnishi u. Oshiyama: Electronic structure of the superatom: A quasiatomic system based on a semiconductor heterostructure. *Physical Review Letters* 57 (1986) 20, S. 2560–2563
- [65] Wegscheider, W., Schedelbeck, G., Abstreiter, G., Rother, M. u. Bichler, M.: Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth. *Physical Review Letters* 79 (1997) 10, S. 1917–1920
- [66] Forchel, A., Leier, H., Maile, B. u. Germann, R.: Fabrication and optical spectroscopy of ultra small III–V compound semiconductor structures. In: Rössler, U. (Hrsg.): *Advances in Solid State Physics* 28. Festkörperproble 28. Festkörperprobleme Ser. Hauppauge: Informatica International, Inc 1988, S. 99–119
- [67] Wang, P. D., Sotomayor Torres, C. M., Benisty, H., Weisbuch, C. u. Beaumont, S. P.: Radiative recombination in GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum dots. *Applied Physics Letters* 61 (1992) 8, S. 946
- [68] Yacoby, A., Heiblum, M., Mahalu, D. u. Shtrikman, H.: Coherence and Phase Sensitive Measurements in a Quantum Dot. *Physical Review Letters* 74 (1995) 20, S. 4047–4050
- [69] Reimann, S. M. u. Manninen, M.: Electronic structure of quantum dots. *Reviews of Modern Physics* 74 (2002) 4, S. 1283–1342
- [70] Ekimov, A. I. u. Onushchenko, A. A.: Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals. *JETP Letters* 34 (1981) 6, S. 363–366
- [71] Bimberg, D., Christen, J., Fukunaga, T., Nakashima, H., Mars, D. E. u. Miller, J. N.: Cathodoluminescence atomic scale images of monolayer islands at GaAs/GaAlAs interfaces. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 5 (1987) 4, S. 1191
- [72] Brunner, K., Abstreiter, G., Böhm, G., Tränkle, G. u. Weimann, G.: Sharp-Line Photoluminescence and Two-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure. *Physical Review Letters* 73 (1994) 8, S. 1138–1141
- [73] Rossetti, R., Ellison, J. L., Gibson, J. M. u. Brus, L. E.: Size effects in the excited electronic states of small colloidal CdS crystallites. *The Journal of Chemical Physics* 80 (1984) 9, S. 4464
- [74] Goldstein, L., Glas, F., Marzin, J. Y., Charasse, M. N. u. Le Roux, G.: Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. *Applied Physics Letters* 47 (1985) 10, S. 1099

- [75] Leonard, D., Krishnamurthy, M., Reaves, C. M., Denbaars, S. P. u. Petroff, P. M.: Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces. *Applied Physics Letters* 63 (1993) 23, S. 3203
- [76] Klarreich, E.: Biologists join the dots. *Nature* 413 (2001) 6855, S. 450–452
- [77] SONY: Sony announces 2013 bravia tvs. New 55 & 65-inch 4K Ultra HD LED TVs debut along side an all LED lineup continuing Sony's mission to provide the best picture quality no matter the source. Las Vegas 2013
- [78] Orion QD. quantum dot linear lighting (provisional), Marl International Ltd, 2015
- [79] van der Wiel, W. G., Franceschi, S. de, Elzerman, J. M., Fujisawa, T., Tarucha, S. u. Kouwenhoven, L. P.: Electron transport through double quantum dots. *Reviews of Modern Physics* 75 (2002) 1, S. 1–22
- [80] Hanson, R., Kouwenhoven, L. P., Petta, J. R., Tarucha, S. u. Vandersypen, L. M. K.: Spins in few-electron quantum dots. *Reviews of Modern Physics* 79 (2007) 4, S. 1217–1265
- [81] QFL1339-AA. 1310 nm FP Laser TO-CAN, QDLaser, Kanagawa, Japan 2010
- [82] Stangl, J., Holý, V. u. Bauer, G.: Structural properties of self-organized semiconductor nanostructures. *Reviews of Modern Physics* 76 (2004) 3, S. 725–783
- [83] Bauer, E.: Phänomenologische Theorie der Kristallabscheidung an Oberflächen. *I. Zeitschrift für Kristallographie* 110 (1958) 1-6, S. 372–394
- [84] Michler, P.: *Single Semiconductor Quantum Dots. Nanoscience and technology.* Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2009
- [85] Indium arsenide (InAs) lattice parameters, thermal expansion. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter.* Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2001
- [86] Gallium arsenide (GaAs) lattice parameters, thermal expansion. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter.* Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2001, S. 1–22
- [87] Rai, A. K.: *Optically pumped and electrically triggered single photon emission from a single quantum dot, Ruhr-Universität Bochum Dissertation.* Bochum 2013
- [88] Daruka, I., Tersoff, J. u. Barabási, A.-L.: Shape Transition in Growth of Strained Islands. *Physical Review Letters* 82 (1999) 13, S. 2753–2756
- [89] Márquez, J., Geelhaar, L. u. Jacobi, K.: Atomically resolved structure of InAs quantum dots. *Applied Physics Letters* 78 (2001) 16, S. 2309
- [90] Leonard, D., Pond, K. u. Petroff, P.: Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs. *Physical Review B* 50 (1994) 16, S. 11687–11692
- [91] Wojs, A., Hawrylak, P., Fafard, S. u. Jacak, L.: Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* 54 (1996) 8, S. 5604–5608
- [92] Bruls, D. M., Vugs, J. W. A. M., Koenraad, P. M., Salemink, H. W. M., Wolter, J. H., Hopkinson, M., Skolnick, M. S., Long, F. u. Gill, S. P. A.: Determination of the shape and indium distribution of low-growth-rate InAs quantum dots by cross-sectional scanning tunneling microscopy. *Applied Physics Letters* 81 (2002) 9, S. 1708

- [93] Costantini, G., Rastelli, A., Manzano, C., Acosta-Diaz, P., Songmuang, R., Katsaros, G., Schmidt, O. G. u. Kern, K.: Interplay between thermodynamics and kinetics in the capping of InAs/GaAs(001) quantum dots. *Physical Review Letters* 96 (2006) 22, S. 226106
- [94] Fry, P., Itskevich, I., Mowbray, D., Skolnick, M., Finley, J., Barker, J., O'Reilly, E., Wilson, L., Larkin, I., Maksym, P., Hopkinson, M., Al-Khafaji, M., David, J., Cullis, A., Hill, G. u. Clark, J.: Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots. *Physical Review Letters* 84 (2000) 4, S. 733–736
- [95] Márquez Bertoni, J. M.: Struktur von GaAs-Oberflächen und ihre Bedeutung für InAs-Quantenpunkte, Technische Universität Berlin Dissertation. Berlin 2000
- [96] Indium phosphide (InP) lattice parameters, thermal expansion. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter.* Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2001
- [97] Brault, J., Gendry, M., Grenet, G., Hollinger, G., Desières, Y. u. Benyattou, T.: Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001). *Applied Physics Letters* 73 (1998) 20, S. 2932
- [98] Yoon, S., Moon, Y., Lee, T.-W., Yoon, E. u. Kim, Y. D.: Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs/InP quantum dots. *Applied Physics Letters* 74 (1999) 14, S. 2029
- [99] Yang, H., Ballet, P. u. Salamo, G. J.: Formation of quantum wires and dots on InP(001) by As/P exchange. *Journal of Applied Physics* 89 (2001) 12, S. 7871
- [100] González, L., García, J. M., García, R., Briones, F., Martínez-Pastor, J. u. Ballesteros, C.: Influence of buffer-layer surface morphology on the self-organized growth of InAs on InP(001) nanostructures. *Applied Physics Letters* 76 (2000) 9, S. 1104
- [101] Mendonça, C. A. C., Cotta, M. A., Meneses, E. A. u. Carvalho, M. M. G.: Self-assembled islands on strained systems. Control of formation, evolution, and spatial distribution. *Physical Review B* 57 (1998) 19, S. 12501–12505
- [102] Kubota, R., Saiki, T., Regreny, P., Benamrouche, A. u. Gendry, M.: Low-Density InAs Quantum Dots Grown on InP(001) Using Solid-Source Molecular Beam Epitaxy with a Post-Growth Annealing Process. *Japanese Journal of Applied Physics* 49 (2010) 4, S. 41201
- [103] Dupuy, E., Regreny, P., Robach, Y., Gendry, M., Chauvin, N., Tranvouez, E., Bremond, G., Bru-chevallier, C. u. Patriarche, G.: Low density of self-assembled InAs quantum dots grown by solid-source molecular beam epitaxy on InP(001). *Applied Physics Letters* 89 (2006) 12, S. 123112–123113
- [104] Gendry, M., Monat, C., Brault, J., Regreny, P., Hollinger, G., Salem, B., Guillot, G., Benyattou, T., Bru-chevallier, C., Bremond, G. u. Marty, O.: From large to low height dispersion for self-organized InAs quantum sticks emitting at 1.55 μm on InP (001). *Journal of Applied Physics* 95 (2004) 9, S. 4761
- [105] Gutiérrez, H. R., Cotta, M. A., Bortoleto, J. R. R. u. de Carvalho, M. M. G.: Role of group V exchange on the shape and size of InAs/InP self-assembled nanostructures. *Journal of Applied Physics* 92 (2002) 12, S. 7523

- [106] Musiał, A., Kaczmarkiewicz, P., Sęk, G., Podemski, P., Machnikowski, P., Misiewicz, J., Hein, S., Höfling, S. u. Forchel, A.: Carrier trapping and luminescence polarization in quantum dashes. *Physical Review B* 85 (2012) 3
- [107] Guo, Q., Pemble, M. E. u. Williams, E. M.: Filled- and empty-state imaging of (2×4) reconstructed InP(001) surfaces with STM. *Surface Science* 433-435 (1999), S. 410–414
- [108] Gutiérrez, H. R., Cotta, M. A. u. de Carvalho, M. M. G.: Faceting evolution during self-assembling of InAs/InP quantum wires. *Applied Physics Letters* 79 (2001) 23, S. 3854
- [109] González, M. U., González, L., García, J. M., González, Y., Silveira, J. P. u. Briones, F.: Stress evolution aspects during InAs/InP (001) quantum wires self-assembling. *Microelectronics Journal* 35 (2004) 1, S. 13–17
- [110] Enzmann, R., Bareiß, M., Baiertl, D., Hauke, N., Böhm, G., Meyer, R., Finley, J. u. Amann, M.-C.: Design and realization of low density InAs quantum dots on AlGaInAs lattice matched to InP(001). *Journal of Crystal Growth* 312 (2010) 16-17, S. 2300–2304
- [111] Borgström, M., Johansson, J., Landin, L. u. Seifert, W.: Effects of substrate doping and surface roughness on self-assembling InAs/InP quantum dots. *Applied Surface Science* 165 (2000) 2-3, S. 241–247
- [112] Li, H., Daniels-Race, T. u. Hasan, M.-A.: Effects of the matrix on self-organization of InAs quantum nanostructures grown on InP substrates. *Applied Physics Letters* 80 (2002) 8, S. 1367
- [113] Stier, O., Grundmann, M. u. Bimberg, D.: Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band $k\cdot p$ theory. *Physical Review B* 59 (1999) 8, S. 5688–5701
- [114] Findeis, F.: *Optical Spectroscopy on Single Self-assembled Quantum Dots*, Technische Universität München Dissertation. München 2001
- [115] Bayer, M., Ortner, G., Stern, O., Kuther, A., Gorbunov, A. A., Forchel, A., Hawrylak, P., Fafard, S., Hinzer, K., Reinecke, T. L., Walck, S. N., Reithmaier, J. P., Klopff, F. u. Schäfer, F.: Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots. *Physical Review B* 65 (2002) 19, S. 195315
- [116] Gammon, D., Snow, E., Shanabrook, B., Katzer, D. u. Park, D.: Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots. *Physical Review Letters* 76 (1996) 16, S. 3005–3008
- [117] Young, R. J., Stevenson, R. M., Shields, A. J., Atkinson, P., Cooper, K., Ritchie, D. A., Groom, K. M., Tartakovskii, A. I. u. Skolnick, M. S.: Inversion of exciton level splitting in quantum dots. *Physical Review B* 72 (2005) 11
- [118] Zieliński, M., Don, Y. u. Gershoni, D.: Atomistic theory of dark excitons in self-assembled quantum dots of reduced symmetry. *Physical Review B* 91 (2015) 8
- [119] Findeis, F., Zrenner, A., Böhm, G. u. Abstreiter, G.: Optical spectroscopy on a single InGaAs/GaAs quantum dot in the few-exciton limit. *Solid State Communications* 114 (2000) 4, S. 227–230
- [120] Ediger, M., Bester, G., Badolato, A., Petroff, P. M., Karrai, K., Zunger, A. u. Warburton, R. J.: Peculiar many-body effects revealed in the spectroscopy of highly charged quantum dots. *Nature Physics* 3 (2007) 11, S. 774–779

- [121] Rodt, S., Schliwa, A., Pötschke, K., Guffarth, F. u. Bimberg, D.: Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B* 71 (2005) 15
- [122] Urbaszek, B., Warburton, R. J., Karrai, K., Gerardot, B. D., Petroff, P. M. u. Garcia, J. M.: Fine Structure of Highly Charged Excitons in Semiconductor Quantum Dots. *Physical Review Letters* 90 (2003) 24
- [123] Jovanov, V., Kapfinger, S., Bichler, M., Abstreiter, G. u. Finley, J. J.: Direct observation of metastable hot trions in an individual quantum dot. *Physical Review B* 84 (2011) 23
- [124] Warming, T., Siebert, E., Schliwa, A., Stock, E., Zimmermann, R. u. Bimberg, D.: Hole-hole and electron-hole exchange interactions in single InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B* 79 (2009) 12
- [125] Findeis, F., Baier, M., Zrenner, A., Bichler, M., Abstreiter, G., Hohenester, U. u. Molinari, E.: Optical excitations of a self-assembled artificial ion. *Physical Review B* 63 (2001) 12, S. 121309
- [126] Ediger, M., Bester, G., Gerardot, B. D., Badolato, A., Petroff, P. M., Karrai, K., Zunger, A. u. Warburton, R. J.: Fine Structure of Negatively and Positively Charged Excitons in Semiconductor Quantum Dots. Electron-Hole Asymmetry. *Physical Review Letters* 98 (2007) 3, Rn. 36808
- [127] Nirmal, M., Dabbousi, B. O., Bawendi, M. G., Macklin, J. J., Trautman, J. K., Harris, T. D. u. Brus, L. E.: Fluorescence intermittency in single cadmium selenide nanocrystals. *Nature* 383 (1996) 6603, S. 802–804
- [128] Pistol, M.-E., Castrillo, P., Hessman, D., Prieto, J. A. u. Samuelson, L.: Random telegraph noise in photoluminescence from individual self-assembled quantum dots. *Physical Review B* 59 (1999) 16, S. 10725–10729
- [129] Panev, N., Pistol, M.-E., Zwiller, V., Samuelson, L., Jiang, W., Xu, B. u. Wang, Z.: Random telegraph noise in the photoluminescence of individual $GaxIn_{1-x}As$ quantum dots in GaAs. *Physical Review B* 64 (2001) 4
- [130] Panev, N., Pistol, M.-E., Jeppesen, S., Evtikhiev, V. P., Katznelson, A. A. u. Kotelnikov, E. Y.: Spectroscopic studies of random telegraph noise in InAs quantum dots in GaAs. *Journal of Applied Physics* 92 (2002) 12, S. 7086
- [131] Robinson, H. D. u. Goldberg, B. B.: Light-induced spectral diffusion in single self-assembled quantum dots. *Physical Review B* 61 (2000) 8, R5086-R5089
- [132] Türck, V., Rodt, S., Stier, O., Heitz, R., Engelhardt, R., Pohl, U. W., Bimberg, D. u. Steingrüber, R.: Effect of random field fluctuations on excitonic transitions of individual CdSe quantum dots. *Physical Review B* 61 (2000) 15, S. 9944–9947
- [133] Abbarchi, M., Kuroda, T., Mano, T., Gurioli, M. u. Sakoda, K.: Bunched photon statistics of the spectrally diffusive photoluminescence of single self-assembled GaAs quantum dots. *Physical Review B* 86 (2012) 11
- [134] Sugisaki, M., Ren, H. W., Nishi, K. u. Masumoto, Y.: Fluorescence intermittency in self-assembled InP quantum dots. *Physical Review Letters* 86 (2001) 21, S. 4883–4886
- [135] Davanço, M., Hellberg, C. S., Ates, S., Badolato, A. u. Srinivasan, K.: Multiple time scale blinking in InAs quantum dot single-photon sources. *Physical Review B* 89 (2014) 16

- [136] Hu, F., Cao, Z., Zhang, C., Wang, X. u. Xiao, M.: Defect-induced photoluminescence blinking of single epitaxial InGaAs quantum dots. *Scientific reports* 5 (2015), S. 8898
- [137] Kuno, M., Fromm, D. P., Hamann, H. F., Gallagher, A. u. Nesbitt, D. J.: Nonexponential “blinking” kinetics of single CdSe quantum dots. A universal power law behavior. *The Journal of Chemical Physics* 112 (2000) 7, S. 3117
- [138] Houel, J., Kuhlmann, A. V., Greuter, L., Xue, F., Poggio, M., Gerardot, B. D., Dalgarno, P. A., Badolato, A., Petroff, P. M., Ludwig, A., Reuter, D., Wieck, A. D. u. Warburton, R. J.: Probing single-charge fluctuations at a GaAs/AlAs interface using laser spectroscopy on a nearby InGaAs quantum dot. *Physical Review Letters* 108 (2012) 10, S. 107401
- [139] Müller, J., Lupton, J. M., Rogach, A. L., Feldmann, J., Talapin, D. V. u. Weller, H.: Monitoring surface charge migration in the spectral dynamics of single CdSe/CdS nanodot/nanorod heterostructures. *Physical Review B* 72 (2005) 20
- [140] Schliwa, A., Winkelkemper, M. u. Bimberg, D.: Impact of size, shape, and composition on piezoelectric effects and electronic properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots. *Physical Review B* 76 (2007) 20
- [141] Indium phosphide (InP), energy gap. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002*
- [142] In(1-x-y)Al(x)Ga(y)As, physical properties. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002*
- [143] Indium arsenide (InAs), energy gap, exciton data. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002*
- [144] Gallium arsenide (GaAs), direct energy gap. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002*
- [145] Aluminum arsenide (AlAs), energy gaps. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–9*
- [146] Aluminum arsenide (AlAs) lattice parameters, thermal expansion. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2001, S. 1–8*
- [147] Indium phosphide (InP), refractive and absorption index, reflectance. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–7*

- [148] Indium arsenide (InAs), refractive and absorption index, reflectance. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–5
- [149] Gallium arsenide (GaAs), refractive index, absorption index, absorption coefficients. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–11
- [150] Aluminum arsenide (AlAs), optical properties, refractive index, dielectric constants. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–22
- [151] Indium phosphide (InP), conduction band, effective mass. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–9
- [152] Indium arsenide (InAs), conduction band, effective masses. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–3
- [153] Gallium arsenide (GaAs), conduction band effective masses and related parameters. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002
- [154] Aluminum arsenide (AlAs), effective masses. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–4
- [155] Indium phosphide (InP), valence band, effective masses. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–2
- [156] Li, E. H.: Material parameters of InGaAsP and InAlGaAs systems for use in quantum well structures at low and room temperatures. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 5 (2000) 4, S. 215–273
- [157] Indium arsenide (InAs), valence band, effective masses. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–2

- [158] Gallium arsenide (GaAs), valence bands, effective masses. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–3
- [159] Böhler, J., Krost, A. u. Bimberg, D. B.: Composition dependence of band gap and type of lineup in $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{InP}$ heterostructures. *Applied Physics Letters* 63 (1993) 14, S. 1918
- [160] van de Walle, C. G.: Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory. *Physical Review B* 39 (1989) 3, S. 1871–1883
- [161] Förstner, J.: Light Propagation and Many-Particle Effects in Semiconductor Nanostructures. *Lichtpropagation und Vielteilcheneffekte in Halbleiternanostrukturen*, 2004
- [162] Hübner, M. C.: Temperaturabhängige Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte im kohärenten Regime, Universität Paderborn Dissertation 2009
- [163] Langbein, W., Borri, P., Woggon, U., Stavarache, V., Reuter, D. u. Wieck, A.: Radiatively limited dephasing in InAs quantum dots. *Physical Review B* 70 (2004) 3, S. 33301
- [164] Vagov, A., Croitoru, M. D., Axt, V. M., Kuhn, T. u. Peeters, F. M.: Nonmonotonic field dependence of damping and reappearance of Rabi oscillations in quantum dots. *Physical Review Letters* 98 (2007) 22, S. 227403
- [165] Borri, P., Langbein, W., Schneider, S., Woggon, U., Sellin, R., Ouyang, D. u. Bimberg, D.: Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots. *Physical Review B* 66 (2002) 8, S. 81306
- [166] Stievater, T. H., Li, X., Steel, D. G., Gammon, D., Katzer, D. S., Park, D., Piermarocchi, C. u. Sham, L. J.: Rabi Oscillations of Excitons in Single Quantum Dots. *Physical Review Letters* 87 (2001) 13
- [167] Kamada, H., Gotoh, H., Temmyo, J., Takagahara, T. u. Ando, H.: Exciton Rabi Oscillation in a Single Quantum Dot. *Physical Review Letters* 87 (2001) 24
- [168] Patton, B., Woggon, U. u. Langbein, W.: Coherent Control and Polarization Readout of Individual Excitonic States. *Physical Review Letters* 95 (2005) 26, S. 266401
- [169] Htoon, H., Takagahara, T., Kulik, D., Baklenov, O., Holmes, A. L. u. Shih, C. K.: Interplay of Rabi Oscillations and Quantum Interference in Semiconductor Quantum Dots. *Physical Review Letters* 88 (2002) 8
- [170] Takagi, H., Nakaoka, T., Watanabe, K., Kumagai, N. u. Arakawa, Y.: Coherently driven semiconductor quantum dot at a telecommunication wavelength. *Opt. Express* 16 (2008) 18, S. 13949–13954
- [171] Wang, Q. Q., Muller, A., Bianucci, P., Rossi, E., Xue, Q. K., Takagahara, T., Piermarocchi, C., MacDonald, A. H. u. Shih, C. K.: Decoherence processes during optical manipulation of excitonic qubits in semiconductor quantum dots. *Physical Review B* 72 (2005) 3
- [172] Zrenner, A., Beham, E., Stufler, S., Findeis, F., Bichler, M. u. Abstreiter, G.: Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode. *Nature* 418 (2002) 6898, S. 612–614
- [173] Villas-Bôas, J., Ulloa, S. u. Govorov, A.: Decoherence of Rabi Oscillations in a Single Quantum Dot. *Physical Review Letters* 94 (2005) 5

- [174] Brandi, H. S., Latgé, A., Barticevic, Z. u. Oliveira, L. E.: Rabi oscillations in two-level semiconductor systems. *Solid State Communications* 135 (2005) 6, S. 386–389
- [175] Vagov, A., Axt, V. u. Kuhn, T.: Electron-phonon dynamics in optically excited quantum dots: Exact solution for multiple ultrashort laser pulses. *Physical Review B* 66 (2002) 16, S. 165312
- [176] Förstner, J., Weber, C., Danckwerts, J. u. Knorr, A.: Phonon-Assisted Damping of Rabi Oscillations in Semiconductor Quantum Dots. *Physical Review Letters* 91 (2003) 12, S. 127401
- [177] Mogilevtsev, D., Nisovtsev, A. P., Kilin, S., Cavalcanti, S. B., Brandi, H. S. u. Oliveira, L. E.: Driving-dependent damping of Rabi oscillations in two-level semiconductor systems. *Physical Review Letters* 100 (2008) 1, S. 17401
- [178] Ramsay, A. J., Gopal, A. V., Gauger, E. M., Nazir, A., Lovett, B. W., Fox, A. M. u. Skolnick, M. S.: Damping of Exciton Rabi Rotations by Acoustic Phonons in Optically Excited InGaAs/GaAs Quantum Dots. *Physical Review Letters* 104 (2010) 1
- [179] Ramsay, A. J., Godden, T. M., Boyle, S. J., Gauger, E. M., Nazir, A., Lovett, B. W., Fox, A. M. u. Skolnick, M. S.: Phonon-induced Rabi-frequency renormalization of optically driven single InGaAs/GaAs quantum dots. *Physical Review Letters* 105 (2010) 17, S. 177402
- [180] Monniello, L., Tonin, C., Hostein, R., Lemaitre, A., Martinez, A., Voliotis, V. u. Grousson, R.: Excitation-induced dephasing in a resonantly driven InAs/GaAs quantum dot. *Physical Review Letters* 111 (2013) 2, S. 26403
- [181] Vagov, A., Croitoru, M. D., Axt, V. M., Kuhn, T. u. Peeters, F. M.: High pulse area undamping of Rabi oscillations in quantum dots coupled to phonons. *physica status solidi (b)* 243 (2006) 10, S. 2233–2240
- [182] Machnikowski, P. u. Jacak, L.: Resonant nature of phonon-induced damping of Rabi oscillations in quantum dots. *Physical Review B* 69 (2004) 19
- [183] McCutcheon, D. P. S. u. Nazir, A.: Quantum dot Rabi rotations beyond the weak exciton–phonon coupling regime. *New Journal of Physics* 12 (2010) 11, S. 113042
- [184] Nazir, A. u. McCutcheon, D. P. S.: Modelling exciton-phonon interactions in optically driven quantum dots. *Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal* 28 (2016) 10, S. 103002
- [185] Stufler, S., Ester, P., Zrenner, A. u. Bichler, M.: Quantum optical properties of a single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum dot two-level system. *Physical Review B* 72 (2005) 12
- [186] Stufler, S., Ester, P., Zrenner, A. u. Bichler, M.: Ramsey Fringes in an Electric-Field-Tunable Quantum Dot System. *Physical Review Letters* 96 (2006) 3, S. 37402
- [187] Meschede, D.: *Optik, Licht und Laser*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner in GWV Fachverlage 2008
- [188] Mar, J. D., Baumberg, J. J., Xu, X. L., Irvine, A. C. u. Williams, D. A.: Precise measurements of the dipole moment and polarizability of the neutral exciton and positive trion in a single quantum dot. *Physical Review B* 95 (2017) 20

- [189] Findeis, F., Baier, M., Beham, E., Zrenner, A. u. Abstreiter, G.: Photocurrent and photoluminescence of a single self-assembled quantum dot in electric fields. *Applied Physics Letters* 78 (2001) 19, S. 2958
- [190] Mendez, E. E., Bastard, G., Chang, L. L., Esaki, L., Morkoc, H. u. Fischer, R.: Effect of an electric field on the luminescence of GaAs quantum wells. *Physical Review B* 26 (1982) 12, S. 7101–7104
- [191] Arakawa, T., Kato, Y., Sogawa, F. u. Arakawa, Y.: Photoluminescence studies of GaAs quantum wires with quantum confined Stark effect. *Applied Physics Letters* 70 (1997) 5, S. 646–648
- [192] Raymond, S., Reynolds, J., Merz, J., Fafard, S., Feng, Y. u. Charbonneau, S.: Asymmetric Stark shift in Al_xIn_{1-x}As/AlyGa_{1-y}As self-assembled dots. *Physical Review B* 58 (1998) 20, S. R13415–R13418
- [193] Barker, J. A. u. O'Reilly, E. P.: Theoretical analysis of electron-hole alignment in InAs-GaAs quantum dots. *Physical Review B* 61 (2000) 20, S. 13840–13851
- [194] Polland, H., Schultheis, L., Kuhl, J., Göbel, E. u. Tu, C.: Lifetime Enhancement of Two-Dimensional Excitons by the Quantum-Confined Stark Effect. *Physical Review Letters* 55 (1985) 23, S. 2610–2613
- [195] Ritter, S., Gartner, P., Baer, N. u. Jahnke, F.: Anomalous Stark effect in semiconductor quantum dots. *Physical Review B* 76 (2007) 16
- [196] Stufler, S., Ester, P., Zrenner, A. u. Bichler, M.: Power broadening of the exciton linewidth in a single InGaAs GaAs quantum dot. *Applied Physics Letters* 85 (2004) 18, S. 4202
- [197] Newman, N., Kendelewicz, T., Bowman, L. u. Spicer, W. E.: Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean and air-exposed n-InP(110) surfaces. *Applied Physics Letters* 46 (1985) 12, S. 1176–1178
- [198] Rajagopal Reddy, V., Subba Reddy, D., Sankar Naik, S. u. Choi, C.-J.: Structural, electrical, and surface morphological characteristics of rapidly annealed Pt/Ti Schottky contacts to n-type InP. *physica status solidi (a)* 208 (2011) 10, S. 2406–2414
- [199] Indium phosphide (InP), dielectric constants. In: Madelung, O., Rössler, U. u. Schulz, M. (Hrsg.): *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter.* Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag 2002, S. 1–2
- [200] Yacob, M., Reithmaier, J. P. u. Benyoucef, M.: Low-density InP-based quantum dots emitting around the 1.5 μm telecom wavelength range. *Applied Physics Letters* 104 (2014) 2, S. 22113
- [201] Berger, H.: Contact resistance on diffused resistors. 1969 IEEE International Solid-State Circuits Conference. *Digest of Technical Papers. IEEE* 1969, S. 160–161
- [202] Look, D. C.: *Electrical characterization of GaAs materials and devices. Design and measurement in electronic engineering.* Chichester: Wiley 1989
- [203] Kemper, R. M.: *TLM Untersuchungen von metallischen Kontakten auf kubischem GaN, Universität Paderborn Bachelorarbeit.* Paderborn 2008
- [204] Kuphal, E.: Low resistance ohmic contacts to n- and p-InP. *Solid-State Electronics* 24 (1981) 1, S. 69–78

- [205] Huang, J. S., Vartuli, C. B., Nguyen, T., Bar-Chaim, N., Shearer, J., Fisher, C. u. Anderson, S.: Correlation of resistance and interfacial reaction of contacts to n-type InP. *Journal of Materials Research* 17 (2002) 11, S. 2929–2934
- [206] Clausen, T. u. Leistiko, O.: Metallurgical optimization for ohmic contacts to InP using conventional metallization schemes. *Microelectronic Engineering* 18 (1992) 4, S. 305–325
- [207] Erickson, L. P., Waseem, A. u. Robinson, G. Y.: Characterization of ohmic contacts to InP. *Thin Solid Films* 64 (1979) 3, S. 421–426
- [208] Park, M.-H., Wang, L. C., Cheng, J. Y. u. Palmstrom, C. J.: Low resistance Ohmic contact scheme ($\sim \mu \Omega \text{ cm}^2$) to p-InP. *Applied Physics Letters* 70 (1997) 1, S. 99–101
- [209] Valois, A. J. u. Robinson, G. Y.: Au/Be ohmic contacts to p-type indium phosphide. *Solid-State Electronics* 25 (1982) 10, S. 973–977
- [210] Guicheng, Z., Zongquan, C. u. Zhizhong, Y.: Interdiffusion of the p-InP with Au–Zn, Ti/Au, Pd/Au, Ti/Pd/Au at interface and their electrical properties. *Journal of Electronics (China)* 4 (1987), S. 234–241
- [211] Wasilewski, Z. R., Fafard, S. u. McCaffrey, J. P.: Size and shape engineering of vertically stacked self-assembled quantum dots. *Journal of Crystal Growth* 201-202 (1999) 0, S. 1131–1135
- [212] Fafard, S., Wasilewski, Z. R., Allen, C. N., Picard, D., Spanner, M., McCaffrey, J. P. u. Piva, P. G.: Manipulating the energy levels of semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 15368–15373
- [213] Leon, R. u. Fafard, S.: Structural and radiative evolution in quantum dots near the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Stranski-Krastanow transformation. *Physical Review B* 58 (1998) 4, S. R1726-R1729
- [214] Warburton, R. J., Miller, B. T., Dürr, C. S., Bödefeld, C., Karrai, K., Kotthaus, J. P., Medeiros-Ribeiro, G., Petroff, P. M. u. Huan, S.: Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple model. *Physical Review B* 58 (1998) 24, S. 16221–16231
- [215] Linear Technology Corporation: LTC1655/LTC1655L 16-Bit Rail-to-Rail Micropower DACs in SO-8 Package, 1998.
<http://cds.linear.com/docs/en/datasheet/16555lf.pdf>, abgerufen am: 08.10.2013
- [216] AD620. Low cost low power instrumentation amplifier, Analog Devices, Norwood, MA, U.S.A. 2011
- [217] Maxim Integrated: MAX132, 18-Bit ADC with Serial Interface 19-0009; Rev 2; 8/95, 1995. <http://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX132.pdf>
- [218] LN 5001-PFA Blau. Low Noise - Kabel, elspec GmbH, Geretsried 2008
- [219] MXR 0,45L/1,4 - PVC, Datenblatt, bedea, Aßlar 2006
- [220] RGL and SML. Low noise cables, Habia Cable, Upplands Väsby, Sweden 2014
- [221] LN5002. Low noise coaxial cable, elspec GmbH, Geretsried 2011
- [222] Demtröder, W.: Laserspektroskopie 1. Grundlagen. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2011
- [223] Snyder, J. J.: Algorithm for fast digital analysis of interference fringes. *Appl. Opt.* 19 (1980) 8, S. 1223–1225
- [224] Reiser, C., Lopert, R. B. u. Esherick, P.: Laser-linewidth measurement with a Fizeau wavemeter. *Opt. Lett.* 13 (1988) 11, S. 981–983

- [225] Quiring, W.: Herstellung und Charakterisierung elektrisch kontaktierter zweidimensionaler photonischer Kristall-Resonatoren auf Basis von GaAs, Universität Paderborn Dissertation. Paderborn 2017
- [226] Rudno-Rudziński, W., Sęk, G., Ryczko, K., Kudrawiec, R., Misiewicz, J., Somers, A., Schwertberger, R., Reithmaier, J. P. u. Forchel, A.: Optically probed wetting layer in InAs/InGaAlAs/InP quantum-dash structures. *Applied Physics Letters* 86 (2005) 10, S. 101904
- [227] Rai, A. K., Gordon, S., Ludwig, A., Wieck, A. D., Zrenner, A. u. Reuter, D.: Spatially indirect transitions in electric field tunable quantum dot diodes. *physica status solidi (b)* 253 (2016) 3, S. 437–441

A Anhang

A.1 Weitere Messergebnisse der Quantenpunkte

In dem Kapitel 5 – Ergebnisse – ist jeweils nur das Messergebnis dargestellt, an dem sich der untersuchte Effekt am besten zeigt. In diesem Abschnitt werden die Messergebnisse, soweit sie zu den anderen Quantenpunkten vorliegen, gezeigt.

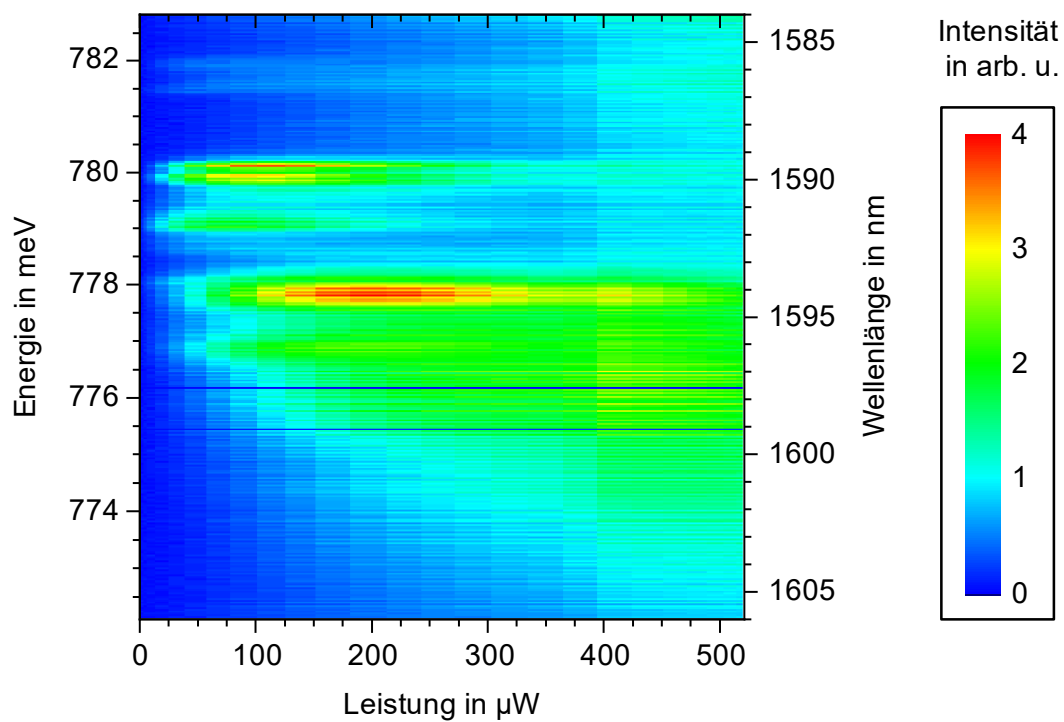


Abbildung A.1: Leistungsabhängige Photolumineszenzmessung an der offenen Diode unter der Apertur $1e$; gemessen mit dem Detektor der Firma Hamamatsu bei einer Integrationszeit von 13 min pro Spektrum.

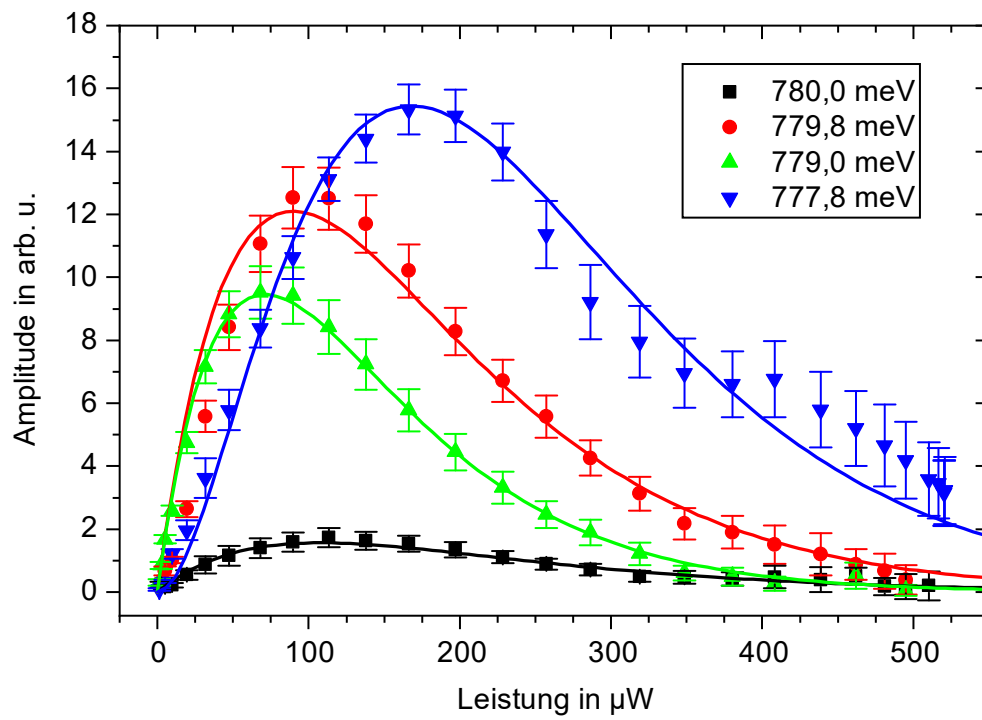


Abbildung A.2: Auftragung der Amplituden der Gauß-Verteilungen gegen die Anregungsleistung; die Gauß-Verteilungen wurden an die stärksten Linien in Abbildung A.1 angefitet; gewählte Zuordnung: 779,8 meV: X^0 ; 780,0 meV: X^+ ; 779,0 meV: X^- und 777,8 meV: $2X^0$.

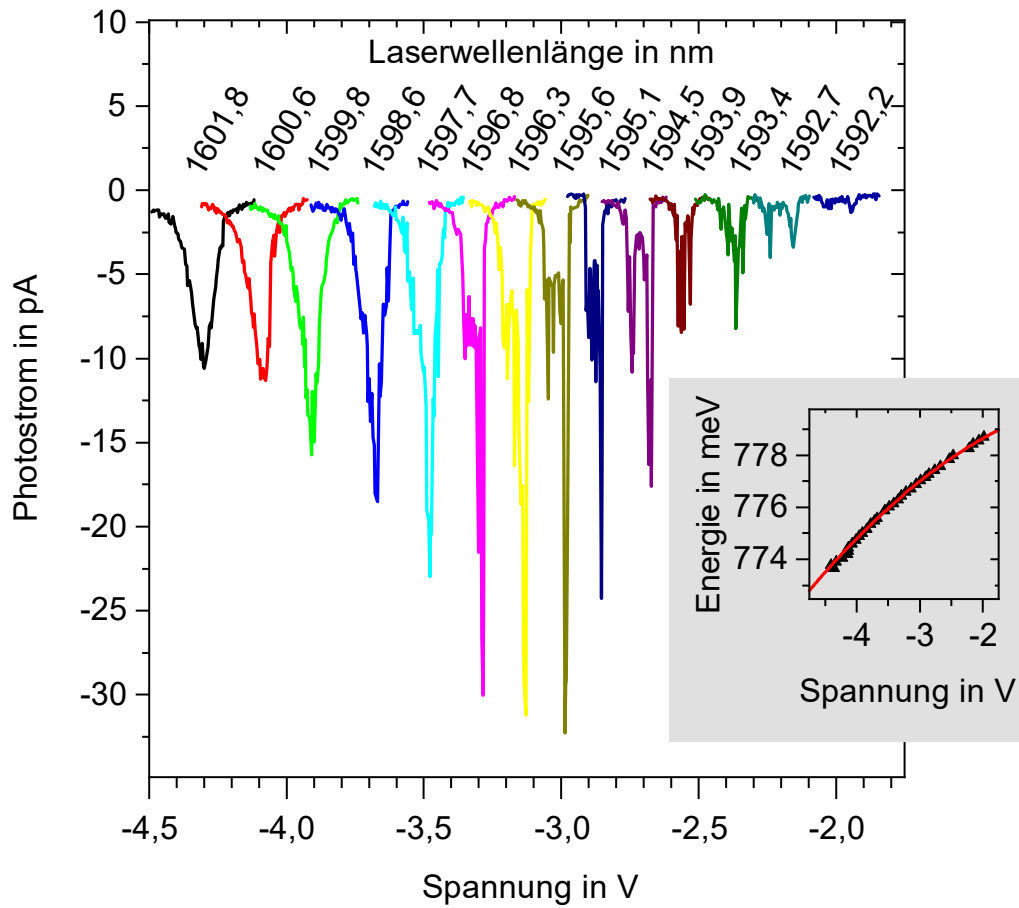


Abbildung A.3: Hochaufgelöste Photostromspektren bei verschiedenen Anregungslaserwellenlängen des Quantenpunktes unter der Apertur $1e$; Linienverbreiterung zu negativeren Spannungen aufgrund der höheren Tunnelrate; erhöhtes Rauschen durch spektrale Diffusion; Nebendiagramm: Kalibrierung der Energieskala über den Quantum-Confined-Stark-Effekt.

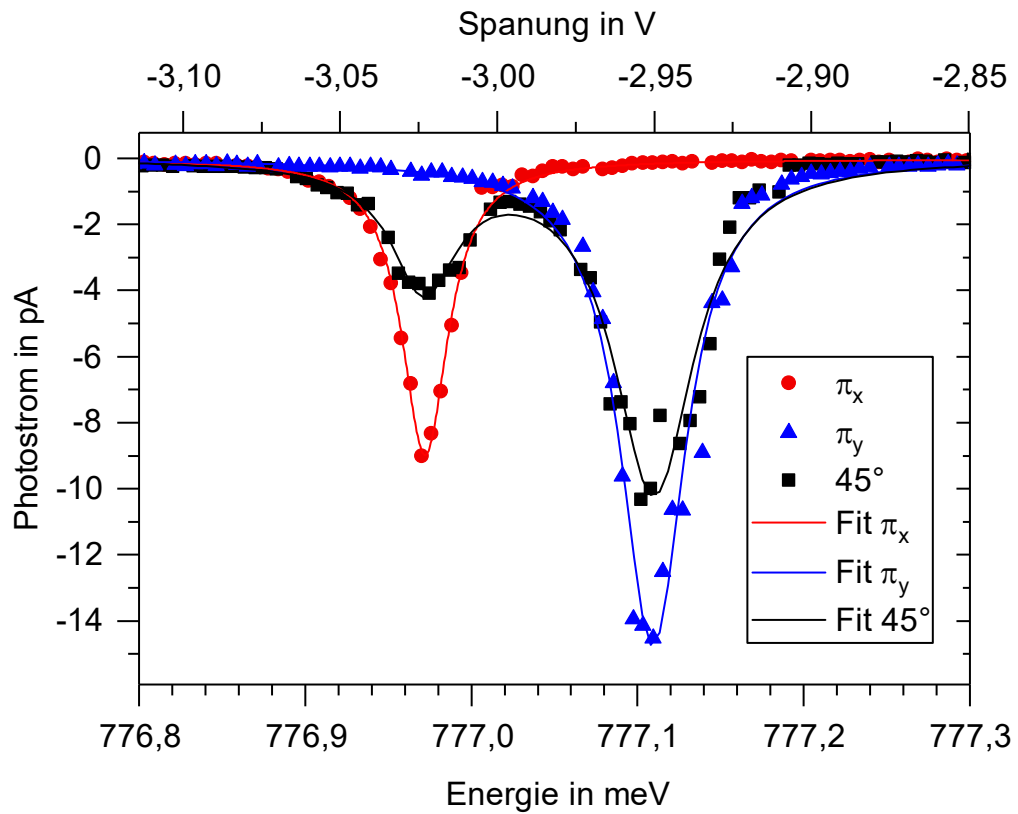


Abbildung A.4: Polarisationsabhängige Untersuchung der Feinstrukturaufspaltung des Quantenpunktes unter der Apertur $1e$ bei einer Laserwellenlänge von 1595 nm; an die Messdaten wurden Lorentz-Verteilungen angefitet.

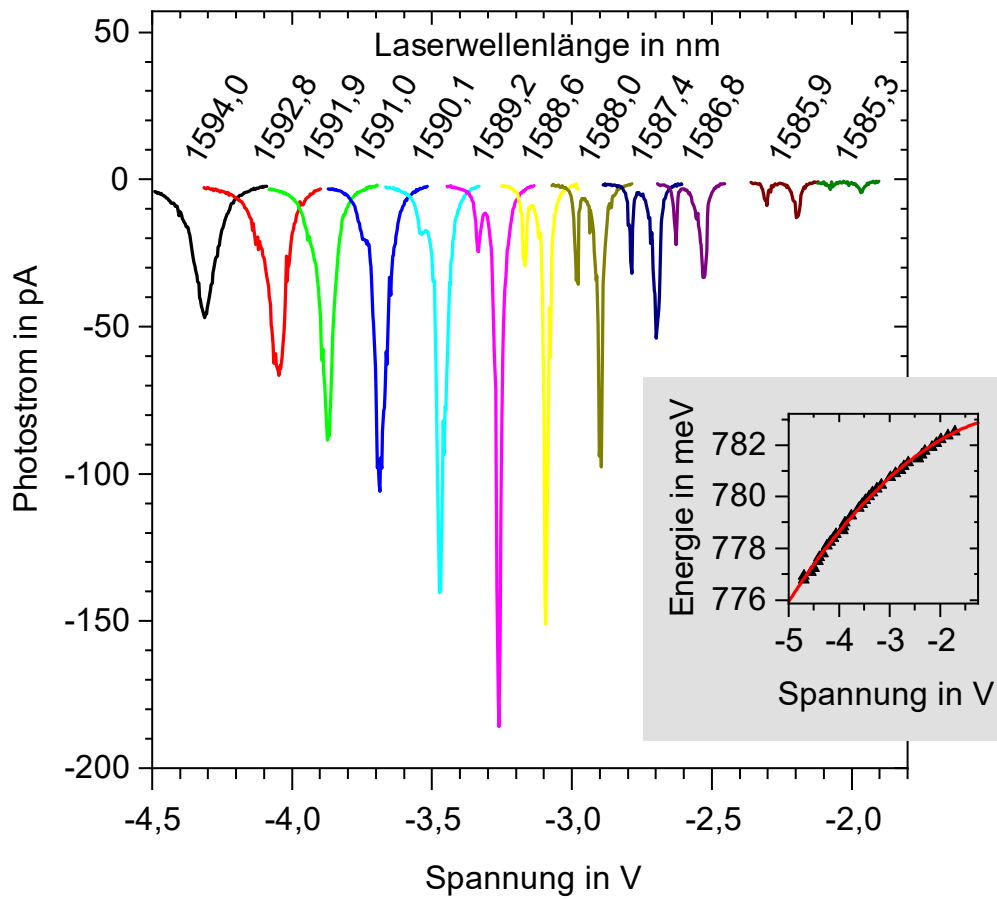


Abbildung A.5: Hochaufgelöste Photostromspektren bei verschiedenen Anregungslaserwellenlängen des Quantenpunktes unter der Apertur 3d; vollständig aufgelöste Feinstrukturaufspaltung; Linienverbreiterung zu negativeren Spannungen aufgrund der höheren Tunnelrate; Nebendiagramm: Kalibrierung der Energieskala über den Quantum-Confined-Stark-Effekt.

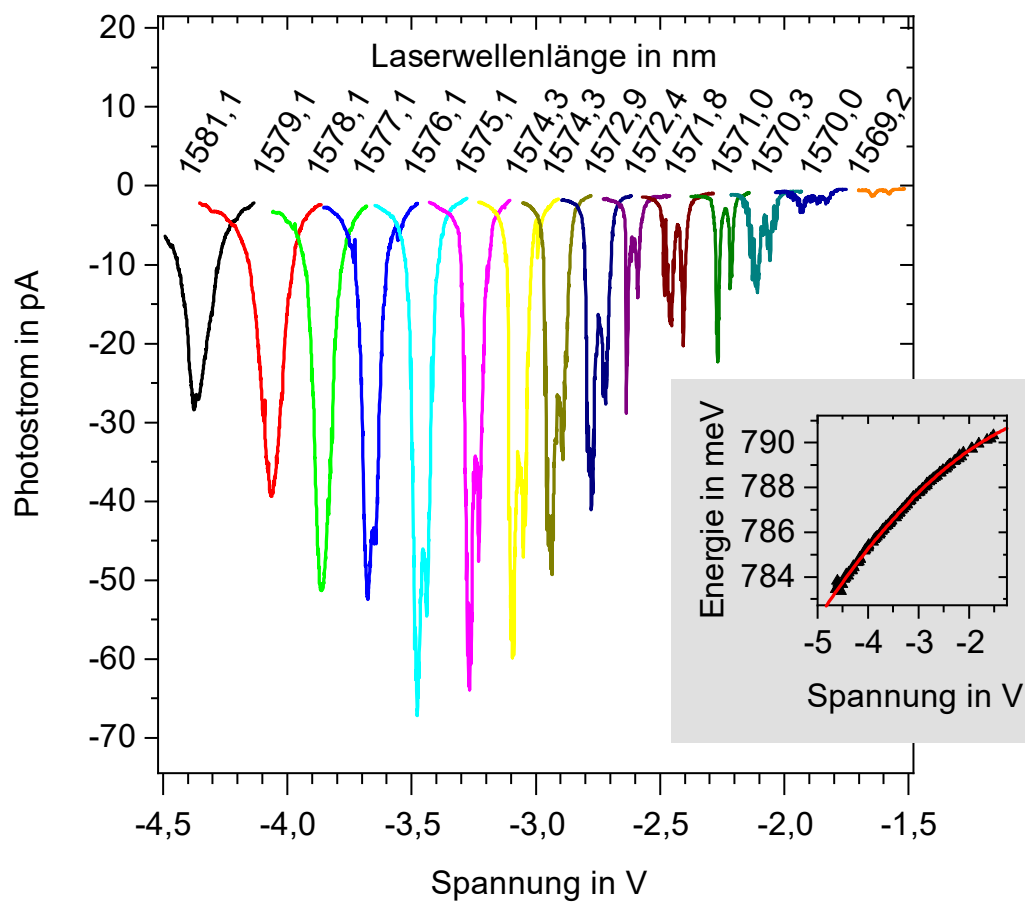


Abbildung A.6: Hochaufgelöste Photostromspektren bei verschiedenen Anregungslaserwellenlängen des Quantenpunktes unter der Apertur 4b; vollständig aufgelöste Feinstrukturaufspaltung; Linienverbreiterung zu negativeren Spannungen aufgrund der höheren Tunnelrate; Rauschen durch spektrale Diffusion; Nebendiagramm: Kalibrierung der Energieskala über den Quantum-Confined-Stark-Effekt.

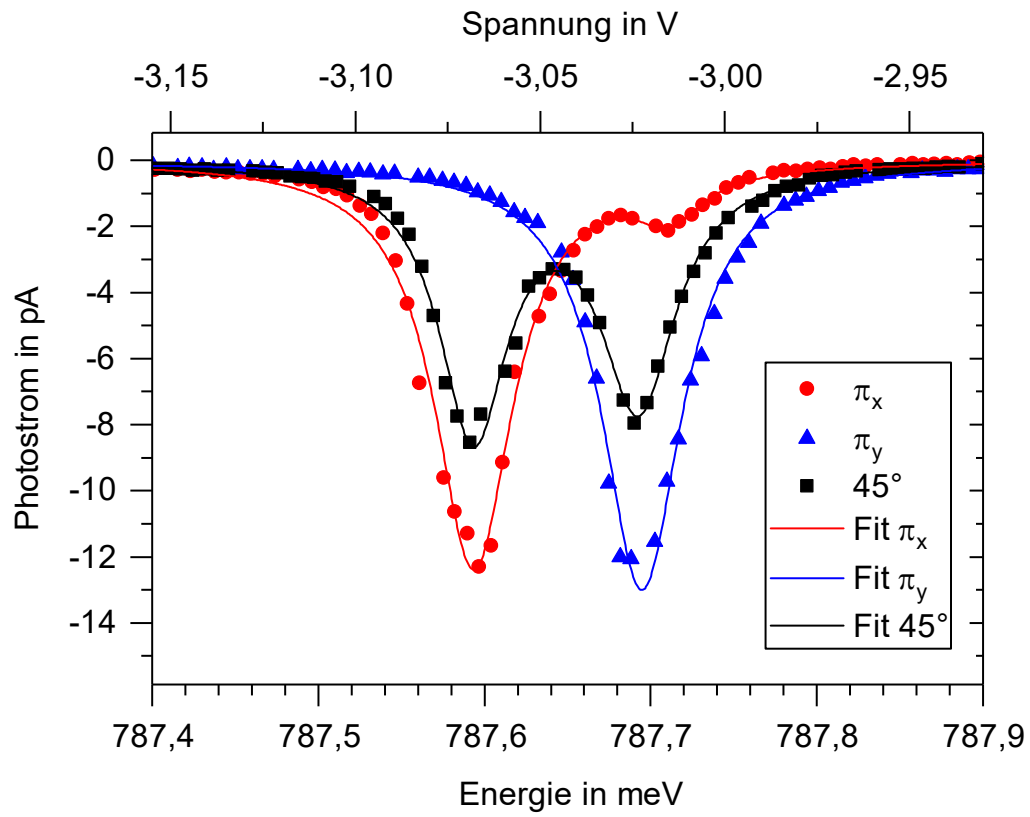


Abbildung A.7: Polarisationsabhängige Untersuchung der Feinstrukturaufspaltung des Quantenpunktes unter der Apertur 4b bei einer Laserwellenlänge von 1573 nm; an die Messdaten wurden Lorentz-Verteilungen angefüttet.

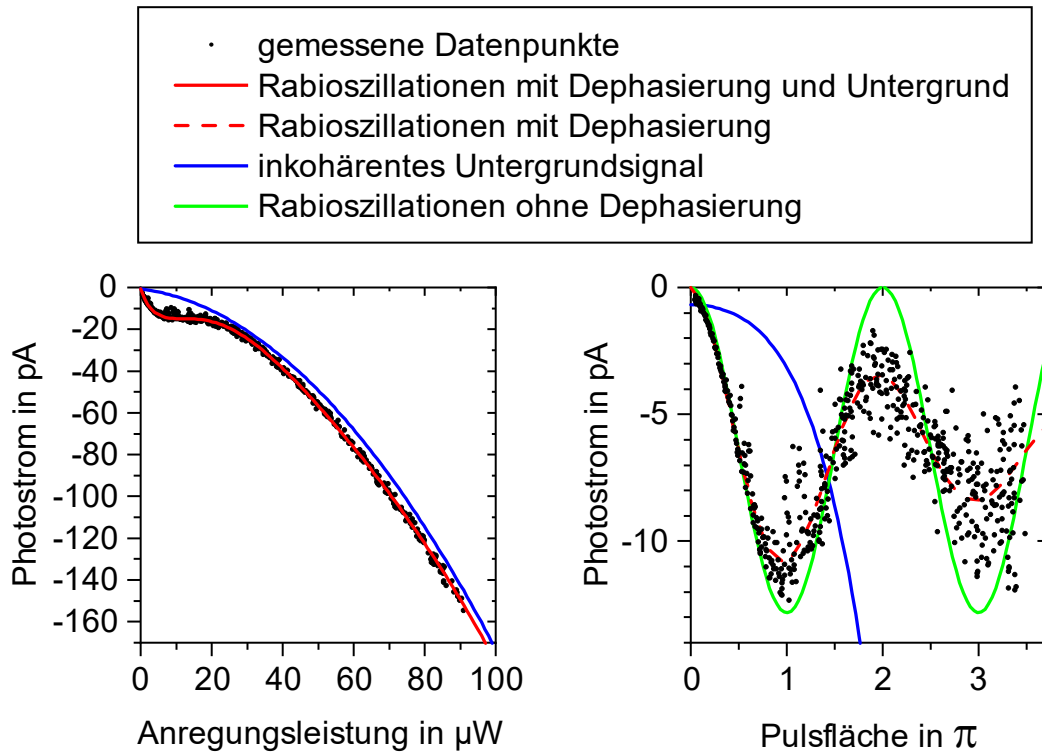


Abbildung A.8: Rabi-Oszillationen bei einer Spannung von $-2,7\text{ V}$ und einer OPO-Wellenlänge von 1589 nm an der Apertur 3d. a) Im Photostrom gemessene Rabi-Oszillationen als Funktion der Anregungsleistung mit linearem und quadratischem inkohärentem Untergrund. b) Selbe Rabi-Oszillationen gegen die Pulsfläche aufgetragen, der Untergrund (blaue Linie) wurde subtrahiert.

A.2 Eingabe-Code für nextnano

Eingabedatei zur Berechnung des Bandverlaufs in Abbildung 3.1 b):

```
#Berechnung der InAs/InP-Proben aus Kassel. Hier Probe: Ka-B0782_

global{
  simulate1D{}          #Simulation in nur einer Dimension

  crystal_zb{          #Zinkblende-Struktur
    x_hkl = [1, 0, 0]  #Festlegung der Kristallrichtungen
    y_hkl = [0, 1, 0]
  }

  substrate{ name = "InP" } #Als Substrat wird InP verwendet

  temperature = 4E0     #Temperatur in Kelvin
}<>

grid{
  xgrid{               #Simulation entlang einer Linie
    line{
      pos = -0.0-0.1-500.0 #von 500,1 nm
      spacing = 0.1        #mit einer Auflösung von 0,1 nm
    }
    line{
      pos = 300.0+0.1+500.0 #bis 800,1 nm
      spacing = 0.1        #mit einer Auflösung von 0,1 nm
    }
  }

  periodic{ x = no }   #keine periodische Struktur
}<>

structure{
  output_region_index{ boxes = no }
  output_material_index{ boxes = no }
  output_alloy_composition{ boxes = no }
  output_impurities{ boxes = no }

  region{
    everywhere{}
    binary{ name = "InP" } #wenn kein Material definiert ist,
  } #wird InP verwendet

  region{
    line{ x = [-500.0, 0.0] } #Bereich der n-Schicht
    doping{
      constant{
        name = "n-Si-in-InP"
        conc = 4.0e18        #Dotierungskonzentration
      }
    }
  }

  region{
    line{ x = [300.0 , 300.0+500.0] } #Bereich der p-Schicht
    doping{
      constant{

```

```

        name = "p-Be-in-InP"
        conc = 2.5e18                #Dotierungskonzentration
    }
}

region{
    line{ x = [0E0, 150E0] }        #Bereich des InAlGaAs
    quaternary_constant{
        name = "Al(x)Ga(y)In(1-x-y)As"
        alloy_x = 0.24E0
        alloy_y = 0.23E0
    }
}

region{
    line{ x = [150E0, 153E0] }      #Der Quantenpunkt wird durch einen
    binary{ name = "InAs" }         #3 nm breiten InAs-Film simuliert,
}                                     #so folgt eine Übergangsenergie von
                                        #0,7481 eV.

region{
    line{ x = [153E0, 300E0] }      #Bereich des InAlGaAs
    quaternary_constant{
        name = "Al(x)Ga(y)In(1-x-y)As"
        alloy_x = 0.238E0
        alloy_y = 0.234E0
    }
}

region{
    line{ x = [-0.1-500.0, -500.0]} #Position des linken Kontakts
    contact{ name = "leftgate" }
}

region{
    line{ x = [300.0+500.0, 300.1+500.0]} #Position des rechten Kontakts
    contact{ name = "rightgate"}
}
}<>

contacts{                            #Definition der Kontakteigenschaften
    ohmic{
        name = "leftgate"
        bias = 0.0                    #0 V
    }

    ohmic{
        name = "rightgate"
        bias=0.0                      #0 V
    }
}<>

impurities{                            #Definition der Dotierungseigenschaften
    donor{
        name = "n-Si-in-InP"
        energy = -1000                #Um die Störstellenleitung zu simulieren,
        degeneracy = 2                #wird eine negative Ionisierungsenergie
    }                                     #angegeben.

    acceptor{
        name = "p-Be-in-InP"

```



```

    energy = -1000          #Um die Störstellenleitung zu simulieren,
    degeneracy = 42        #wird eine negative Ionisierungsenergie
  }                        #angegeben.
}<>

classical{                #Bänder die Berechnet werden sollen
  Gamma{
  HH{
  LH{
  SO{
  output_bandedges{ averaged = no }
}<>

strain{                   #Definition der Verspannung
  pseudomorphic_strain{
}<>

poisson{                 #Ausgabedaten des Poisson-Lösers
  output_potential{
  output_electric_field{
}<>

currents{                #Ausgabedaten des Strom-Lösers
  output_fermi_levels{
}<>

quantum {
  region{
    name = "Quantum_Region_Quantenpunkt"
    x = [141.5E0, 161.5E0]    #der Simulationsbereich muss klein
    no_density = no         #gewählt werden, sonst werden die
                           #Zustände außerhalb des Quantenpunktes
                           #berechnet.
    boundary{ x = dirichlet } #am Rand muss die Amplitude der
                           #Wellenfunktion 0 sein.
    Gamma{ num_ev = 5 }     #Anzahl der Wellenfunktionen
    HH{ num_ev = 5 }       #Anzahl der Wellenfunktionen
    output_wavefunctions{
      max_num = 9999
      all_k_points = yes
      amplitudes = no
      probabilities = yes
      scale = 0.4
    }
  }
}<>

output{                   #Ausgabeverzeichnis
  directory =
  "../InP_1DQuantumConfinedStarkEffectMitKontakten_nnp/CP_QuS0.4"
}<>

run{                      #Lösungsverfahren die Benutzt werden
  solve_strain{
  solve_current_poisson{
  solve_quantum{
}<>

```

A.3 Details zur Technologie

Tabelle A.1: Übersicht über die nasschemischen Ätzreihen

Waferstück	Probenaufbau	Teilstück	Vorbehandlung	Chemikalie I	Teile der Chemikalie I	Chemikalie II	Teile der Chemikalie II	Chemikalie III	Teile der Chemikalie III	Chemikalie IV	Teile der Chemikalie IV	Ätzrate in nm/min	Bemerkung
B0386	1000 nm p-InP Substrat	B2		H ₃ PO ₄	1	HCl	1					390 +/- 10	
		B3		HCl	1	H ₂ O	1					400	
		B4		HCl	1	H ₂ O	2					0	
		B5		HCl	2	H ₂ O	1					6800	
		B6		HCl	1	H ₂ O	2					70/5=14	
		B7		HCl	1	H ₂ O	5					0	
		B8		HCl	2	H ₂ O	3					80	
		B9		H ₃ PO ₄	1	HCl	1					400 +/- 20	
		B10		H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	10			30/5=6	
		C3		HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	H ₂ O	1
C4a		HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	H ₂ O	2	45 +/- 8	sehr stark
C4d		HCl	1	HNO ₃	1	H ₂ O	2	H ₂ O	2		15 +/- 10	unterätzt	
B0607	100 nm InAlGaAs	A		H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	10			175/5=35	
	2 ML InAs	B		HCl	1							7600	
	50 nm InAlGaAs	B1		HCl	2	H ₂ O	3					0	
	100 nm InP Substrat	C		HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	235 +/- 25	unterätzt
B0782	500 nm p-InP	B1		HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	185	
	150 nm InAlGaAs	B2a	legierte	HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	40 bis 130	stark unterätzt;
	5 ML InAs	B2b	Metallkontakte	HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	40 bis 100	ungleichmäßiger Ätzprozess
	150 nm InAlGaAs	C1		HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	50 bis 160	
	500 nm n-InP	C2	Metallkontakte	HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	30 bis 160	
	Substrat	C3	legierte	HCl	1	H ₃ PO ₄	1	H ₂ O ₂	1	H ₂ O	1	33 bis 160	

Tabelle A.2: Kompletter Prozessplan der InAs/InP-Probe

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien	Bemerkungen zum Prozess
1	Grundreinigung der Probe				
1.1	US-Reinigung Ac	100% / 55 °C	60 s	Aceton	
1.2	Spülen Ac	-	-	Aceton	
1.3	Spülen IPA	-	-	IPA	Oberfläche der Probe darf nicht trocknen
1.4	US-Reinigung IPA	100% / 55 °C	60 s	IPA	
1.5	Spülen IPA	-	-	IPA	
1.6	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
2	Vorbereitung für Plasmaätzen				
2.0	Dehydrieren	130 °C	10 min		Auf Heizplatte
2.1	Belackung 45-25	4500 1/min	60 s	AZ 6624	
2.2	Prebake 120-60	105 °C	60 s		Auf Heizplatte
2.3	Belichten: Ätzstruktur	-	9 s bis 11 s		
2.4	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF	
2.5	Spülen H ₂ O	-	2 min	H ₂ O	
2.6	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
2.7	Postexposurebake	120 °C	60 s		Auf Heizplatte
3	Plasmaätzen				
3.1	Ätzen	2 mTorr RF 23 W ICP 60 W	Ätzen 4 min Pause 2 min Loop 8x	Ar 4,5 sccm SiCl ₄ 4,5 sccm	
3.2	Lack ablösen	60 °C bis 70 °C	Ca. 1 h bis 2 h	Remover PG	Auf Heizplatte, abdecken!
3.3	Lackreste entfernen	-	Ca. 60 s	Remover PG	US-Bad
3.4	Spülen IPA	-	Ca. 60 s	IPA	US-Bad
3.5	Spülen H ₂ O	-	-	H ₂ O	
3.6	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
4	n-Kontakte aufdampfen und legieren				
4.1	Dehydrieren	130 °C	10 min		Auf Heizplatte
4.2	Belackung LOR	4000 1/min	60 s	LOR	2 s ramp up
4.3	Prebake LOR	150 °C	2 min	-	Auf Heizplatte
4.4	Belackung 45-12	4500 1/min	60 s	AZ 6612	Kein ramp up
4.5	Prebake 105-60	105 °C	60 s	-	Auf Heizplatte
4.6	Belichten: n-Kontakt	-	12 s		
4.7	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF	
4.8	Neutralisation	-	180 s	H ₂ O	Spülen
4.8 b	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
4.9	Auf Objektträger kleben	120 °C	< 30 s	Aceton-löslicher Heißkleber	Auf Heizplatte
4.10	Aufdampfen CrNi 50	5 nm	-	CrNi 50:50	
4.11	Audampfen Ge 50	5 nm	-	Ge	
4.12	Aufdampfen Au 50	5 nm	-	Au	

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien	Bemerkungen zum Prozess
4.13	Aufdampfen CrNi 50	5 nm	-	CrNi 50:50	
4.14	Aufdampfen Au 2000	200 nm	-	Au	
4.15	Probe von Objektträger lösen	135 °C	< 20 s	-	Auf Heizplatte
4.16	Heißkleber entfernen	-	-	Aceton	Mit Filterpapier
4.17	Liftoff	60 °C	30 min	PG Remover	
4.18	Spülen PG	-	-	PG Remover	Lackreste vollst. Entfernen im Bgl.
4.19	Spülen IPA	-	-	IPA	
4.20	Spülen H ₂ O	-	-	H ₂ O	
4.21	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
4.22	Legieren	390 °C	30 s	Vakuum-Annealing	
5	p-Kontakte				
5.1	Dehydrieren	130 °C	10 min		Auf Heizplatte
5.2	Belackung TI 35 ES	4500 1/min	45 s	TI 35 ES	10 s ramp up
5.3	Prebake TI 35 ES	105 °C	2 min	-	Auf Heizplatte
5.4	Belichtung: p-Kontakte	-	36 s – 38 s	-	
5.5	Delay	-	> 30 min	-	
5.6	Reverse bake	125 °C	2 min		Auf Heizplatte
5.7	Floodexposure	-	10 min bis 12 min		Flutbelichter
5.8	Entwickeln AZ 400		60 s bis 90 s	AZ 400 : H ₂ O – 1 : 4	
5.9	Neutralisation	-	90 s	H ₂ O	Spülen
5.10	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
5.11	Auf Objektträger kleben	120 °C	< 30 s	Aceton-löslicher Heißkleber	Auf Heizplatte
5.12	Aufdampfen Ge 400	40 nm	-	Ge	
5.13	Aufdampfen Au 400	40 nm	10 Hz/s bis 30 Hz/s	Au	
5.14	Aufdampfen Ge 400	40 nm	-	Ge	
5.15	Aufdampfen Au 800	80 nm	100 Hz/s bis 305 Hz/s	Au	
5.16	Probe von Objektträger lösen	135 °C	< 20 s	-	Auf Heizplatte
5.17	Heißkleber entfernen	-	-	Aceton	Mit Filterpapier
5.18	Liftoff	50 °C	30 min	PG Remover	
5.19	Spülen PG	-	-	PG Remover	Lackreste vollst. Entfernen im Bgl.

Laufende Nummer	Prozessschritt	Parameter	Dauer	Chemikalien	Bemerkungen zum Prozess
5.20	Spülen IPA	-	-	IPA	
5.21	Spülen H ₂ O	-	-	H ₂ O	
5.22	Trocknen N ₂	-	-	N ₂	
5.23	Legieren	400 °C	120 s	Vakuum-Annealing	
6	Al-Pads				
6.1	Reinigung Ac	-	-	Aceton	Auf Spinner
6.1 b	Reinigung IPA	-	-	IPA	Auf Spinner
6.2	Belackung 50-12	5000 1/min	60 s	AZ 6612	Kein ramp up
6.3	Prebake 105-60	105 °C	60 s	-	Auf Heizplatte
6.4	Belichten: Al-Pads	-	9 s	-	
6.5	Entwickeln	-	60 s	AZ 726 MIF	
6.6	Aufdampfen Al 400	40 nm		Al	
6.7	Liftoff	60 °C; 20%	20 min	Aceton	US-Bad
7	Al-Nahfeldaperturen				
7.1	Reinigung Ac	-	-	Aceton	Auf Spinner
7.1 b	Reinigung 2-Pr	-	-	IPA	Auf Spinner
7.2	Belacken 50-PMMA	5000 1/min	60 s	950PMMA A	
7.3	Prebake 180-90	180 °C	90 s	-	Auf Heizplatte
7.4	E-beam belichten	-	-	-	
7.5	Entwickeln	-	30 s	MIBK + IPA	
7.6	Ätzen		20 s	1% KOH	
7.7	Lackentfernen			Aceton	Auf Spinner

Tabelle A.3: Übersicht über die verwendeten Chemikalien

Kurz Bezeichnung	Bezeichnung	Hersteller	Verwendung
Aceton	Aceton	MicroChemicals	Reinigung; Lösemittel
IPA	2-Propanol; Isopropanol	MicroChemicals	Reinigung; Lösemittel
AZ 6624	AZ 6624	MicroChemicals	Fotolack
AZ 726 MIF	AZ 726 MIF	MicroChemicals	Entwickler
Remover PG	NMP; 1-Methyl-2-pyrrolidon	MicroChemicals	Lösemittel; Reinigung
LOR	LOR A	MicroChem	Fotolack
AZ 6612	AZ 6612	MicroChemicals	Fotolack
TI 35 ES	TI 35 ES	MicroChemicals	Umkehrlack
AZ 400	AZ 400	MicroChemicals	Entwickler
950PMMA A	950PMMA A	MicroChem	Fotolack
MIBK	Methylisobutylketon	MicroChemicals	Lösemittel; Reinigung
KOH	Kaliumhydroxid	MicroChemicals	Ätzen

A.4 Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

In diesem Abschnitt werden die Symbole und Abkürzungen aufgelistet, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Es war nicht immer möglich für jede physikalische Größe ein eigenes Symbol zu verwenden. Aus dem Zusammenhang sollte jedoch deutlich werden, welche Bedeutung gemeint ist. Symbole mit ähnlichen Bedeutungen, zum Beispiel unterschiedlichen Indizes, werden durch ein Komma getrennt.

Teilchenkonfigurationen im Quantenpunkt

0^0	leerer Quantenpunkt
0^+	Loch im Quantenpunkt
0^{+*}	Loch in der p-Schale des Quantenpunktes
$0_{1T}^{2+*}, 0_{2T}^{2+*}$	zwei Löcher in einer Triplettkonfiguration
0_{3S}^{2+*}	zwei Löcher in einer Singulettkonfiguration
0^-	Elektron im Quantenpunkt
0^{-*}	Elektron in der p-Schale des Quantenpunktes
0_{1T}^{2-*}	zwei Elektronen in einer Triplettkonfiguration
0_{2S}^{2-*}	zwei Elektronen in einer Singulettkonfiguration
X^0	neutrales Exziton
X^+	einfach positiv geladenes Exziton
X^{+*}	angeregtes einfach positiv geladenes Exziton
$X_{1T}^{+*}, X_{2T}^{+*}, X_{3T}^{+*}$	einfach positiv geladenes Exziton, Triplettkonfiguration
X_{4S}^{+*}	einfach positiv geladenes Exziton, Singulettkonfiguration
X^{2+}	doppelt positiv geladenes Exziton
X^{3+}	dreifach positiv geladenes Exziton
X^-	einfach negativ geladenes Exziton
X^{-*}	angeregtes einfach negativ geladenes Exziton
$X_T^{-*}, X_{1T}^{-*}, X_{2T}^{-*}, X_{3T}^{-*}$	einfach negativ geladenes Exziton, Triplettkonfiguration
X_{4S}^{-*}	einfach negativ geladenes Exziton, Singulettkonfiguration
X^{2-}	doppelt negativ geladenes Exziton
$2X^0$	neutrales Biexziton
$2X^+$	einfach positiv geladenes Biexziton
$2X^-$	einfach negativ geladenes Biexziton

Quantenmechanische Zustände im Quantenpunkt

$ 0\rangle$	Grundzustand
$ X\rangle$	Exziton, das an das horizontal polarisierte Lichtfeld koppelt
$ Y\rangle$	Exziton, das an das vertikal polarisierte Lichtfeld koppelt
$ \downarrow\rangle$	Elektron mit Spin $-1/2$
$ \uparrow\rangle$	Elektron mit Spin $1/2$
$ \Downarrow\rangle$	Schweres Loch mit magnetischer Quantenzahl $-3/2$

$|\uparrow\rangle$ Schweres Loch mit magnetischer Quantenzahl 3/2

Physikalische Größen

A	Wahrscheinlichkeit der Poisson-Verteilung
A_0	Amplitude der Gauß-Verteilung
A_C	Fläche des Plattenkondensators
A_{L1}, A_{L2}	Amplituden der Lorentz-Verteilungen
A_{X0}	Einstein-Koeffizient der spontanen Emission
B	Bild
B_{0X}	Einstein-Koeffizient der Absorption
B_{X0}	Einstein-Koeffizient der induzierten Emission
C	Kapazität
c	Lichtgeschwindigkeit
C_2	einfache Drehsymmetrie des Quantenpunktes und des Gitters
$C_{2,v}$	Spiegelsymmetrie des Quantenpunktes und des Gitters
d	Plattenabstand des Plattenkondensators
D_A	Durchmesser der Asphäre
D_{2d}	Rotationssymmetrie des Quantenpunktes und des Gitters
d_{\min}	Minimale Ortsauflösung
d_{Pixel}	Kantenlänge der Kamerapixel
$e^x, \exp(x)$	Exponentialfunktion des Wertes x
$e = e $	Elementarladung
E	Energie
ΔE	Energie Differenz
E_{conf}	Einschlusspotential der Ladungsträger im Quantenpunkt
E_{dip}	Energie eines Dipols
E_{FSS}	Energie der Feinstrukturaufspaltung
E_X	Energie des Exzitons
F, \vec{F}	elektrische Feld
f	Widerholfrequenz
F_0	Einhüllende des elektrischen Feldes
F_A	Amplitude des elektrischen Feldes
f_A, f_{Obj}	Brennweite des Objektivs, der Asphäre
f_{Tub}	Brennweite der Tubuslinse
g	Form des Linienprofils
\hat{H}	Hamilton-Operator des Zweiniveausystems
h	plancksches Wirkungsquantum
\hbar	reduziertes plancksches Wirkungsquantum
\hat{H}_{el}	Hamilton-Operator des reinen Zwei-Niveausystems
$\hat{H}_{\text{el,Licht}}$	Hamilton-Operator der Wechselwirkung zwischen Licht und Zwei-Niveausystem

I	Strom
i	imaginäre Einheit
I_0	Offsetstrom
I_a	Amplitude des kohärenten Photostromsignals
I_D	Dunkelstrom
I_{PL}	Photolumineszenz Intensität
J	Gesamtdrehimpuls
k_B	Boltzmann-Konstante
l_1, l_2	Hebelarm der Probenstruktur
m^*	effektive Masse
m_0	Masse des freien Elektrons
m_z	Projektion des Gesamtdrehimpulses, magnetische Quantenzahl
n	Ordnung der Poisson-Verteilung
O	Objekt
P	optische Leistung
\hat{P}	Operator der Polarisation
\vec{p}	klassisches Dipolmoment
p_X, \vec{p}_X	statisches Dipolmoment des Exzitons
Q, q	Ladung
r, \vec{r}	Abstand
R_C	Kontaktwiderstand
R_{Ph}	Photonenrate
r_X, \vec{r}_X	Abstand zwischen den Ladungsschwerpunkten des Exzitons
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
T	Temperatur
t	Zeit
Δt	Integrationszeit
T_1	Lebensdauer
T_2	Dephasierungszeit
T_2^*	reine Dephasierungszeit
U, U_0, U_1	Spannung
U_{BI}	Eingebaute Spannung
U_c, U_{c1}, U_{c2}	Peakposition der Lorentz-Verteilung
w_0	Radius der Strahltaile
x, \vec{x}	Ort
z, \vec{z}	Richtung, Wachstumsrichtung
z_{QD}	Höhe des Quantenpunktes
α_X	Polarisierbarkeit des Exzitons
β, β_1, β_2	Proportionalitätsfaktoren des inkohärenten Photostroms
$\gamma, \gamma_1, \gamma_2$	Halbwertsbreiten der Linienprofile
γ_{hom}	Homogene Linienbreite

γ_{nat}	Natürliche Linienbreite
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
η	Quanteneffizienz
θ	Pulsfläche
κ	Abklingkoeffizient der leistungsabhängigen Dämpfung
Λ	Proportionalitätskonstante
λ	Wellenlänge
λ_c	Zentralwellenlänge
$\mu_{0X}, \vec{\mu}_{0X}$	Dipolmatrixelement
π_x	horizontal polarisiertes Licht
π_y	vertikal polarisiertes Licht
$\hat{\rho}$	Dichtematrix
$\rho_{00}, \rho_{0X}, \rho_{X0}, \rho_{XX}$	Komponenten der Dichtematrix
σ	Standardabweichung der Gauß-Verteilung
σ^+	rechts zirkular polarisiertes Licht
σ^-	links zirkular polarisiertes Licht
τ	Breite der Laserpulse
τ_{AC}	Autokorrelationsbreite
τ_{tunnel}	inverse Tunnelrate
φ	Phasenfaktor des Laserfeldes
Ω	Rabi-Frequenz
ω	Kreisfrequenz
ω_0, ω_X	Kreisfrequenz der Zustände des Exzitons
ω_L	Kreisfrequenz des Lasers

Chemische Verbindungen

Al	Aluminium
Ar	Argon
As	Arsen
Au	Gold
AlAs	Aluminiumarsenid
Be	Beryllium
CdSe	Cadmiumselenid
CrNi	Chrom-Nickel
ErAs	Erbiumarsenid
ErSb	Erbiumantimonid
Ge	Germanium
GaAs	Galliumarsenid
GaN	Galliumnitrid
GaInP	Galliumindiumphosphid
In	Indium

InAs	Indiumarsenid
InP	Indiumphosphid
InAlAs	Indiumaluminiumarsenid
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InAlGaAs	Indiumaluminiumgalliumarsenid
KOH	Kalilauge
Mg	Magnesium
Nd	Neodym
O	Sauerstoff
P	Phosphor
Pb	Blei
PbSe	Bleiselenid
Si	Silizium
Sn	Zinn
SiC	Siliziumcarbid
SiCl ₄	Siliziumtetrachlorid
SiGe	Siliziumgermanium
Ti	Titan
Zn	Zink
ZnSe	Zinkselenid

Abkürzungen

arb. u.	willkürliche Einheiten
CB	Leitungsband
CCD	Charge-coupled device
cw	continuous wave, im Deutschen: dauerstrich
ML	Monolage
OPO	optischer parametrischer Oszillator
VB	Valenzband