



Fakultät für Naturwissenschaften – Department Physik

Ultraschnelle Optoelektronik mit einzelnen Quantenpunkten

Dem Department Physik der Universität Paderborn
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von

Sebastian Krehs

Paderborn, März 2022

Kurzfassung

Viele technologische Anwendungen setzen heutzutage sehr präzise Messinstrumente voraus, wobei viele der herkömmlichen Sensoren an ihre Grenzen stoßen. Einen Lösungsansatz für diese Problematik präsentiert die Quantensensorik. Quantensensoren basieren auf quantenmechanischen Effekten oder stellen selbst einzelne ultrasensitive Quantensysteme dar. In dem verwandten Themenbereich der Quanteninformationsverarbeitung spielt die Kontrolle und Manipulation der kohärenten Phase eines Qubits eine zentrale Rolle. Herkömmlich wird diese Kontrolle rein optisch durch maßgeschneiderte Laserpulse realisiert. Ein neueres Konzept der optoelektronischen Kontrolle basiert dabei auf der Erzeugung einer Besetzung im Quantenpunkt mittels ps-Laserpulse und der kohärenten Kontrolle der Phase durch ultraschnelle elektrische Pulse.

Originäres Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer neuen Methode für das zeitliche Abtasten ultraschneller elektrischer Signale. Als Sensor soll dabei eine niederkapazitive Einzelquantenpunkt-Photodiode eingesetzt werden, wobei durch den Stark-Effekt ein zeitabhängiges elektrisches Signal in eine zeitabhängige Verstimmung der Übergangsenergie des Quantenpunkt-Exzitons umgewandelt wird. Diese Verstimmung kann durch resonante ps-Laserspektroskopie und Detektion des generierten Photostroms vermessen werden. Zur Demonstration der Methode wird dann der zum Laser synchrone elektrische Ausgangspuls eines ultraschnellen CMOS-Schaltkreises abgetastet. Dabei können Anstiegszeiten von wenigen Pikosekunden mit einer Auflösung im mV-Bereich erfasst werden.

In einem weiteren Schritt soll die Phasenkontrolle des Quantensystems durch kohärente optoelektronische Manipulation erfolgen. Dazu soll im Ramsey Experiment nach der Erzeugung der kohärenten Superposition (erster Laserpuls) die Kontrolle der Phase rein elektrisch erfolgen. Das Auslesen basiert auf der Quanteninterferenz (zweiter Laserpuls). Für die elektrische Manipulation des Exzitons soll eine BiCMOS-Schaltung mit Hetero-Bipolar-Endstufe dienen, welche Pulslängen unterhalb von 100 ps bei Amplituden im Bereich von einigen 10 mV generiert.

Im Rahmen dieser Arbeit soll ferner das Ramsey-basierte Sampling zum Abtasten elektrischer Pulse validiert werden. Dabei wird das Phänomen der Quanteninterferenz ausgenutzt um höchste Spannungsauflösungen zu erreichen. Diese Erweiterung des optoelektronischen Samplings zum zeitlichen Abtasten elektrischer Pulse lässt im Vergleich eine bis zu 40-fach höhere Spannungsauflösung erwarten.

Abstract

Many technological applications nowadays require very precise measuring instruments, whereas many of the conventional sensors reach their limits. A solution to this problem is presented by quantum sensors. Quantum sensors are based on quantum mechanical effects or represent single ultrasensitive quantum systems themselves. In quantum information processing, the control and manipulation of the coherent phase of a qubit plays a central role. Conventionally, this control is realized purely optically through tailored laser pulses. A recent concept of optoelectronic control is based on the generation of an occupation in the quantum dot by means of ps laser pulses and the coherent control of the phase by ultrafast electric pulses.

The original aim of this work is to develop a new method for temporal sampling of ultrafast electrical signals. A low-capacitance single-quantum dot photodiode is to be used as a sensor, where a time-dependent electrical signal is converted into a time-dependent detuning of the transition energy of the quantum dot exciton by the Stark effect. This detuning can be measured by resonant ps-laser spectroscopy and detection of the generated photocurrent. To demonstrate the method, the electrical output pulse of an ultrafast CMOS circuit synchronous to the laser is then sampled. Rise times of a few picoseconds can be sampled with a resolution in the mV range.

In a further step, phase control of the quantum system will be achieved by coherent optoelectronic manipulation. For this purpose, in the Ramsey experiment, after the generation of the coherent superposition (first laser pulse), the phase control is realized purely electrical. The readout is based on quantum interference (second laser pulse). A BiCMOS circuit with hetero-bipolar output stage will serve for the electrical manipulation, generating pulse lengths below 100 ps at amplitudes in the range of a few 10 mV.

This work will also validate Ramsey-based sampling for the characterization of electrical pulses. The phenomenon of quantum interference is exploited to achieve highest voltage resolutions. Compared to the first presented methodology for temporal sampling of electrical pulses a 40 times higher voltage might be achieved using this new approach.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Quantenpunkte	5
1.2 Quantum Confined Stark Effekt	10
1.3 Photostromspektroskopie	11
1.4 Photostromsättigung	13
2 Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System.....	15
2.1 Wechselwirkung mit externen elektromagnetischen Feld	15
2.2 Rabi-Oszillationen	17
2.3 Dichtematrix-Formalismus und optische Bloch-Gleichungen.....	18
2.4 Simulation der experimentellen Daten	20
2.5 Blochvektor und Blochkugel	22
3 Quantenpunkt-Photodioden für die ultraschnelle elektrische Manipulation	25
3.1 Konzept niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden	25
3.2 Herstellung niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden.....	27
4 Experimentelle Instrumentierung	33
4.1 Konzeptionelle experimentelle Ausführung	33
4.2 SiGe-Schaltkreise für die Generation ultraschneller elektrischer Pulse	42
4.3 Systemintegration: SiGe-Schaltkreis QD-Photodiode	45
5 Charakterisierung einzelner Quantenpunkte.....	51
5.1 Photolumineszenzmessungen	51
5.2 Photostromspektroskopie.....	54

6 Optoelektronisches Sampling	71
6.1 Grundlegendes Prinzip des optoelektronischen Samplings	71
6.2 Konzept des optoelektronischen Samplings	72
6.3 Experimentelle Voraussetzungen für das optoelektronische Sampling	75
6.4 Demonstration des optoelektronischen Samplings	78
6.5 Theoretische Überlegungen zum Sampling Konzept	87
6.6 Optoelektronisches Sampling: Zeitscans	89
7 Elektrische Phasenkontrolle des Exzitons	93
7.1 Quanteninterferenz unter dem Einfluss elektrischer Pulse	94
7.2 Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons	96
7.3 Quantitative Auswertung der Exziton Phasenkontrolle.....	105
8 Ramsey-basierte Sampling Methode.....	111
8.1 Abschätzung zur Auflösungsgenauigkeit des Ramsey-basierten Samplings	119
9 Zusammenfassung und Ausblick.....	125

Einleitung

Der Fortschritt in der modernen Gesellschaft geht mit einem enormen Anspruch an technologische Anwendungen einher. Basieren diese auf Prinzipien der klassischen Physik, so erreichen sie gegenwärtig ihre technologischen Grenzen. Ein Ansatz, um in noch unerreichte Dimensionen vorzustoßen, ist dabei die Applikation der Quantenphysik. Dabei sind die Anwendungsbereiche vielseitig und führen zu einem enormen Entwicklungspotential im Bereich der Quantentechnologien, insbesondere in Sparten wie der Quantenkommunikation, der Quantensimulation, des Quantencomputings und der Quantensorik. Die Anzahl an Förderprojekten auf diesem Themengebieten ist in den letzten Jahren stark gestiegen. Insbesondere aus dem Bereich der Quantensorik sind viele alltagsbezogene Anwendungen hervorgegangen. Der 1964 entwickelte SQUID-Sensor (SQUID: *Superconducting Quantum Interference Device*), für die Messung schwacher magnetischer Felder, war der erste Sensor, bei dem quantenmechanische Effekte ausgenutzt wurden [1]. Neben der Ausnutzung quantenmechanischer Effekte für Quantensensoren führt eine Weiterentwicklung auch zur Nutzung einzelner Quantensysteme selbst als Sensor. Dabei wird deren enorme Sensitivität auf externe Einflüsse ausgenutzt und für die präzise Messung verschiedener physikalischer Größen, wie für elektrische und magnetische Felder [2, 3, 4], für die Temperatur [5, 6] oder auch die Gravitation [7] verwendet. Der Bereich der elektrischen Felder wird bisher mit Konzepten basierend auf Diamant NV-Zentren [8], Rydberg-Atomen [2] oder supraleitenden Schaltungen [9] abgedeckt. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Sensorik auf dem Gebiet der elektrischen Felder ein neues Konzept vorgestellt, welches einzelne Quantenpunkte in einer Photodiodenstruktur als sensitives System verwendet.

Als Sensor sind gerade Halbleiter-Quantenpunkte aufgrund ihrer inneren Struktur mit diskreten Energieniveaus prädestiniert. Diese Quantenpunkte werden auch als künstliche Atome bezeichnet und weisen die Eigenschaft der Kohärenz auf [10, 11]. In Kombination mit der hochentwickelten Halbleitertechnologie stellt dies einen Ansatz mit hoher Skalierbarkeit dar und bildet die Basis für zukünftige, neuartige optoelektronische Bauelemente. Eine Voraussetzung für die Realisierung von solchen Quantenpunkt-basierten funktionalen Strukturen ist dabei die kohärente Kontrolle der Phase des Quantenpunkt-Exzitons [12, 13]. Während diese Phasenkontrolle bisher typischerweise vor allem rein optisch realisiert wurde

[14, 15], kann ein deutlich skalierbarerer, kombinierter optoelektronischer Ansatz zur kohärenten Kontrolle des Exzitons gewählt werden [16]. Hier wird mittels elektrischer Pulse das Quantensystem über den Stark-Effekt verstimmt, so dass die kohärente Phase kontrolliert und manipuliert werden kann. Der Einsatz von maßgeschneiderten Schaltkreisen basierend auf CMOS- und HBT-Technologie für die Erzeugung einstellbarer, elektrischer Pulse wird die Qualität und Flexibilität dieser kohärenten optoelektronischen Kontrolle deutlich verbessern, was Gegenstand der Forschung im Rahmen dieser Arbeit ist.

Struktur der Arbeit:

Zunächst werden im ersten Kapitel allgemeine Grundlagen zu den für das Verständnis der Arbeit bedeutenden Themengebieten, wie der Quantum Confined Stark-Effekt und die Photostromspektroskopie, erläutert. Es folgt eine Behandlung des theoretischen Modells eines Zwei-Niveau-Systems für die Beschreibung der zeitlichen Dynamik eines Quantensystems (Kapitel 2). Auf Basis der optischen Bloch-Gleichungen erfolgt dabei eine Erweiterung des Modells unter der Berücksichtigung von experimentell ermittelten Parametern.

Im dritten Kapitel wird die Struktur und die Herstellung der niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden erläutert. Das experimentelle Setup wird in Kapitel 4 vorgestellt. Das beinhaltet auch das selbstkonstruierte Michelson Interferometer mit hoher Phasenstabilität und die verwendeten SiGe-Schaltkreise für die Erzeugung ultraschneller elektrischer Pulse. Darüber hinaus wird die Systemintegration zwischen den SiGe-Schaltkreisen und den niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden beschrieben.

Das fünfte Kapitel widmet sich der Charakterisierung einzelner Quantenpunkte mittels Photolumineszenz- und Photostrommessungen. Es werden wichtige quantenpunktspezifische Parameter, wie der Stark-Effekt oder die spannungsabhängige Tunnelzeit der Ladungsträger ermittelt.

Der Einsatz der Quantenpunkt-Photodiode als Sensor-Device für das zeitliche Abtasten eines elektrischen Pulses wird in Kapitel sechs beschrieben. Die Leistungsfähigkeit der Methode wird durch das Abtasten des ultraschnellen Ausgangspulses eines SiGe-Schaltkreises belegt.

Dem schließt sich im siebten Kapitel die Präsentation von Ergebnissen zur elektrische Phasenkontrolle des Exzitons an. Ferner erfolgt hier die quantitative Analyse des Zusammenhangs zwischen der elektrisch induzierten Phasenmanipulation und der elektrischen Pulsfäche.

Im achten Kapitel wird das Konzept zum Ramsey-basierten Sampling vorgestellt. Es wird mittels experimenteller Messdaten und Simulationen der physikalische Zusammenhang zwischen dem elektrischen Puls und dem beobachtbaren Photostrom dargelegt. Darüber hinaus erfolgt eine fundierte Abschätzung zur erzielbaren Auflösung der Methode.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Forschungsprojekte.

1 Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst das Themenfeld der Quantenpunkte beleuchtet. Dabei werden neben dem Herstellungsverfahren der Quantenpunkte auch deren elektronische Eigenschaften und Zustände betrachtet. Darüber hinaus werden mit dem Quantum Confined Stark Effekt und der Photostromspektroskopie für das Verständnis und die Interpretation der experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit entscheidende Effekte und Messmethoden erklärt.

1.1 Quantenpunkte

Als Quantenpunkte werden seit 1988 Halbleiter Nanostrukturen bezeichnet, welche in allen drei Raumrichtungen Potentialbarrieren für Ladungsträger ausbilden und somit als 0-dimensionale Systeme angesehen werden können [17]. Ein Quantenpunkt besteht aus $10^3\text{--}10^5$ Atomen und besitzt eine Ausdehnung im Bereich von wenigen nm. Aufgrund des Einschlusspotentials in einem Quantenpunkt bilden sich für Ladungsträger im Quantenpunkt diskrete Energieniveaus aus. Diese deltaförmige Zustandsdichte führt aufgrund der Analogie zum Atom zu dem Begriff „künstliche Atome“ [18, 19].

Die drei wichtigsten Arten von Quantenpunkten sind elektrostatisch definierte Quantenpunkte durch Gate-Elektroden [20, 21], kolloidale Quantenpunkte [22] und selbstorganisierte Quantenpunkte [23]. Da bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ausschließlich mit selbstorganisierten Quantenpunkten gearbeitet wird, sollen im Weiteren nur diese genauer betrachtet werden. An dieser Stelle sei auf weiterführende Literatur [24–29] verwiesen.

Die Herstellung von Quantenpunkten kann durch verschiedenste Verfahren realisiert werden. In dünnen Quantenwells können zum Beispiel „natürliche“ Quantenpunkte durch Schichtdickenfluktuationen entstehen [30, 31]. Eine andere Möglichkeit ist das Wachstum von Quantenpunkten durch das Überwachsen von Quantenwell-Spaltflächen [32, 33]. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten selbstorganisierten Quantenpunkte wurden mit dem Stranski-Krastanov Verfahren [34, 35] mittels Molekularstrahlepitaxie in der Arbeitsgruppe „*Optoelektronische Materialien und Bauelemente*“ von Professor Reuter an der Universität Paderborn hergestellt.

Das Stranski-Krastanov Verfahren basiert auf dem Wachstum verspannter Schichten. Wird dabei die Verspannungsenergie zu groß, kann diese durch die Vergrößerung der Oberfläche reduziert werden und es formieren sich dreidimensionale Inseln.

Betrachten wir nun das Stranski-Krastanov Verfahren am Beispiel des Materialsystems von InAs/GaAs. Entscheidend für Quantenpunkte ist ein Einschlusspotential für die Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen. Die Bandlücke von GaAs beträgt 1,43 eV (300 K) und die Bandlücke von InAs = 0,354 eV (300 K) [36]. Bei einer Verbindung dieser beiden Halbleiter entsteht ein Typ I Heteroübergang. Dementsprechend kann durch die Einbettung von InAs (oder InGaAs) in GaAs ein entsprechendes Einschlusspotential realisiert werden und somit Quantenpunkte entstehen. Neben den Bandlücken sind für die Herstellung von Quantenpunkten nach dem Stranski-Krastanov Verfahren die Gitterkonstanten der Materialien entscheidend. Als Substratmaterial wird GaAs mit einer Gitterkonstante $a_{\text{GaAs}} = 5,6533 \text{ \AA}$ [37] verwendet. Auf das GaAs Substratmaterial wird im nächsten Schritt epitaktisch eine Benetzungsschicht aus InAs (InGaAs) abgeschieden. Da die Gitterkonstante von InAs $a_{\text{InAs}} = 6,0583 \text{ \AA}$ [38] beträgt, führt dies zu einer Fehlanpassung von 7,2 %. Beim Wachstum von InAs (InGaAs) auf GaAs wird dabei der Gitterabstand in der Substratebene auf die Gitterkonstante von GaAs gestaucht, während der Gitterabstand in Wachstumsrichtung gleichzeitig gestreckt wird. Aufgrund der Fehlanpassung wächst die Verspannungsenergie im System mit zunehmender Schichtdicke an. Ein Wachstum von Heteroschichten ist dabei nur bis zu einer kritischen Schichtdicke möglich, welche für das Materialsystem InAs/GaAs bei 1,5 – 3 Monolagen liegt [39, 40]. Ab dem Erreichen der kritischen Schichtdicke kann das System die Verspannungsenergie durch die Vergrößerung der Oberfläche reduzieren. Die Benetzungsschicht reißt auf und die Formation von dreidimensionalen InAs(InGaAs)-Inseln versetzt das System in einen energetisch günstigeren Zustand. Hierbei handelt es sich um einen selbstorganisierten Prozess. Die so formierten Inseln variieren in ihrer Lage, Form und Größe. Im abschließenden Schritt werden die Inseln mit GaAs überwachsen und somit das Einschlusspotential für die Quantenpunkte in allen drei Raumrichtungen finalisiert.

Durch Modifikationen während des Wachstumsprozesses der Quantenpunkte kann mit dem sogenannten „*gradient approach*“ ein Gradient der Quantenpunktdichte realisiert werden [41, 42]. Da die Indium Effusionszelle in der Molekularstrahlepitaxie-Anlage gegenüber dem Wafer verkippt ist, werden normalerweise beim Abscheiden des Materials durch die Rotation des Wafers Inhomogenitäten ausgemittelt. Wird diese Rotation allerdings beim

Wachstum der Quantenpunkte unterbrochen, entsteht entlang einer Kristallachse ein Indiumgradient und in der Folge ein Quantenpunktdichtheitgradient. Mit diesem Ansatz können Bereiche mit einer Quantenpunktdichte von 1 Quantenpunkt/ μm^2 realisiert werden, wodurch Untersuchungen an einzelnen Quantenpunkten ermöglicht werden.

Die In(Ga)As Quantenpunkte weisen näherungsweise eine Linsenform auf [35, 43]. Dabei beträgt der typische Durchmesser 20 – 30 nm, während die Höhe im Gegensatz dazu ein Vielfaches geringer ist [39].

1.1.1 Elektronische Eigenschaften von Quantenpunkten

Die Eigenschaften von Quantenpunkten sind im Wesentlichen durch das starke Quantum Confinement bestimmt. Unter dem Quantum Confinement wird die räumliche Beschränkung von Ladungsträgern verstanden, sodass die Bewegung der Ladungsträger nicht mehr durch die klassische Physik beschrieben werden kann und ein quantenmechanischer Ansatz gewählt werden muss. Entsprechend ihrem Impuls p , kann den Ladungsträgern eine Wellenlänge zugeordnet werden, die de Broglie Wellenlänge $\lambda_{\text{deBroglie}} = h/p$. Sofern die de Broglie Wellenlänge größer als die räumliche Einschränkung der Ladungsträger ist, wird die quantenmechanische Beschreibung gültig. Für die kinetische Energie kann näherungsweise die thermische Energie der Ladungsträger angenommen werden und man erhält bei Raumtemperatur $\lambda_{\text{deBroglie}} \approx 30 \text{ nm}$ für Elektronen.

Die Bewegung eines Elektrons bei räumlicher Einschränkung unterhalb der de Broglie Wellenlänge kann mit der zeitabhängigen Schrödingergleichung beschrieben werden:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}, t) \right) \Psi(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

Dabei ist $\Psi(\vec{r}, t)$ die komplexe Wellenfunktion des Teilchens, m die Masse und $V(\vec{r}, t)$ das Einschlusspotential.

Die Ausmaße eines Quantenpunktes (L_x, L_y, L_z) führen zu der Ausbildung eines dreidimensionalen Quantum Confinements, sodass sich gegenüber der wurzelförmigen Zustandsdichtefunktion eines Volumenhalbleiters eine deltaförmige Zustandsdichtefunktion für den nulldimensionalen Fall ausbildet:

$$D_{0D}(E) = \frac{2}{L_x L_y L_z} \sum_l \delta(E - E_l) \quad (1.2)$$

Somit ergibt sich für den Quantenpunkt ein diskretes Energiespektrum, welches eine Analogie zu dem Energiespektrum von Atomen aufweist.

Das einfachste Modell zur Beschreibung der Energiezustände eines Elektrons in einem Quantenpunkt ist das Modell eines Teilchens im Kasten. Dabei ist das Teilchen in einem rechteckigen Kasten mit den Kantenlängen L_x , L_y und L_z in einem unendlichen Potential eingeschlossen. Die Energien der erlaubten Zustände des Elektrons in diesem Potential können nach der Quantenmechanik wie folgt beschrieben werden:

$$E_{n_x,n_y,n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} + \frac{n_z^2}{L_z^2} \right) \quad (1.3)$$

Hierbei beschreibt m^* die effektive Masse und $n_{x,y,z}$ die Quantenzahlen. Mit diesem einfachen Modell werden bereits einige wichtige Eigenschaften der Quantenpunkte beschrieben. Die diskreten Energiezustände, die endliche Energie des niedrigsten Energiezustands aufgrund des Confinements und der Anstieg der Energien aller Zustände, sofern das Confinement zunimmt (L_x , L_y oder L_z reduziert wird). Weiter ist ersichtlich, dass das größte Confinement und die dazugehörige Quantenzahl den größten Einfluss auf die Energien hat.

Selbstorganisierte Quantenpunkte können nach dem Wachstum unterschiedliche Formen aufweisen. Neben einer pyramidalen Form [44, 45] können Quantenpunkte auch eine scheibenähnliche oder linsenförmige Struktur ausbilden [35, 43].

Bei den hier vorliegenden linsenförmigen Quantenpunkten ist die laterale Ausdehnung gegenüber der Höhe um ein vielfaches größer (Abb. 1.1) [39, 46]. Um für diese Quantenpunkte realistische Energieniveaus zu bestimmen, die unter anderem auch Effekte wie Verspannungen berücksichtigen, sind numerische Berechnungen erforderlich, welche zum Beispiel anhand der kp-Störungstheorie erfolgen können [47]. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die Eigenschaften linsenförmiger Quantenpunkte auch ohne numerische Berechnungen durch ein parabolisches Confinement in der Ebene und ein unendliches Einschlusspotential in der Wachstumsrichtung beschrieben werden können [43].

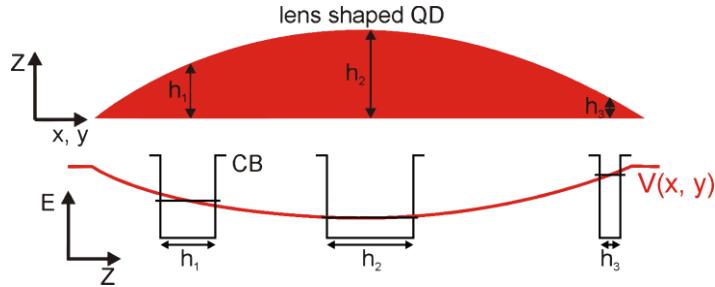


Abb. 1.1: Schematische Darstellung des parabolischen Einschlusspotentials in der xy-Ebene für die Wellenfunktion eines Ladungsträgers im linsenförmigen Quantenpunkt. Aufgrund des starken Confinements in der z-Richtung wird nur der Grundzustand des Quantenpunkts in der Wachstumsrichtung besetzt.[40]

Aufgrund des besonders stark ausgeprägten Confinements in der z-Richtung ergibt sich lediglich für das Grundniveau ein gebundener Zustand. Bei der Betrachtung der energetisch niedrigsten Quantisierungsenergien sind dabei aufgrund der umgekehrten Proportionalität zur Masse lediglich die schweren Löcher zu berücksichtigen [48]. Das parabolische Einschlusspotential in der lateralen x-y-Ebene kann mit dem zweidimensionalen harmonischen Oszillator beschrieben werden und die Energieniveaus lassen sich wie folgt beschreiben:

$$E_{m,n} = \hbar\omega_x(m + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_y(n + \frac{1}{2}) \quad (1.4)$$

Hierbei sind m und n die Quantenzahlen in x- bzw. y-Richtung und ω_x und ω_y die zugehörigen Eigenfrequenzen. Mit der Annahme eines rotationssymmetrischen Einschlusspotentials können ω_x und ω_y gleichgesetzt werden und es ergeben sich äquidistante Energieniveaus. Weiter kann die Hauptquantenzahl $N = m + n$ eingeführt werden und es ergibt sich unter der Berücksichtigung des Spins eine Entartung von $2(N+1)$ [49]. Über ihren Bahndrehimpuls können die einzelnen Zustände analog zur Atomphysik als Schalen bezeichnet werden. Die Zustände $l = |m - n| = 0, 1, 2, 3, \dots$ können als s-, p-, d-, ... Schale bezeichnet werden.

Im Regelfall weist das laterale Einschlusspotential in der x- und y-Ebene allerdings keine Rotationssymmetrie auf. Aufgrund der Austauschwechselwirkung entsteht dadurch eine Feinstrukturaufspaltung des Grundzustandsniveaus [50]. Diese beiden Zustände können im Experiment mit senkrecht zueinander polarisierter Strahlung angeregt werden.

1.2 Quantum Confined Stark Effekt

Der Quantum Confined Stark Effekt (QCSE) ermöglicht die präzise Abstimmung der exzittonischen Übergangenergien im Quantenpunkt [51] (Abb. 1.2). Aufgrund des Confinements im Quantenpunkt kann dabei eine höhere Verstimmung erzielt werden, ohne dass eine Ionisierung der Ladungsträger auftritt.

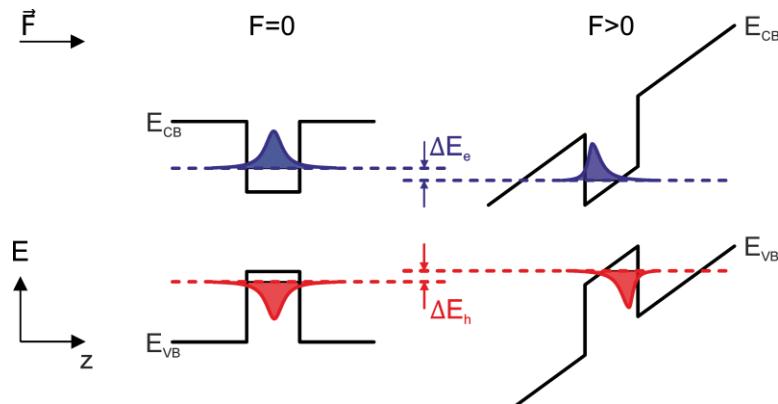


Abb. 1.2: Veranschaulichende Darstellung zum Quantum Confined Stark Effekt. Das elektrische Feld führt zu einer Bandverbiegung und resultiert in einer reduzierten Übergangsenergie sowie einer räumlichen Trennung der Wellenfunktionen von Elektron und Loch.

Im Rahmen dieser Arbeit kann das elektrische Feld \vec{F} durch das Anlegen einer Spannung an den Diodenstrukturen realisiert werden. Dabei ergibt sich eine parallele Ausrichtung des elektrischen Feldes zur Wachstumsrichtung der Quantenpunkte. Somit kann die laterale Wirkung des E-Feldes vernachlässigt und der QCSE analog zum eindimensionalen Fall am Quantenwell betrachtet werden. Die Übergangenergie der Exzitonen wird zum einen durch das permanente Dipolmoment $\vec{\mu}_{el}$ und zum anderen durch ein induziertes Dipolmoment $\vec{\mu}_{in}$ reduziert. Die Größe des induzierten Dipolmoments $\vec{\mu}_{in} = \alpha \cdot \vec{F}$ ist dabei durch die Polarisierbarkeit α bestimmt. Es ergibt sich somit in der ersten Näherung eine quadratische Abhängigkeit der Exziton Übergangenergie E_X vom elektrischen Feld:

$$E_X(\vec{F}) = E_X(0) - \vec{\mu}_{el} \vec{F} - \alpha F^2 \quad (1.5)$$

Das permanente Dipolmoment $\vec{\mu}_{el}$ weist eine lineare Proportionalität zum Abstand r_x zwischen den Ladungsschwerpunkten des Elektrons und des Lochs auf. Es gilt $\vec{\mu}_{el} = e \cdot r_x$. Die Schwerpunkte der Wellenfunktionen der beiden Ladungsträger sind in der Wachstumsrichtung getrennt. Für die hier betrachteten InGaAs Quantenpunkte ist die Lage primär durch die Indium-Komposition des Quantenpunktes bestimmt. Während die Loch Wellenfunktion

in der Spitze des Quantenpunktes angesiedelt ist, ist die des Elektrons tiefer im Quantenpunkt [52]. Beim induzierten Dipolmoment nimmt die Polarisierbarkeit eine bedeutende Rolle ein. Die entscheidenden Parameter sind die Höhe z_{QD} des Quantenpunktes und die effektive Masse m^* der Ladungsträger, somit ist $\alpha \sim m^* \cdot z_{\text{QD}}^4$ [53]. Da das induzierte Dipolmoment somit auch von den Abmessungen des Quantenpunktes abhängig ist, kann der quadratische Term in Formel 1.5 nur bis zu einer gewissen Grenze ansteigen. Für hohe elektrische Felder führt dies zu einem linearen Verlauf der Übergangsenergie.

Neben dem Einfluss auf die Übergangsenergie wirkt sich das elektrische Feld auch auf das Dipolmatrixelement aus. Das elektrische Feld trennt das Elektron und das Loch räumlich. Diese Verschiebung der Elektronen- und Lochwellenfunktionen führt zu einem geringeren Überlapp der Wellenfunktionen und somit zu einem verringerten Dipolmatrixelement. Konsequenterweise ergibt sich eine Erhöhung der exzitonischen Lebensdauer [54].

1.3 Photostromspektroskopie

Für Photostrommessungen müssen die zu untersuchenden Proben elektrisch kontaktiert werden. Dies kann durch Diodenstrukturen in Schottky-Anordnung realisiert werden. Als Untersuchungsobjekte dienen in der Diode eingebettete Quantenpunkte. Für den Fall der resonanten Anregung ergibt sich die Möglichkeit, Absorptionsprozesse zu detektieren. Durch die Absorption eines Photons wird dabei ein gebundenes Elektron-Loch-Paar erzeugt (Abb. 1.3 a). Der Zerfall des Exzitons kann im Wesentlichen über zwei Kanäle erfolgen. Zum einen besteht die Möglichkeit der optischen Rekombination, wobei die optische Rekombinationszeit typischerweise bei 1 ns liegt [55, 56]. Zum anderen gibt es die Möglichkeit des Tunnelns der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt (Abb. 1.3 b).

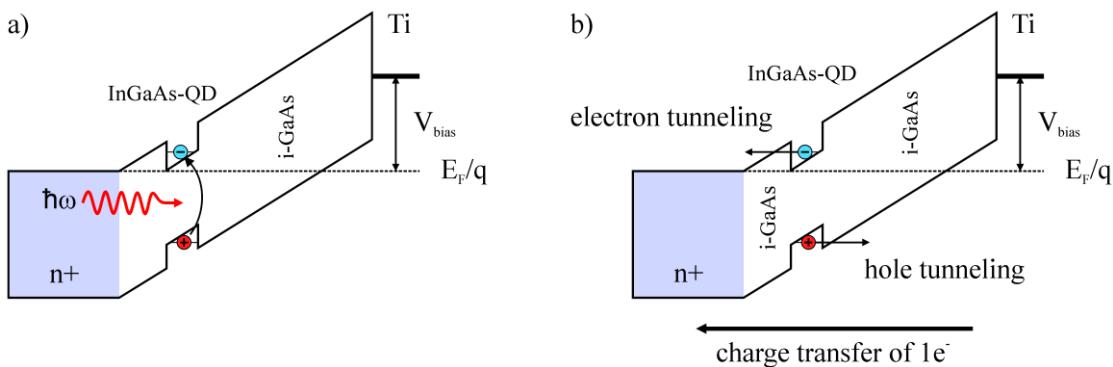


Abb. 1.3: Schematische Darstellung zur a) resonanten Anregung eines Exzitons im Quantenpunkt und b) des Zerfalls durch Tunneln der Ladungsträger [57].

Bei der Photostromspektroskopie kann im Wesentlichen zwischen zwei Arten unterschieden werden. Die erste Möglichkeit ist, die Emissionsenergie des Lasers in feinen Schritten zu variieren und somit energieaufgelöst das Absorptionsverhalten des Quantensystems durch die Detektion des resultierenden Photostroms zu ermitteln. Dabei wird die anliegende Spannung an der Diode konstant gehalten. Diese Methode kann nur mit kontinuierlich durchstimmmbaren Lasern realisiert werden. Für die zweite Möglichkeit hingegen wird die Emission des Lasers bei einer konstanten Energie gehalten. In der Messung wird der QCSE Effekt ausgenutzt und die Energie des Quantensystems durch die Änderung der Diodenspannung variiert. Diese Methode ist experimentell einfach umsetzbar und bietet zudem die Möglichkeit, höchste Auflösungen zu erzielen. Wird für die Anregung ein schmalbandiger Dauерstrich-Laser verwendet, dessen Linienbreite typischerweise um zwei Größenordnungen geringer ist als die natürliche Linienbreite eines Quantenpunkt Exzitons, ist die Auflösung der Messung alleine durch die Auflösung und das Rauschen der Spannungsquelle begrenzt.

Die Anregung des Quantenpunktes mit einem resonanten ps-Laser erlaubt darüber hinaus quantitative Quantenmessungen. Anhand dieser Messungen können Aussagen über die Besetzung des Quantensystems getroffen werden. Dabei regt der Laser ausschließlich den zu beobachtenden Zustand, in diesem Fall das neutrale Exziton, an. Weiter muss an der Diode eine geeignete Vorspannung anliegen, sodass der Zerfall der Besetzung über den Tunnelprozess erfolgt [58, 59]. Dabei ist auch bei der Wiederholrate f des Lasers zu berücksichtigen, dass vor dem Eintreffen des nächsten Laserpulses die Ladungsträger aus dem Quantenpunkt getunnelt sind. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, ergibt sich ein zur Besetzung des Quantenpunktes proportionaler Photostrom I_{PC} . Da bei jeder optischen Anregung des Quantenpunktes ein Exziton erzeugt werden kann, ergibt sich der Strom aus dem Produkt der Wiederholrate des Lasers und der Elementarladung e :

$$I_{PC} = fe \quad (1.6)$$

Der maximale Photostrom I_{max} , der so bei Anregung mit π -Pulsen bei einer Wiederholrate des Lasers von $f = 80$ MHz erreicht werden kann, ist somit $I_{max} = 12,82$ pA.

1.4 Photostromsättigung

Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger hängt bei der resonanten cw-Photostromspektroskopie insbesondere von der Anregungsleistung ab. Dementsprechend steigt auch die Photostromamplitude mit der Anregungsleistung. Für hohe Anregungsleistungen kann allerdings eine Sättigung des Photostroms beobachtet werden [60]. Eine Beschreibung dieses Sättigungsmechanismus kann mit dem Modell der fundamentalen Ratengleichungen erfolgen. Wir betrachten dabei den Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System mit den zeitlich gemittelten Besetzungszahlen N_1 und N_2 , wobei $N_1 + N_2 = 1$ gilt. Mit Level 1 ist der unbesetzte Quantenpunkt bezeichnet, als Level 2 der mit einem Exziton besetzte Quantenpunkt. Nach der Theorie vom Zwei-Niveau-System ergeben sich die folgenden beiden Ratengleichungen:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho - B_{12}N_1\rho + \frac{N_2}{\tau_{esc}} \\ \frac{dN_2}{dt} &= -A_{21}N_2 - B_{21}N_2\rho + B_{12}N_1\rho - \frac{N_2}{\tau_{esc}}\end{aligned}\tag{1.7}$$

Diese Gleichungen beschreiben dabei die Übergangswahrscheinlichkeiten basierend auf den Einsteinkoeffizienten. A_{21} beschreibt dabei den Prozess der spontanen sowie B_{21} die gestimulierte Emission, während der Koeffizient B_{12} die Absorption beschreibt. Die Energiedichte ρ des Strahlungsfeldes bestimmt zudem die Wahrscheinlichkeit der stimulierten Prozesse. Neben dem beschriebenen optischen Zerfallskanal kann der Übergang vom Niveau N_2 in das Niveau N_1 auch über den Tunnelprozess des Exzitons aus dem Quantenpunkt erfolgen. Die Tunnelrate ist dementsprechend abhängig von der Besetzung des angeregten Niveaus sowie der mittleren Tunnellebensdauer τ_{esc} .

Für die Lösung der Ratengleichung kann zunächst die Äquivalenz $B_{12} = B_{21}$ der stimulierten Übergangswahrscheinlichkeiten ausgenutzt werden. Diese können im Weiteren mit der Variable $M = B_{12} = B_{21}$ beschrieben werden. Der Koeffizient A_{21} kann zudem über die strahlende Lebensdauer τ_r des Exzitons beschrieben werden, sodass sich $A_{21} = 1/\tau_r$ ergibt. Für die Stärke des Lichtfelds am Ort des Quantenpunktes kann die Anregungsleistung P betrachtet werden. Unter der Verwendung von $N_1 + N_2 = 1$ ergibt sich aus Gleichung (1.7):

$$\frac{dN_2}{dt} = (1 - 2N_2)MP - \frac{N_2}{\tau_r} - \frac{N_2}{\tau_{esc}}\tag{1.8}$$

Diese Ratengleichung beschreibt nun die Entwicklung der Besetzung des Quantenpunkts. Die beiden letzten Terme stehen dabei für die beiden Zerfallsmechanismen. Dies sind zum einen die strahlende Rekombination und zum anderen der Tunnelprozess. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die leistungsabhängige Erzeugung sowie Vernichtung des Exxitons. Somit spiegelt dieser Term die Balance zwischen der Absorption und der stimulierten Emission wieder. Weiter zeigt die Ratengleichung, dass die Besetzungsänderung von $1 - 2N_2$ und somit von der Besetzung selbst abhängig ist. Dieses Verhalten resultiert letztendlich in einer nichtlinearen Leistungsabhängigkeit und dem Sättigungsverhalten des Photostroms.

Um aus dem vorliegenden Modell den direkten Zusammenhang zu den Photostromamplituden herstellen zu können, kann zunächst der Gleichgewichtszustand N_0 berechnet und der Tunnelterm aus Gleichung (1.8) herangezogen werden. Es ergibt sich für den Photostrom:

$$I = e \frac{N_0}{\tau_{esc}} = \frac{e}{2\tau_{esc}} \cdot \frac{P}{P + \frac{1}{2M} \cdot \left(\frac{1}{\tau_{esc}} + \frac{1}{\tau_r} \right)} \quad (1.9)$$

Für hohe Anregungsleistungen stellt sich eine Sättigung der Photostromamplitude ein:

$$I_{sat} = \frac{e}{2\tau_{esc}} \quad (1.10)$$

Wenn der Quantenpunkt mit einem Exxiton oder einem einzelnen Ladungsträger besetzt ist, ist die Erzeugung eines Biexxitons oder eines geladenen Trions aufgrund der Renormalisierung dieser Zustände ausgeschlossen. Erst nachdem das Elektron sowie das in der Regel langsamere Loch aus dem Quantenpunkt getunnelt sind, kann eine erneute rezonante Anregung des Exxitons erfolgen. Der Sättigungsstrom ist somit durch die Tunnelzeit des langsam tunnelnden Ladungsträgers bestimmt.

2 Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System

In diesem Abschnitt wird der Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System diskutiert. Dabei wird insbesondere die Wechselwirkung mit einem externen elektromagnetischen Feld detailliert betrachtet. Zu diesem Themengebiet finden sich in der Literatur viele ausführliche Beschreibungen, an denen sich die nachfolgenden Ausführungen orientieren [57, 61–63].

Das Zwei-Niveau-System ist die einfachste nichttriviale Näherung für die Betrachtung eines quantenmechanischen Systems. Die grundsätzlichen Aussagen, welche anhand dieses Modells diskutiert werden können, sind auf eine Vielzahl physikalischer Systeme übertragbar. Im Fall dieser Arbeit ist das physikalische System das Exziton im Quantenpunkt. Andere Beispiele sind einzelne Übergänge in Atomen oder die Betrachtung einzelner Spins als Zwei-Niveau-System.

Auch wenn ein reales physikalisches System aus mehreren Niveaus besteht, ist die Beschreibung als Zwei-Niveau-System korrekt, sofern die Wechselwirkung mit Licht genau auf zwei der möglichen Zustände beschränkt ist. Diese Beschränkung ist im Fall resonanter Anregung zwischen den beiden beteiligten Niveaus erfüllt, solange die spektrale Breite des Anregungslasers deutlich geringer ist als der Abstand zum nächsten benachbarten optischen Übergang. Beim Exziton im Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System bildet der unbesetzte Quantenpunkt im Grundzustand das untere Niveau $|0\rangle$ während das obere Niveau $|1\rangle$ den mit einem Exziton besetzten Quantenpunkt repräsentiert.

2.1 Wechselwirkung mit externen elektromagnetischen Feld

Die Wechselwirkung mit einem externen elektromagnetischen Feld führt zu einer Anregung des Zwei-Niveau-Systems. Hierfür kann die Dipolnäherung genutzt werden, da die räumliche Ausdehnung eines Quantenpunktes im Vergleich zu der Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung deutlich geringer ist. Dementsprechend kann die Wechselwirkung mit dem Quantensystem über dessen Dipolmoment $\vec{\mu} = -e\vec{r}$ beschrieben werden. Der Operator $\hat{\mu}$ ist durch den folgenden Zusammenhang gegeben:

$$\hat{\mu} = \mu_{10} = \int \Psi_1^*(\vec{r}) \vec{\mu} \Psi_0(\vec{r}) d^3r = \langle 1 | \vec{\mu} | 0 \rangle \quad (2.1)$$

$\Psi_0(\vec{r})$ und $\Psi_1(\vec{r})$ (bzw. $|0\rangle$ und $|1\rangle$) repräsentieren hier die Wellenfunktionen der beiden

Quantenpunktzustände. Die Wechselwirkung des Quantensystems mit dem elektro-magnetischen Feld wird dabei über den Operator $\hat{V} = -\hat{\mu}\vec{E}(t)$ beschrieben und ist proportional zum \vec{E} -Feld. Der Operator \hat{V} ist daher bei der Hamilton-Funktion als Störterm zu berücksichtigen. Somit ergibt sich die Schrödinger-Gleichung des Systems zu:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}\Psi(\vec{r}, t) = (\hat{H}_0 + \hat{V})\Psi(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

Dabei wird folgender Ansatz zur Lösung der Schrödinger-Gleichung verwendet:

$$\Psi(\vec{r}, t) = c_0(t)|0\rangle + c_1(t)|1\rangle \quad (2.3)$$

In diesem Ansatz beschreiben die Variablen $c_0(t)$ und $c_1(t)$ die zeitabhängigen Amplituden der Zustandsfunktionen. Das Quadrat der Amplituden entspricht dabei den Besetzungswahrscheinlichkeiten der entsprechenden Zustände. Mit diesem Ansatz ergeben sich aus der Schrödinger-Gleichung die nachfolgenden beiden Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \dot{c}_0(t) &= \frac{i}{\hbar} E_0 \mu_{10} e^{-i\omega_{qd}t} \cos(\omega_L t) c_1(t) \\ \dot{c}_1(t) &= \frac{i}{\hbar} E_0 \mu_{10} e^{-i\omega_{qd}t} \cos(\omega_L t) c_0(t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

E_0 beschreibt hier die Amplitude des elektrischen Feldes und ω_L dessen Frequenz. Die Resonanzfrequenz des betrachteten Systems wird mit ω_{qd} bezeichnet. Eine Vereinfachung der Differentialgleichungen ist durch die Einführung der Rabi-Frequenz Ω_0 möglich:

$$\Omega_0 = \frac{\mu_{10} E_0}{\hbar} \quad (2.5)$$

Somit vereinfachen sich die Differentialgleichungen 2.4 folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \dot{c}_0(t) &= \frac{i}{2} \Omega_0 (e^{-i(\omega_L - \omega_{qd})t} + e^{-i(\omega_L + \omega_{qd})t}) c_1(t) \\ \dot{c}_1(t) &= \frac{i}{2} \Omega_0 (e^{-i(\omega_L - \omega_{qd})t} + e^{-i(\omega_L + \omega_{qd})t}) c_0(t) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Da die Frequenz des wechselwirkenden elektromagnetischen Lichtfeldes ω_L nahe der Resonanzfrequenz ω_{qd} des Quantensystems liegt und zudem die Terme mit $\omega_L + \omega_{qd}$ eine schnelle Oszillation in Bezug auf die Lebensdauern der Zustände darstellen, kann die Rotating-Wave-Approximation angewendet werden. Die schnell oszillierenden Terme können vernachlässigt werden und es wird nur die Differenzfrequenz $\delta = \omega_L - \omega_{qd}$ berücksichtigt. Als Resultat vereinfachen sich die beiden Differentialgleichungen zu:

$$\begin{aligned}\dot{c}_0(t) &= \frac{i}{2} \Omega_0 e^{-i\delta t} c_1(t) \\ \dot{c}_1(t) &= \frac{i}{2} \Omega_0 e^{-i\delta t} c_0(t)\end{aligned}\tag{2.7}$$

Anhand dieser beiden Differentialgleichungen kann das dynamische Verhalten des Zwei-Niveau-Systems bei der Wechselwirkung mit einem elektromagnetischen Feld im Falle nahresonanter Anregungen beschrieben werden.

2.2 Rabi-Oszillationen

Schauen wir uns zunächst die Differentialgleichungen aus dem vorherigen Abschnitt im Fall resonanter Anregung ($\delta = 0$) an. Nach dem Ableiten der ersten Gleichung in (2.7) kann diese in die zweite eingesetzt werden und man erhält als Ergebnis:

$$\ddot{c}_0(t) + \left(\frac{\Omega_0}{2}\right)^2 c_0(t) = 0\tag{2.8}$$

Als sinnvolle Randbedingung kann angenommen werden, dass sich das Zwei-Niveau-System zu Beginn zunächst im Grundzustand befindet und somit $c_0(0) = 1$ und $c_1(0) = 0$ gelten. Mit diesen Annahmen ergeben sich die Lösungen der Gleichung 2.8:

$$\begin{aligned}c_0(t) &= \cos\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \\ c_1(t) &= i \sin\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right)\end{aligned}\tag{2.9}$$

Die Betragsquadrat dieser beiden Ausdrücke entsprechen den Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden Zustände:

$$\begin{aligned}|c_0(t)|^2 &= \cos^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) = \frac{1}{2}[1 + \cos(\Omega_0 t)] \\ |c_1(t)|^2 &= \sin^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Omega_0 t)]\end{aligned}\tag{2.10}$$

Für den Fall resonanter Anregung lässt sich somit eine periodische Besetzungsänderung mit der Frequenz Ω_0 beobachten. Dieses Verhalten ist als Rabi-Oszillation bekannt [64].

Für die experimentelle Beobachtung sind hohe Laserleistungen notwendig. Um diese zu realisieren, kann eine gepulste Anregung des Systems genutzt werden. Hierbei ist allerdings

zu beachten, dass die Stärke des E-Feldes während des Laserpulses zeitlich variiert und dementsprechend das Argument im Kosinusterm angepasst werden muss. Es wird zunächst die optische Pulsfläche A_{opt} definiert:

$$A_{opt} = \int \Omega_0(t) dt = \frac{\mu_{10}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) dt \quad (2.11)$$

Die Gleichungen der Besetzungswahrscheinlichkeiten zeigen, dass die Besetzungsänderung direkt durch die Pulsfläche bestimmt wird. Dementsprechend kann eine vollständige Inversion des Systems durch einen π -Puls ($A_{opt} = \pi$) realisiert werden. Insbesondere zeigt die Formel der Pulsfläche, dass lediglich die Pulsfläche entscheidend ist, während die Form des Pulses irrelevant ist. Bei der Betrachtung der Rabi-Oszillationen für eine nicht resonante Anregung kann eine verallgemeinerte Rabi-Frequenz definiert werden:

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2} \quad (2.12)$$

Für nichtresonante Anregung ergeben sich veränderte Besetzungswahrscheinlichkeiten zu:

$$\begin{aligned} |c_0(t)|^2 &= \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} [1 + \cos(\Omega_0 t)] \\ |c_1(t)|^2 &= \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} [1 - \cos(\Omega_0 t)] \end{aligned} \quad (2.13)$$

Im Falle einer verstimmten Anregung des Systems kann somit gegenüber der resonanten Anregung zum einen eine erhöhte Rabi-Frequenz sowie eine verminderte, maximale Besetzung des Systems beobachtet werden.

2.3 Dichtematrix-Formalismus und optische Bloch-Gleichungen

Der Dichtematrix-Formalismus bietet eine weitere Möglichkeit der Beschreibung des Zustands eines Zwei-Niveau-Systems. Dafür wird die nachstehende Dichtematrix benutzt:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} \\ \rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0 c_0^* & c_0 c_1^* \\ c_1 c_0^* & c_1 c_1^* \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Hierbei definieren ρ_{00} und ρ_{11} die Population, also die Besetzung der Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Dabei gilt $\rho_{00} + \rho_{11} = 1$. Die Elemente ρ_{01} und ρ_{10} repräsentieren die sogenannten Kohärenzen des Systems. Im Fall verschwindender Kohärenzen, sind die Phasen zwischen den beiden betrachteten Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ vollständig undefiniert. Der Dichteoperator $\hat{\rho}$

ergibt sich wie folgt, wenn das System mit der Wahrscheinlichkeit p_k im Zustand $|\Psi_k\rangle$ vorzufinden ist:

$$\hat{\rho} = \sum p_k |\Psi_k\rangle\langle\Psi_k| \quad (2.15)$$

Die einzelnen Elemente der Dichtematrix ergeben sich dementsprechend zu:

$$\rho_{ij} = \langle i|\hat{\rho}|j\rangle \quad (2.16)$$

Betrachten wir nun die Zeitentwicklung der Dichtematrixelemente im Fall ohne Dämpfung:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (2.17)$$

Anhand dieser Beziehung können die entsprechenden Differentialgleichungen für die einzelnen Elemente der Dichtematrix abgeleitet werden. Unter Vernachlässigung der spontanen Emission kann die Zeitentwicklung der Dichtematrixelemente auch aus der Schrödinger-Gleichung erfolgen. So gilt beispielhaft für das Element ρ_{00} :

$$\frac{d}{dt} \rho_{00} = \frac{d}{dt} (c_0 c_0^*) = \dot{c}_0 c_0^* + c_0 \dot{c}_0^* \quad (2.18)$$

Zusammen mit Gleichung (2.7) ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \rho_{00} = i \frac{\Omega_0}{2} (e^{i\delta t} \rho_{10} - e^{-i\delta t} \rho_{01}) \quad (2.19)$$

Durch die Verwendung von Gleichung 2.7 wird erneut die Rotating-Wave-Approximation angewendet, so dass wir uns in einem mit der Lichtfrequenz ω_L oszillierenden Koordinatensystem befinden. Die neuen Dichtematrixkoeffizienten werden definiert zu:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{01} &= e^{-i\delta t} \rho_{01} \\ \tilde{\rho}_{10} &= e^{i\delta t} \rho_{10} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Mit diesen neuen Koeffizienten ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \rho_{00} = i \frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) \quad (2.21)$$

Analog zur Beschreibung des Elements ρ_{00} können die weiteren Differentialgleichungen für die anderen Dichtematrixelemente ermittelt werden:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \rho_{00} &= i \frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) \\
 \frac{d}{dt} \rho_{11} &= i \frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{01} - \tilde{\rho}_{10}) \\
 \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{01} &= -i\delta\tilde{\rho}_{01} + i \frac{\Omega_0}{2} (\rho_{11} - \rho_{00}) \\
 \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{10} &= +i\delta\tilde{\rho}_{10} + i \frac{\Omega_0}{2} (\rho_{00} - \rho_{11})
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

Durch die Ausnutzung der Beziehung $\tilde{\rho}_{10} = \tilde{\rho}_{01}^*$ ist eine kompaktere Schreibweise möglich:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \rho_{00} &= i \frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{01}^* - \tilde{\rho}_{01}) \\
 \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{01} &= -i\delta\tilde{\rho}_{01} + i \frac{\Omega_0}{2} (\rho_{11} - \rho_{00}) \\
 \frac{d}{dt} \rho_{11} &= i \frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{01} - \tilde{\rho}_{01}^*)
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Diese Gleichungen sind unter der Bezeichnung optische Bloch-Gleichungen mit Rotating-Wave-Approximation bekannt.

2.4 Simulation der experimentellen Daten

Für die theoretische Beschreibung und Simulation der experimentellen Resultate wurden die optischen Bloch-Gleichungen verwendet. Für die vollständige Beschreibung der experimentellen Umstände wurden die Gleichungen 2.23 erweitert.

Ein wichtiger bisher unberücksichtigter Punkt ist der Zerfall der Population. Die Gesamtzerfallsrate der Population setzt sich dabei aus den verschiedenen Zerfallskanälen zusammen. Dabei sind die Tunnelzeiten der Elektronen τ_e und der Löcher τ_{hh} für den Tunnelzerfall relevant, sowie die mittlere Zeit der spontanen Emission τ_r für die optische Rekombination. Es ergibt sich für die Gesamtzerfallsrate γ_1 :

$$\gamma_1 = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{hh}} + \frac{1}{\tau_r} = \gamma_e + \gamma_{hh} + \gamma_r \tag{2.24}$$

Da die Quantenpunkte in dem Experiment in eine Diodenstruktur eingebettet sind, ist an dieser Stelle zu berücksichtigen, dass die Tunnelraten der Elektronen und Löcher und somit die entsprechenden Zerfallsraten γ_e und γ_{hh} insbesondere eine starke Abhängigkeit von der Diodenspannung V_D aufweisen. Für die vollständige Simulation des Systems können die

zusätzlichen Matrixelemente ρ_e und ρ_{hh} eingeführt werden. Durch diese werden die beiden Zustände des Quantenpunktes beschrieben, in denen lediglich eine Besetzung mit einem einzelnen Elektron nach dem Tunneln des Lochs bzw. eine Besetzung mit einem einzelnen Loch nach dem Tunneln des Elektrons vorliegt. Damit gilt dann:

$$\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_e + \rho_{hh} = 1 \quad (2.25)$$

Insgesamt ergibt sich zusammenfassend das folgende Differentialgleichungssystem:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho_{00} &= i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{01}^* - \tilde{\rho}_{01}) + \gamma_r\rho_{11} + \gamma_{hh}\rho_{hh} + \gamma_e\rho_e \\ \frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{01} &= -i\delta\tilde{\rho}_{01} + i\frac{\Omega_0}{2}(\rho_{11} - \rho_{00}) - \frac{\gamma_r + \gamma_e + \gamma_{hh}}{2}\tilde{\rho}_{01} \\ \frac{d}{dt}\rho_{11} &= i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{01} - \tilde{\rho}_{01}^*) - (\gamma_r + \gamma_e + \gamma_{hh})\rho_{11} \\ \frac{d}{dt}\rho_e &= \gamma_{hh}\rho_{11} - \gamma_e\rho_e \\ \frac{d}{dt}\rho_{hh} &= \gamma_e\rho_{11} - \gamma_{hh}\rho_{hh} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Für die theoretische Reproduktion der experimentellen Beobachtungen muss der extrahierbare Photostrom ermittelt werden. Allgemein kann angenommen werden, dass der Photostrom $I_{PC} = ef\rho_{11}$ ist, wobei f hier der Wiederholfrequenz des Anregungslasers entspricht. Allerdings wird dabei der Zerfallskanal der spontanen Emission vernachlässigt. Um dies zu berücksichtigen muss die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, mit dem die mittels optischen Pulses erzeugte Population ρ_{11} durch den Tunnelprozess zerfällt:

$$\tilde{I}_{PC} = \int_{t_1}^{t_2} (\gamma_e(V_D(t)) + \gamma_{hh}(V_D(t)))\rho_{11} dt \quad (2.27)$$

Die differentielle Form komplettiert das Differentialgleichungssystem (2.26):

$$\frac{d}{dt}\tilde{I}_{PC} = (\gamma_e + \gamma_{hh})\rho_{11} \quad (2.28)$$

Wird für die Lösung der Gleichung 2.28 ein iteratives Verfahren genutzt, müssen die Grenzen des Simulationszeitraums von t_1 bis t_2 so gewählt werden, dass sichergestellt ist, dass die Population von ρ_{11} in diesem Zeitraum auf Null gesunken ist. Dies kann aufgrund der hohen Anzahl an Zeitschritten sehr zeitintensiv sein. Eine Reduktion der Zeitschritte bei der

Simulation kann realisiert werden, indem eine abschließende Wahrscheinlichkeit angegeben wird, wonach der Zerfall der Population nach dem Zeitpunkt t_2 über den Zerfallskanal des Tunnelns erfolgt:

$$\eta = \frac{\bar{\gamma}_e + \bar{\gamma}_{hh}}{\gamma_r + \bar{\gamma}_e + \bar{\gamma}_{hh}} \quad (2.29)$$

Hierbei wird für die Werte γ_e und γ_{hh} jeweils ein gemittelter Wert eingeführt, sodass Einflüsse elektrischer Pulse aufgrund der Spannungsabhängigkeit nach dem Zeitpunkt t_2 Berücksichtigung finden:

$$\bar{\gamma}_e = \frac{1}{t_{end} - t_2} \int_{t_2}^{t_{end}} \gamma_e(V_D(t)) dt \quad (2.30)$$

$$\bar{\gamma}_{hh} = \frac{1}{t_{end} - t_2} \int_{t_2}^{t_{end}} \gamma_{hh}(V_D(t)) dt \quad (2.31)$$

Insgesamt lässt sich der Photostrom somit folgendermaßen beschreiben:

$$I_{PC} = ef \left(\int_{t_1}^{t_2} (\bar{\gamma}_e(V_D(t)) + \bar{\gamma}_{hh}(V_D(t))) \rho_{11} dt + \eta \rho_{11}(t_2) \right) \quad (2.32)$$

2.5 Blochvektor und Blochkugel

Um die teilweise komplexwertigen Elemente der Dichtematrix anschaulich zu beschreiben, eignet sich die Verwendung der Blochvektoren mit den Komponenten u , v und w . Die Definition der drei Komponenten lautet:

$$\begin{aligned} u &= \tilde{\rho}_{01} + \tilde{\rho}_{10} = 2\text{Re}(\tilde{\rho}_{01}) \\ v &= i(\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) = 2\text{Im}(\tilde{\rho}_{01}) \\ w &= \rho_{11} - \rho_{00} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Dabei ist u die disperse Komponente des Blochvektors, dessen Wert proportional zum Dipolmoment ist, welches mit dem E-Feld in Phase oszilliert. Als absorptive Komponente des Blochvektors wird v bezeichnet. Diese ist proportional zum 90° außer Phase oszillierenden Dipolmoment. Als Inversion wird w bezeichnet, was der Besetzungs differenz zwischen dem angeregten Zustand $|1\rangle$ und dem Grundzustand $|0\rangle$ des Systems entspricht. Im Grundzustand entspricht der Wert von $w = -1$, während für den angeregten Zustand $w = 1$ gilt.

Mithilfe des Blochvektors können auch die Optischen-Bloch-Gleichungen in eine einfachere Form übertragen werden:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \Omega_0 \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} u/2 \\ v/2 \\ w+1 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Die Dynamik des Blochvektors lässt sich für den Fall ohne Dämpfung einfach beschreiben. Es ergibt sich eine Präzessionsbewegung des Blochvektors mit der Kreisfrequenz $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$ um die Achse $(-\Omega_0, 0, -\delta)$. Für den Fall ohne Dämpfung gilt zudem:

$$u^2 + v^2 + w^2 = 1 \quad (2.35)$$

Dies bedeutet, dass sich der Blochvektor auf der Oberfläche einer Kugel mit dem Radius 1 bewegt. Die Zustände eines ungedämpften Zwei-Niveau-Systems entsprechen stets einem Blochvektor, welcher auf ebendieser Einheitssphäre liegt. Mit einer Dämpfung findet die Bewegung des Blochvektors innerhalb dieser Einheitssphäre statt.

In der nachfolgenden Abbildung wird mittels der Blochkugel die Besetzungsänderung eines unbesetzten Zwei-Niveau-System durch einen optischen Puls dargestellt.

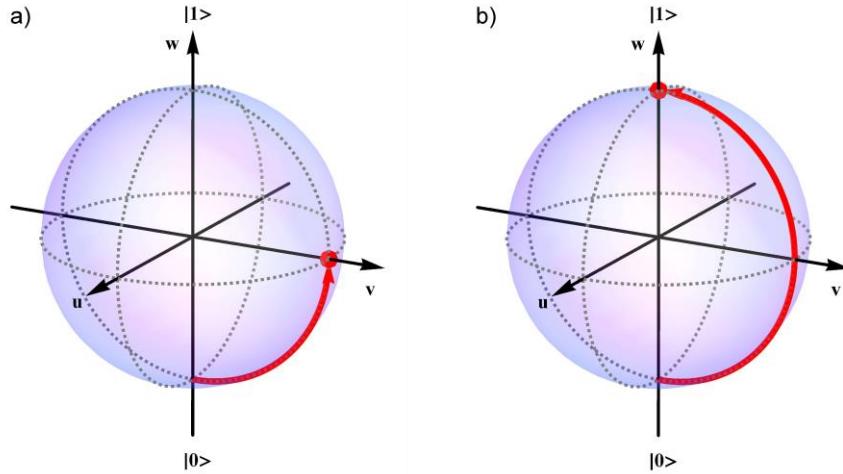


Abb. 2.1: Darstellung der Besetzungsänderung eines Zwei-Niveau-Systems durch optische Pulse anhand der Blochkugel. a) Ein $\pi/2$ -Puls führt zu einer Besetzungsänderung vom unbesetzten Zwei-Niveau-System zu einer Besetzung von $1/2$. b) Mit einem π -Puls wird eine vollständige Inversion des Zwei-Niveau-Systems erreicht.

Dabei entspricht die Abbildung 2.1 a der Anregung des Systems mit einem $\pi/2$ -Puls, wobei der Blochvektor vom Südpol bis zum Äquator rotiert, was letztlich einer Endbesetzung des Systems von $1/2$ entspricht. Die Anregung mit einem π -Puls hingegen führt zu einer vollständigen Inversion des Systems (Abb. 2.1 b).

3 Quantenpunkt-Photodioden für die ultraschnelle elektrische Manipulation

Das Einbetten von Quantenpunkten in eine Diodenstruktur erlaubt die elektrische Abstimmung der Übergangsenergien im Quantenpunkt über den Quantum Confined Stark Effekt. Dies eröffnet viele weitere Möglichkeiten für elektrische Messungen am Quantenpunkt. In diesem Kapitel wird zunächst das spezielle Design der niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden vorgestellt. Anschließend wird der Herstellungsprozess genauer betrachtet, wobei auch auf die technologischen und photolithografischen Grundlagen eingegangen wird.

3.1 Konzept niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden

Aufgrund des Einsatzgebiets in der ultraschnellen kohärenten Kontrolle von Quantenpunkten in Verbindung mit SiGe-Elektronikchips sind die Anforderungen an die Dioden klar definiert. Da die RC-Zeitkonstante des Gesamtsystems wesentlichen Einfluss auf die Experimente hat, gilt es bei den Dioden sowohl die Kontaktwiderstände als auch insbesondere die Kapazität möglichst gering zu halten.

Als Basis für die Diodenstruktur steht eine GaAs-Probe mit vergrabener n^+ -Schicht sowie eingebetteten InGaAs-Quantenpunkten zur Verfügung (Abb. 3.1).

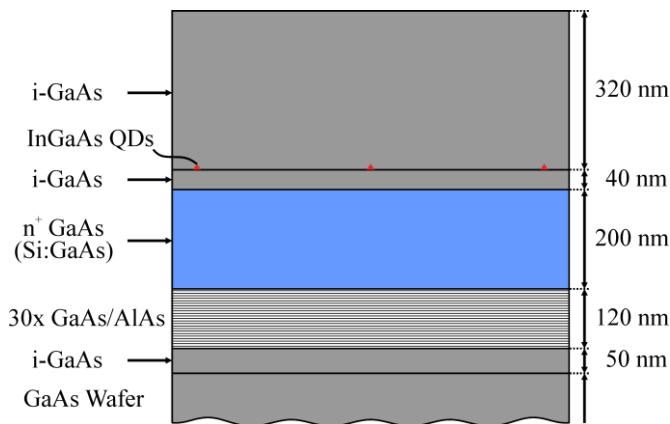


Abb. 3.1: Schematische Darstellung zur Schichtfolge des Ausgangsmaterials für die Diodenherstellung. Die GaAs-Probe mit eingebetteten InGaAs-Quantenpunkten wurde mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt.

Während die n^+ -Schicht später die gemeinsame Kathode der Dioden darstellt, wird für die Anode eine semitransparente Titanschicht auf der Probenoberfläche als Schottky-Gate aufgedampft. Die Kapazität der Diode ist nun im Wesentlichen von der Fläche des Schottky-

Gates abhängig. Für Kapazitäten in der Größenordnung von unter 100 fF darf die aktive Diodenfläche maximal bei ca. $300 \mu\text{m}^2$ liegen. Da für die Kontaktierung der Anode mittels Ultraschall-Drahtbonden jedoch Bondpads in der Größe von mindestens $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ erforderlich sind, muss der Einfluss des Bondpads auf die Kapazität der Diode minimiert werden. Hierfür wird eine speziell designete Diodenstruktur verwendet (Abb. 3.2).

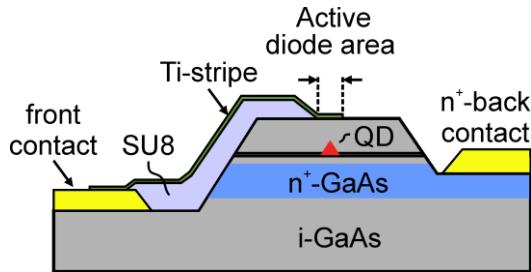


Abb. 3.2: Design niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden. Die Separation des Bondpads der Anode von der aktiven Diodenfläche ist das Schlüsselement bei der Reduktion der Diodenkapazität.

Die Grundidee dieses Designs für niederkapazitive Schottky-Dioden ist die Separation des Anodenbondpads von der aktiven Diodenfläche. Hierfür wird das Bondpad in einer tiefen Ätzmulde in der intrinsischen GaAs-Schicht aufgedampft. Aufgrund des räumlichen Abstands zur n^+ -Schicht im Bereich von $30 \mu\text{m}$ liefert das Bondpad nur einen vernachlässigbar geringen Beitrag zur Kapazität der Diode. Der zweite entscheidende Punkt bei diesem Design ist die elektrische Verbindung zwischen dem Bondpad und der aktiven Diodenfläche. Dabei muss die Höhendifferenz von dem Bondpad in der Ätzmulde zur Probenoberfläche überwunden werden, wobei auch an dieser Stelle der kapazitive Beitrag minimal gehalten werden soll. Für die elektrische Verbindung aus einer Titan und Gold Leiterbahn wird eine Brückenstruktur aus dem Photolack SU8 hergestellt. Dieser Photolack basiert auf einer Epoxidharzbasis und agiert im Probendesign aufgrund seiner hohen Schichtdicke im Bereich von $2 \mu\text{m}$ und der geringen Dielektrizitätszahl von $\epsilon_{\text{SU8}} = 3,23$ als isolierende Schicht [65]. Dementsprechend wird durch die Leiterbahn ebenfalls nur ein sehr geringer kapazitiver Beitrag beigesteuert und die Gesamtkapazität der Diode ist nahezu ausschließlich durch die aktive Diodenfläche bestimmt.

3.2 Herstellung niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden

In diesem Abschnitt werden zunächst die Grundlagen der Photolithografie sowie die nachfolgenden technologischen Schritte kurz erläutert. Weiter wird exemplarisch die Abfolge der einzelnen technologischen Prozessschritte bei der Herstellung von niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodioden beschrieben.

3.2.1 Photolithografische und technologische Grundlagen

Die Photolithografie ist ein weit verbreitetes Strukturierungsverfahren in der Halbleitertechnologie. Dabei werden Masken aus Photolack auf dem Substrat erzeugt, welche die Strukturen der nachfolgenden technologischen Schritte, wie z.B. Ätz- oder Aufdampfschritte, definieren. An den Photolack werden dabei einige Anforderungen gestellt. Neben einer hohen Lichtempfindlichkeit zeichnen sich geeignete Photolacke durch eine gute Haftung auf dem Substrat, thermische Belastbarkeit und Widerstandskraft gegenüber Säuren und Laugen aus. Des Weiteren ist eine einfache, vollständig rückstandsreie Ablösbarkeit des Photolacks vom Substrat wichtig.

Für die Mikrostrukturierung wird in einem ersten Schritt zunächst ein Photolack mittels „*spin coating*“ auf das Substrat aufgebracht. Dabei wird auf das sich drehende Substrat (4000 – 5000 U/min) eine geringe Menge (abhängig von der Substratgröße) Photolack dispergiert. Der Lack verteilt sich aufgrund der Zentrifugalkraft zu einem gleichmäßigen Lackfilm. Überschüssiger Photolack wird bei diesem Verfahren über den Rand des Substrats abgeschleudert, wobei es insbesondere bei eckigen Substraten aufgrund von Luft Verwirbelungen an den Kanten und einer daraus resultierenden beschleunigten Lacktrocknung zur Ausbildung von Randwällen kommen kann. Nach dem Aufspinnen kann je nach Photolack ein sog. „*Prebake*“ notwendig sein. Ziel dieses Schrittes ist die Reduktion der Restlösemittelkonzentration in der Lackschicht. Damit kann zum einen die Haftung des Lacks auf dem Substrat verbessert, sowie der Dunkelabtrag beim späteren Entwicklungsschritt reduziert werden. Weiter erhöht sich die Erweichungstemperatur des Lacks, wodurch ein verfließen bei nachfolgenden thermischen Schritten verhindert werden kann. Ein wichtiger Schritt bei der Erzeugung einer Lackmaske (Abb. 3.3) ist die Belichtung des Photolacks. Die Belichtung der Lackschicht initiiert in den bestrahlten Bereichen eine photochemische Reaktion. Je nach Lack kann ein nachfolgender *post exposure bake* notwendig sein, um die initiierte

chemische Reaktion zu katalysieren und die chemische Reaktion zu vollenden. Die Auswirkungen dieser Reaktion sind dabei abhängig von der Art des Photolacks. Dabei wird zwischen positiven und negativen Photolacken unterschieden. Während beim Positivlack die chemischen Prozesse in einer erhöhten Löslichkeit des Lacks in der Entwicklerlösung resultieren, wird die Löslichkeit beim Negativlack reduziert. D.h. im nachfolgenden Entwicklungsschritt lösen sich beim Positivlack ausschließlich die belichteten Bereiche, beim Negativlack hingegen nur die nicht belichteten Bereiche.

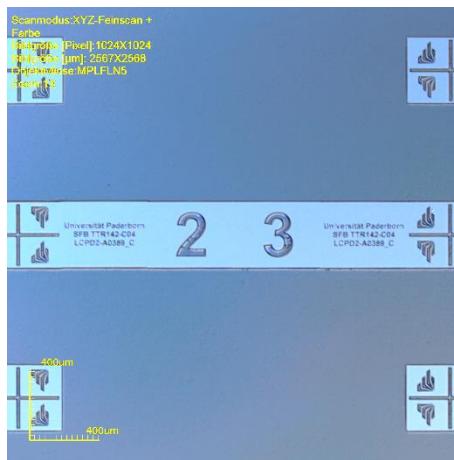


Abb. 3.3: *Fotografische Aufnahme einer durch Lithografie erzeugten Photolackmaske. Die dunkleren Bereiche sind mit Photolack geschützt, während die helleren Bereiche der Probe nach dem Entwicklungsschritt freigelegt wurden.*

Durch die geeignete Wahl der belichteten Bereiche kann somit eine Photolackmaske erzeugt werden, die nachfolgend für die weitere Strukturierung der Probe genutzt werden kann (Abb. 3.3). Bei einem Ätzschritt wird das Substrat ausschließlich in den geöffneten Bereichen der Lackmaske geätzt. Anschließend kann die Lackmaske mit einem Remover vollständig entfernt werden und es verbleibt die strukturierte Probe. Ebenso kann die Lackmaske Bereiche definieren, auf denen Metalle abgeschieden werden. Hierbei dient die Lackschicht als Oberschicht. Beim Abscheiden der Metallisierung werden sowohl die Lackschicht als auch die geöffneten Fenster in der Schicht metallisiert. Beim sogenannten Lift-off wird die Lackschicht mit der darauf befindlichen Metallisierung entfernt und es verbleibt das Substrat mit der Metallisierung in den zuvor definierten Bereichen. Es ist entscheidend, dass vor dem Aufdampfen einer Metallisierung die Probenoberfläche frei von Verunreinigungen ist. Die Beseitigung von organischen Verunreinigungen, welche z.B. mikroskopische Rückstände des verwendeten Photolacks nach dem Entwicklungsschritt sein können, erfolgt durch eine Behandlung im Sauerstoffplasma. Während dabei die Rückstände und Verunreinigungen

entfernt werden, wird von der Photolackmaske nur eine vernachlässigbar dünne Schicht entfernt. Allerdings führt der Sauerstoff zu einer Oxidation an der Oberfläche der Probe. Unmittelbar vor dem Einbau der Probe in die Aufdampfanlage wird diese Oxidschicht entfernt. Dafür wird die Probe für 2 min in eine HCl-Lösung getaucht. Mit einem fließenden Strahl von DI-Wasser wird die Probe anschließend neutralisiert und unter Stickstoffatmosphäre in die Aufdampfanlage gebracht.

3.2.2 Prozessabfolge des Herstellungsprozesses der Diodenstrukturen

Während des Herstellungsprozess der niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden kommt es zu einer wiederkehrenden Abfolge von der Herstellung photolithografischer Masken sowie anschließenden Ätz- und Aufdampfschritten. In diesem Abschnitt werden die einzelnen Prozessschritte vorgestellt.

n⁺ Frontkontakte

Im ersten Schritt erfolgt die Kontaktierung der vergraben n^+ dotierten GaAs Schicht der Probe. Diese Schicht wird später die Funktion der Kathode der einzelnen Dioden einnehmen.

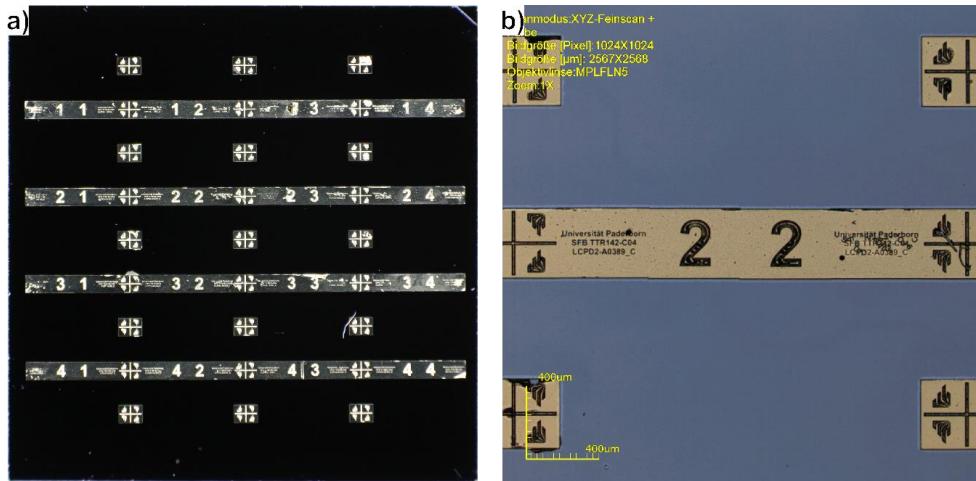


Abb. 3.4: Fotografische Aufnahmen: a) Probe mit fertig prozessierten Frontkontakten. Die gesamte Probe kann nach dem kompletten Prozessdurchlauf in 16 Einzelproben gespalten werden. b) Einzelnes Probenfeldes mit einliegenden Frontkontakten.

Um diese Schicht kontaktieren zu können, müssen die darüber liegenden Schichten mit einem Ätzschritt entfernt werden. Nach der Herstellung der photolithografischen Maske (Abb. 3.3) folgt das nasschemische Ätzen. Hierbei wird eine Lösung aus Phosphorsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser (4 ml H₃PO₄: 2 ml H₂O₂: 300 ml H₂O) verwendet. Es wird bis in eine Tiefe von 450 nm geätzt, sodass der Ätzprozess mitten in der dotierten Schicht stoppt.

Für die Kontaktierung wird eine metallische Schichtfolge aufgedampft, welche aus 15 nm Germanium, 10 nm Gold, 15 nm Chrom-Nickel und 200 nm Gold besteht (Abb. 3.4). Eine Verringerung des Kontaktwiderstands kann durch das Einlegieren der Metallisierung erfolgen. Dafür wird die Probe im Legierofen mittels des *rapid thermal annealing* Verfahrens auf eine Temperatur von 400 °C für 60 s erhitzt [66, 67].

Bondpads

Die Bondpads der Anode müssen räumlich separiert werden, um einen Einfluss auf die Kapazität der Dioden auszuschließen. Dies wird durch 1 µm tiefe Ätzmulden realisiert. Die Strukturierung erfolgt mittels Photolithografie (Abb. 3.5 a), das Ätzen nasschemisch mit einer höher konzentrierten Ätlösung aus Phosphorsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser (6 ml H₃PO₄: 3 ml H₂O₂: 150 ml H₂O).

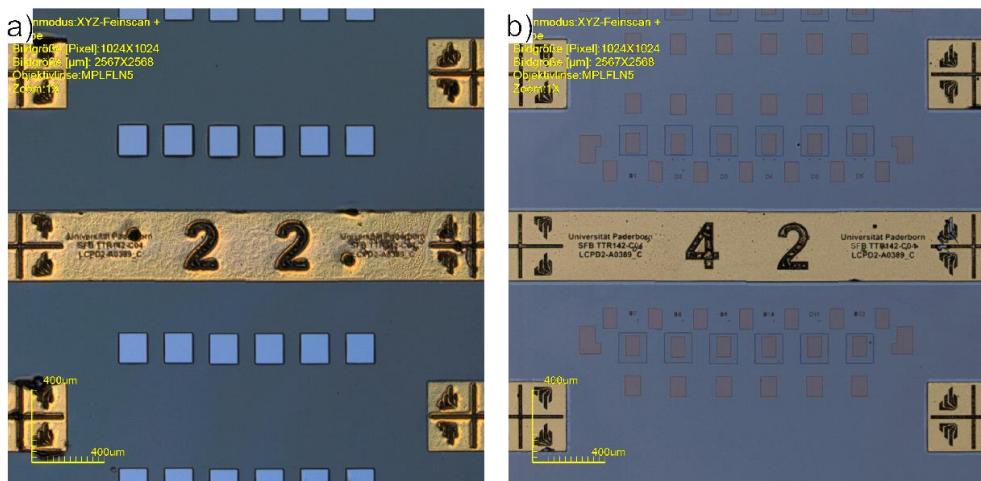


Abb. 3.5: Fotografische Aufnahmen einer GaAs-Probe während des technologischen Prozessablaufs der Diodenherstellung: a) Die goldenen Flächen sind die bereits einlegierten Frontkontakte. Die Probe ist mit der strukturierten Photolackmaske für den nachfolgenden Ätzschritt der Bondpadmulden bedeckt. b) Probe nach dem Aufdampfschritt der Bondpads.

Anschließend werden nach einem erneuten Lithographieschritt Bondpads in den Mulden thermisch aufgedampft (Abb. 3.5 b). Die Schichtfolge besteht dabei aus 10 nm Titan, 200 nm Gold und weiteren 10 nm Titan. Die untere Titanschicht wurde dabei aufgrund der höheren Haftung gegenüber Gold auf GaAs gewählt.

SU8-Brücken

Um eine Kontaktierung zwischen den Bondpads in den Ätzmulden und der Probenoberfläche realisieren zu können, muss die Höhendifferenz überbrückt werden. Verwendet wird dafür der SU8-Photolack, welcher auf einer Epoxidharzbasis basiert. Mithilfe eines Laserdirektschreibers wird die entsprechende Brückenstruktur belichtet (Abb. 3.6). Da es sich bei SU8 um einen Negativlack handelt, bleiben die belichteten Bereiche nach dem Entwicklungsschritt erhalten.

Damit der Lack nachfolgend als Brücke für die Kontaktierung zwischen Bondpad und Probenoberfläche genutzt werden kann, ist es entscheidend, dass die Enden der Brückenstruktur flach auslaufen. Dies wird durch eine Variation der Belichtungsparameter realisiert. Zu den Rändern wird die Belichtungsdosis reduziert und somit die Dicke der durchbelichteten SU8 Schicht. Während die Struktur in der Mitte eine Schichtdicke von 2,5 μm aufweist, flacht die Struktur an den Enden langsam ab.

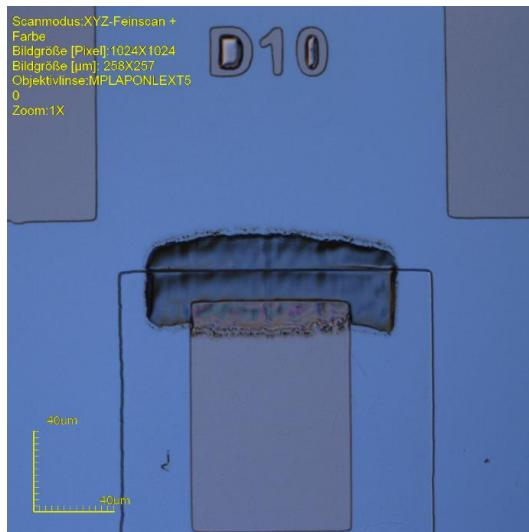


Abb. 3.6: Mikroskopbild einer lithografisch hergestellten SU8-Brücke, die später als Stützstruktur für die elektrische Kontaktierung zwischen Probenoberfläche und Bondpad genutzt wird.

Da die Brücke als Teil der fertigen Diodenstruktur erhalten bleibt, wird ein abschließender Hardbake bei einer Temperatur von 150 °C durchgeführt. Dies verbessert zum einen die Quervernetzung im Lack und somit die Stabilität. Zum anderen können durch die Wärmebehandlung Risse in der Struktur ausheilen und es entsteht eine glatte Oberfläche.

Kontaktstreifen (Bondpad zur Probenoberfläche über die SU8 Brücke)

Die elektrische Kontaktierung zwischen dem Bondpad und der Probenoberfläche erfolgt mit einem metallisierten Streifen aus Titan sowie Gold über die SU8 Brücke. Mittels Laserdirektschreiber werden 5 µm breite Streifen über die SU8 Brücken geschrieben. Die Streifen reichen dabei vom Bondpad in der Ätzmulde bis ca. 5 – 10 µm über die Brücke hinaus auf die Substratoberfläche. Als Metallisierung werden dabei aufgrund der deutlich besseren Haf tung auf SU8 zunächst 10 nm Titan aufgedampft. Anschließend folgt eine 200 nm Schicht aus Gold. Anforderungen, die dieser Kontaktierungsstreifen erfüllen muss, sind dabei auf der einen Seite ein zuverlässiger Kontakt auch über die Kanten der Struktur hinaus, auf der anderen Seite muss der Leitungswiderstand möglichst gering sein, da dieser für das schnelle Schalten der Dioden die RC-Konstante entscheidend ist.

Schottky-Kontakt

Im letzten lithografischen Schritt werden die semitransparenten Schottky-Kontakte hergestellt (Abb. 3.7). Erneut wird mit dem Laserdirektschreiber ein Streifen als Maske erzeugt. Dieser Streifen geht dabei über den zuvor erstellten Kontaktierungsstreifen um ca 20 µm hinaus auf die Probenoberfläche, wobei die Breite des Streifens 5 µm beträgt.

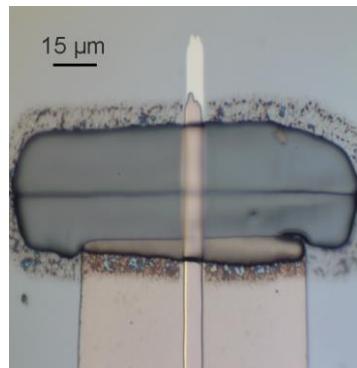


Abb. 3.7: Fotografische Aufnahme einer vollständig prozessierten niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode. Die aktive Diodenfläche hat eine Größe von 25x7 µm.

Als Metallisierung wird thermisch eine 20 nm dicke semitransparente Titanschicht aufgedampft. Der über die Brücke hinausgehende, metallisierte Bereich definiert dabei die aktive Diodenfläche. Die Minimierung dieser Fläche und somit der Kapazität der Schottky-Diode reduziert damit die RC-Konstante des gesamten Systems.

4 Experimentelle Instrumentierung

In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Einheiten des experimentellen Setups vorgestellt und diskutiert. Neben dem Tieftemperaturmikroskop sowie den Anregungs- und Detektionseinheiten werden weitere wichtige Komponenten detailliert betrachtet. Dabei sind insbesondere das phasenstabile Michelson-Interferometer sowie die SiGe-Chips für die Pulsgeneration zu nennen. Abschließend folgt ein Überblick über die Systemintegration von Quantenpunkt-Photodioden und Elektronikchips.

4.1 Konzeptionelle experimentelle Ausführung

Die zentrale Komponente des experimentellen Aufbaus bei der Untersuchung von Quantenpunkt-Photodioden ist das Tieftemperaturmikroskop. Dieses kryogene Mikroskop ist mit weiteren modularen Einheiten verknüpft (Abb. 4.1) und ermöglicht somit die optische und elektrische Anregung sowie Detektion der Quantenpunkt-Proben in einem Heliumbad bei einer Temperatur von 4,2 K.

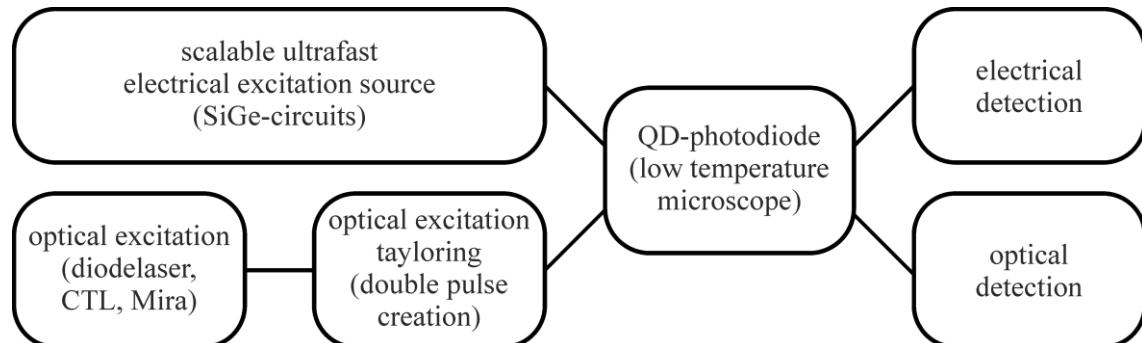


Abb. 4.1: Skizzierte schematische Darstellung des modularen experimentellen Aufbaus.

Durch die modulare Bauweise weist das experimentelle Setup eine große Flexibilität auf und kann somit die Anforderungen unterschiedlichster Experimente erfüllen. Die einzelnen modularen Einheiten werden in den nachfolgenden Abschnitten separat und detailliert präsentiert.

4.1.1 Optische Anregung

Für die optische Anregung stehen unterschiedliche Laser zur Verfügung. Entsprechend den Anforderungen kann zwischen Lasern mit unterschiedlichen Emissionsenergien und -leis-

tungen gewählt werden. Ebenso besteht neben der Dauerstrichanregung auch die Möglichkeit der gepulsten Anregung. Zwischen den verwendeten Lasern kann frei hin und hergewechselt werden, da diese über eine polarisationserhaltende Singlemode-Glasfaser in das Tieftemperaturmikroskop eingekoppelt werden.

Diodenlaser RLD650

Der Diodenlaser *RLD650M-24-5* der Firma *Roithner Laser Technik GmbH* emittiert kontinuierliche Strahlung bei einer Wellenlänge von 650 nm, was einer Energie von 1,91 eV entspricht. Somit eignet sich dieser Laser für die Überbandanregung der GaAs-Proben mit einer Bandlücke von GaAs (4,2 K) = 1,52 eV [68]. Die maximale Ausgangsleistung des Diodenlasers beträgt 24 mW.

Kontinuierlich Abstimmbarer Diodenlaser CTL950

Der CTL 950 (*continuous tunable laser*) ist ein über einen weiten Spektralbereich modensprungfrei abstimmbarer Diodenlaser. Der Dauerstrichlaser kann über den Wellenlängenbereich von 912 nm bis 984 nm (1,36 eV-1,26 eV) emittieren. Die Abstimmsschrittweite liegt dabei in einer Größenordnung von 0,5 μ eV. Zudem ist die Linienbreite der Emission extrem schmal und liegt unterhalb von 10 kHz, was einer Energie von 40 peV entspricht und damit um mehrere Größenordnungen unter der natürlichen Linienbreite von InGaAs-Quantenpunkten liegt [69]. Durch diese exzellenten Eigenschaften eignet der CTL 950 ideal für die resonante Anregung der Quantenpunkte und für die hochauflösende Phtotostromspektroskopie. Die maximale Ausgangsleistung des Lasers kann bis zu 80 mW betragen. Zudem verfügt der Laser über eine Leistungsstabilisierung.

Titan-Saphir-Laser MIRA 900-D

Bei dem „*MIRA 900-D*“ vom Hersteller *Coherent* handelt es sich um einen Titan-Saphir-Festkörperlaser. Dieser Laser kann sowohl im Dauerstrichbetrieb als auch im gepulsten Modus betrieben werden. Für den Betrieb wird der Laser mit einem *Verdi G10* Halbleiterlaser von *Coherent* optisch gepumpt. Dabei handelt es sich um einen optisch gepumpten Halbleiterlaser, welcher bei einer Wellenlänge von 532 nm mit einer optischen Ausgangsleistung von bis zu 10 W emittiert.

Im cw-Betrieb bietet der „*MIRA 900-D*“ grundsätzlich die Möglichkeit, als resonanter Anregungslaser für die Photostromspektroskopie genutzt zu werden. Die Emissionswellenlänge kann dabei über einen sehr weiten Bereich von ca. 700 bis 1100 nm abgestimmt werden.

Aufgrund von Modensprüngen können jedoch nicht alle Wellenlängen mit beliebiger Genauigkeit erreicht werden und somit keine Photostromspektren in äquidistanten Schritten aufgenommen werden. Zudem ist bereits auf Zeitskalen im Minutenbereich ein Drift der Emissionswellenlänge beobachtbar, sodass es zu Komplikationen bei der Aufnahme von Photostromspektren kommen kann. Daher wird für die cw-Photostrommessungen auf den zuvor beschriebenen und besser geeigneten *CTL* zurückgegriffen.

Im gepulsten Betrieb erzeugt der modengelockte Titan-Saphir-Laser ps-Pulse mit einer Wiederholfrequenz von 80 MHz. Dabei kann der Laser über einen weiten Spektralbereich von 700-980 nm gepulst betrieben werden. Die Form der Pulse ist nahezu Fourier-Transform limitiert. Die Halbwertsbreite der horizontal polarisierten Pulse liegt im Bereich zwischen 3 und 5,5 ps. Mit dem Titan-Saphir Laser im gepulsten Betrieb kann resonant eine Besetzung im Quantenpunkt für verschiedene kohärente optoelektronische Experimente erzeugt werden, was in dieser Arbeit z.B. für das Sampling elektrischer Transienten oder die elektrische Phasenkontrolle des Exzitons ausgenutzt wird.

4.1.2 Tieftemperaturmikroskop

Das Tieftemperaturmikroskop erlaubt die optische und elektrische Anregung sowie die Detektion einer Probe bei tiefen Temperaturen. Die Probe befindet sich dabei am unteren Ende eines Probenstabs in einem Probenkäfig. Dieser Probenkäfig ist mit drei Piezo-Nanopositionierern ausgestattet, welche eine präzise Ausrichtung der Probe entlang aller drei Raumrichtungen erlauben. Dabei kann in der XY-Ebene ein Bereich von ca. 2,5 mm x 2,5 mm verfahren werden.

Für die optische Anregung der Probe wird das Signal der Anregungseinheiten (siehe Kap. 4.1.1) über eine Singlemode-Glasfaser an den Probenstabkopf geleitet. Dort wird die Strahlung ausgekoppelt und mit einer Linse kollimiert (Abb. 4.2). Für die Manipulation der Eigenschaften der Strahlung können an dieser Stelle weitere Optiken in den Strahl eingebaut werden, z.B. eine $\lambda/2$ -Platte um die Polarisation zu drehen. Über einen 50/50-Strahltreiler wird die Strahlung letztlich den Probenstab eingekoppelt. Unmittelbar vor dem Probenkäfig befindet sich ein auf unendlich korrigiertes Mikroskopobjektiv mit einer 100-fachen Vergrößerung und einer numerischen Apertur von 0,75, mit dem die Strahlung auf die Probe fokussiert wird. Das Photolumineszenz-Signal der Probe wird über das Objektiv in Rückstreugeometrie kollimiert, durch den Strahltreiler am Probenstabkopf transmittiert und über

eine Faserkopplung (Multimode-Glasfaser) in das Spektrometer eingekoppelt. Damit die Untersuchung der Proben bei tiefen Temperaturen durchgeführt werden kann, wird der untere Teil des Probenstabs samt Probenkäfig und Objektiv in ein Heliumbad getaucht (Abb. 4.2 a). Dafür wird über diesen Teil zunächst ein Überrohr aus Edelstahl gezogen und dieser Bereich mit einer Vakuumpumpe evakuiert.

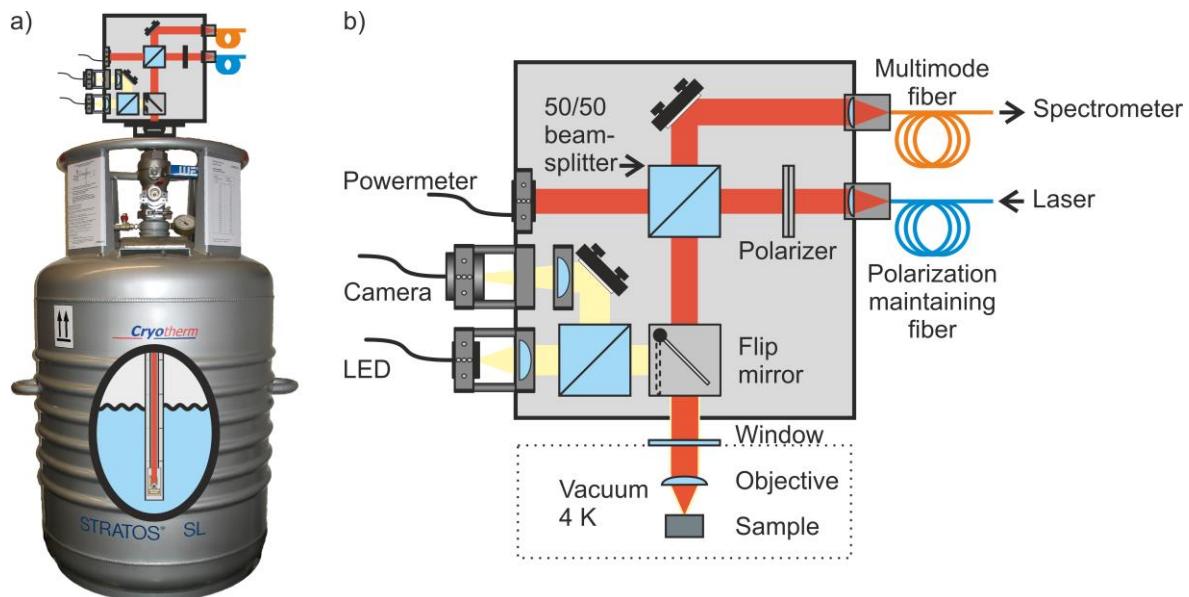


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Tieftemperaturmikroskops. a) Tieftemperaturmikroskop im Heliumbad. b) Probenstabkopf mit optischen Komponenten und skizzierter Strahlenweg.

Damit der optische Zugang weiterhin gewährleistet ist, befindet sich zwischen dem unteren Teil und dem Kopf des Probenstabs ein verkipptes, antireflexionsbeschichtetes Quarzglasfenster. Um einen ausreichenden Wärmeaustausch zwischen dem Heliumbad und der Probe zu realisieren, wird der zuvor evakuierte Zwischenraum mit gasförmigen Helium als Austauschgas gefüllt. Die Messungen im Heliumbad in einer Kanne mit einem Volumen von 100 L bietet die Möglichkeit von Messperioden von bis zu vier Wochen.

Um Photostrommessungen an der Probe im Tieftemperaturmikroskop zu ermöglichen, ist der Probenstab mit einer Reihe von elektrischen Leitungen ausgestattet. Neben zwei abgeschirmten Koaxialkabeln stehen für die Verbindung zur Probe acht nicht abgeschirmte Leitungen zur Verfügung. Zudem ist der Probenstab mit zwei Semi Rigid Koaxialkabeln ausgestattet, welche die Übertragung von hochfrequenten Signalen mit geringen Verlusten an die Probe ermöglichen.

4.1.3 Detektionseinheit

Für die spektrale Analyse des Photolumineszenzsignals der Probe, sowie der Überwachung der Emissionswellenlänge der Laser wird ein Spektrometer verwendet. Das Spektrometer setzt sich aus zwei Einheiten zusammen. Zum einen aus dem Gitterspektrograph *SpectraPro 500i* und zum anderen aus einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Silizium-CCD *PYL100BR-NS-SM-Q-F-S*, beide vom Hersteller *Princeton Instruments*.

Das zu untersuchende Photolumineszenzsignal wird zunächst mithilfe einer Glasfaser an den Gitterspektrographen geleitet. Dieser ist in der Czerny-Turner-Anordnung aufgebaut. Die Fokuslänge beträgt 500 mm. Als dispersive Elemente werden zwei Gitter verwendet, zwischen denen frei gewählt werden kann. Die Gitter haben eine Gitterzahl von 1200 mm^{-1} (geblazed für 750 nm) und 150 mm^{-1} (geblazed für 1500 nm).

Die zur Detektion eingesetzte Silizium-CCD-Kamera wird über eine Flüssigstickstoffkühlung sowie ein Heizelement bei einer konstanten Betriebstemperatur von $-120 \text{ }^{\circ}\text{C}$ betrieben. Der Kamerachip setzt sich aus 1340×100 Pixeln zusammen, wobei jeder Pixel eine Ausdehnung von $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ hat. Die Quanteneffizienz der Detektion liegt bei 900 nm bei einem Wert von 90 % und nimmt bis 950 nm auf einen Wert von 65 % ab.

Nach den Herstellerangaben erreicht man mit dieser Detektionseinheit für das 1200 Striche/mm Gitter bei einer Wellenlänge von 925 nm und einer Spaltbreite von $10 \mu\text{m}$ eine spektrale Auflösung von $0,10 \text{ nm}$, was etwa $150 \mu\text{eV}$ entspricht. Somit lassen sich die einzelnen exzitonischen Ladungszustände der Quantenpunkte im Spektrum sehr gut auflösen und letztlich identifizieren. Um hingegen die Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustands zu beobachten, ist die Auflösung jedoch mindestens eine Größenordnung zu gering. Typische Werte für die Feinstrukturaufspaltung liegen im Bereich von $10 \mu\text{eV}$ und etwas darüber [63].

4.1.4 Elektrische Detektion

Neben der optischen Rekombination können die Ladungsträger den Quantenpunkt auch über einen Tunnelprozess verlassen. Diese Ladungsträger können dabei als Photostrom detektiert werden. Die Detektion dieser Ströme, welche bei kohärenten Experimenten im Bereich weniger pA und für hochpräzise Messungen der Linienbreite sogar im Bereich einiger 10 fA liegen, erfolgt mittels, in der Arbeitsgruppe entwickelter, spezialisierter Messgeräte.

Photostrommessgerät und Spannungsquelle

Die Messeinheit bietet die Möglichkeit einer hochpräzisen Strommessung sowie die Bereitstellung einer definierten Ausgangsspannung. Über das Nova-Bus-System von der Firma *Mechonics AG* erfolgt zum einen die notwendige Leistungsversorgung sowie zum anderen die Kommunikation mit dem Messrechner. Intern wird dabei die Kommunikation von einem Mikrocontroller übernommen. Die Verschaltung verschiedener funktioneller Baugruppen erlaubt die Realisierung der Strommessung und der Spannungsausgabe. In der folgenden Abbildung ist eine schematische Darstellung der Messeinheit dargestellt.

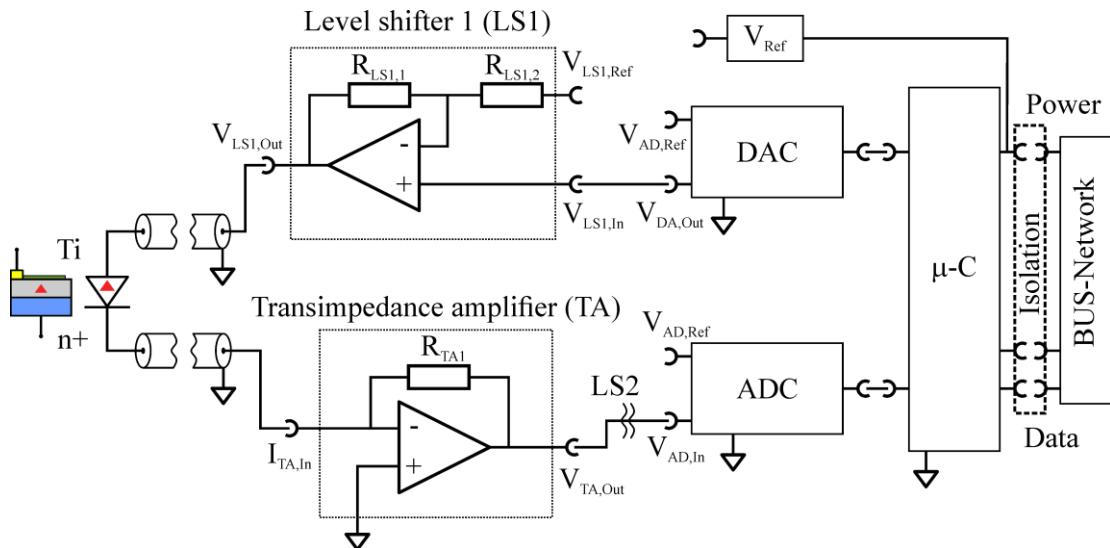


Abb. 4.3: Schaltplan des Messgerätes zur ultrasensitiven Photostrommessung und Ausgabe einer präzisen definierten Spannung [57].

Die definierte Spannungsauflage wird von dem Mikrocontroller initialisiert. Dieser sendet einen Digitalwert an den DAC, woraufhin dieser eine entsprechende Spannung ausgibt. Diese Spannung wird durch die Wahl der Widerstände $R_{LS1,1}$ und $R_{LS1,2}$ eines Pegel-Shifters und einer Referenzspannung $V_{LS1,Ref}$ verstärkt oder auch auf einen bipolaren Bereich ausgedehnt. Über eine SMA-Buchse verlässt die Ausgangsspannung $V_{LS1,Out}$ die Messeinheit. Eine weitere SMA-Buchse stellt den Eingang für ein zu messendes Stromsignal relativ zum Bezugspotential des Messgeräts dar. Ein Transimpedanzverstärker wandelt den Strom in eine dazu proportionale Spannung um. Die Ausgangsspannung $V_{TA,Out}$ des Transimpedanzverstärkers entspricht dabei dem negativen Produkt vom Widerstand R_{TA1} des Verstärkers

und dem Eingangsstrom $I_{TA,In}$. Über einen Level-Shifter wird dieses Spannungssignal angepasst an einen ADC-Wandler übergeben. Der erzeugte Digitalwert wird anschließend im Mikrocontroller verarbeitet und über das Bus-System an den Messrechner übermittelt.

Die ordnungsgemäße und präzise Funktion der verwendeten AD/DA-Wandler im Gerät setzen hochpräzise Referenzspannungen V_{Ref} voraus. Hierfür sind in dem Gerät mehrere verschiedene hochpräzise Spannungsquellen verbaut, welche die benötigten Referenzspannungen bereitstellen können.

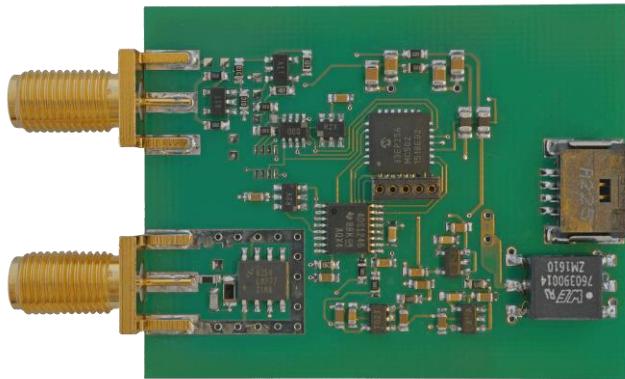


Abb. 4.4: Fotografische Aufnahme des ADC/DAC ID114, welcher für Photostrommessungen und als Spannungsquelle eingesetzt wird.

Das Einsatzgebiet dieses Gerätes (Abb. 4.4) sind ultrasensitive und rauscharme Photostrommessungen. Störende Einflüsse auf die innere Geräte Peripherie ausgehend vom Bus-System werden durch eine Isolation abgetrennt. Zudem wurde bei der Wahl der Wandler und Operationsverstärker auf ein besonders rauscharmes Verhalten geachtet. Insgesamt werden so die Rauscheinflüsse extrem gering gehalten und die Performance des Geräts optimiert.

Spannungsquelle mit integrierter Strommessung: Sourcemeter

Experimente an Quantenpunkt-Photodioden in Kombination mit ultraschnellen elektrischen Pulsen, welche von einem CMOS-Chips generiert werden, stellen neue Anforderungen an die Messinstrumente bezüglich der Spannungsausgabe und der Strommessung. Typischerweise kontaktiert der CMOS-Chip die Quantenpunkt-Photodiode an der Anode. Das bedeutet, dass die Spannungsausgabe und die Strommessung über die Kathode der Photodiode und folglich über eine gemeinsame Leitung erfolgen müssen. Die Strommessung muss demnach auf einem variablen Potenzial realisiert werden. Dies kann mit einem gegenüber dem zuvor beschriebenen modifizierten Messgerät, dem Sourcemeter, erfolgen. Das Bus-Netzwerk für

die Datenkommunikation zum Messrechner sowie für die Leistungsversorgung ist vom restlichen Gerät galvanisch getrennt. Eine einfache schematische Darstellung des Aufbaus ist in der nachfolgenden Abbildung gegeben:

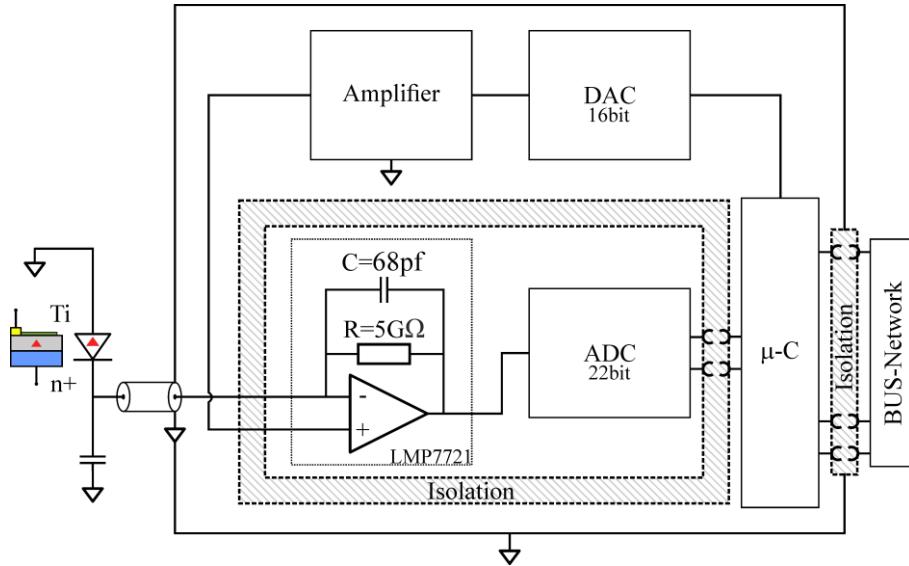


Abb. 4.5: Aufbauskizze des Sourcemeters, welches eine Spannungsausgabe sowie eine ultrasensitive Strommessung über eine einzelne Leitung ermöglicht.

Für die Spannungsausgabe wird zunächst ein Signal vom Mikrocontroller an den 16 bit DAC-Wandler gesendet. Dieser gibt eine entsprechende Spannung aus, welche über einen Verstärker an den nichtinvertierenden Eingang eines Transimpedanzverstärker-Moduls geleitet wird. Dieses Modul für die Strommessung ist zusammen mit dem dazugehörigen ADC-Wandler von der restlichen Schaltung isoliert, wodurch die Strommessung effektiv vor äußeren Einflüssen abgeschirmt ist. Das Potential des isolierten Blocks wird dabei allein über die anliegende Spannung kontrolliert. Somit kann über eine einzelne Leitung eine Spannung an die Diode angelegt werden, sowie gleichzeitig eine ultrasensitive Photostrommessung erfolgen.

4.1.5 Phasenstables Interferometer

Die Durchführung von phasensensitiven Experimenten sowie der Realisierung und der Demonstration der präzisen elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons. Dies bedingt ein phasenstables Setup. Für die Betrachtung der Quanteninterferenz ist die Anregung des Quantenpunkts mit einem optischen Pulspaar notwendig. Die Erzeugung des Doppelpulses kann

durch ein Michelson-Interferometer realisiert werden. Über einen Strahlteiler wird ein optischer Puls in zwei Pfade unterschiedlicher Weglänge aufgeteilt. In beiden Pfaden befindet sich ein Spiegel, sodass letztlich die Signale der beiden Pfade über den Strahlteiler in den Ausgangspfad des Interferometers geleitet werden. Die Weglängenunterschiede führen dabei zu einer zeitlichen Separation der beiden Pulse relativ zueinander.

Aufgrund von thermischen oder mechanischen Einflüssen kann dabei eine zeitliche Variation der Weglängendifferenz auftreten. Diese Variationen zerstören die feste Phasenlage zwischen den beiden optischen Pulsen und verhindern damit die erfolgreiche Durchführung phasensensitiver Experimente. Aus diesem Grund wurde ein sehr kompaktes Interferometer entwickelt und konstruiert (Abb. 4.6), welches neben phasenstabilen optischen Komponenten aus Materialien mit sehr geringem thermischen Ausdehnungskoeffizienten besteht.

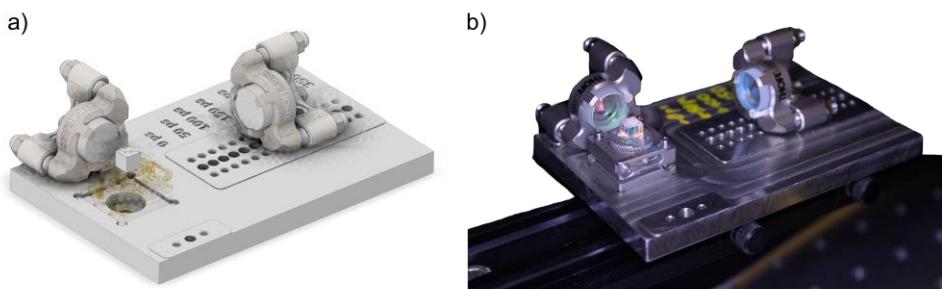


Abb. 4.6: a) Technische Zeichnung des selbstkonstruierten Michelson-Interferometers. b) Fotografische Aufnahme des realisierten Michelson-Interferometers in kompakter Bauweise.

Die Grundplatte des Interferometers besteht aus einer Speziallegierung mit der Bezeichnung Corrodur 4104, welche einen Wärmeausdehnungskoeffizienten $\alpha_{\text{Corrodur } 4104} = 10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [70] besitzt. Somit ist der Wärmeausdehnungskoeffizient dieses Materials gegenüber Aluminium um mehr als einen Faktor 2 geringer ($\alpha_{\text{Al}} = 23,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) [71]. Zudem lässt sich dieser Werkstoff sehr gut zerspanend bearbeiten, sodass die gewünschte Konstruktion in der Feinmechanik Werkstatt der Universität Paderborn mit sehr hoher Präzision realisierbar war. Als Strahlteiler wurde ein 50/50 Strahlteilerwürfel mit einer Kantenlänge von 5 mm (*Thorlabs BS008*) gewählt. Durch die geringen Ausmaße des Strahlteilerwürfels ist es möglich, den Spiegel des kurzen Interferometerarms in sehr kurzer Distanz (im Bereich einiger 10 mm) zum Strahlteiler zu platzieren. Als Halterung für die breitbandigen dielektrischen Spiegel (*Thorlabs BB05-E03*) wurden spezielle, langzeitstabile Spiegelhalter verwendet (*Polaris-K05F6*), welche ebenfalls aus Materialien mit angepassten thermischen Ausdeh-

nungskoeffizienten bestehen. Der Spiegel im längeren Interferometerarm kann in verschiedenen, definierten Positionen befestigt werden. Diese Positionen sind in äquidistanten Abständen auf der Grundplatte des Interferometers eingelassen und ermöglichen unterschiedliche inkrementelle Verzögerungszeiten für den zweiten Puls. Der minimale Pulsabstand liegt dabei bei 50 ps und kann in 25 ps Schritten auf bis zu 350 ps erweitert werden.

Im Vergleich zu vorherigen Interferometer-Aufbauten mit längeren Armen (einige 100 mm), bei denen teilweise über Schrittmotoren oder Nanopositionierer die Weglängendifferenz variiert werden konnte, zeigt diese Umsetzung des Interferometers eine hervorragende Langzeitstabilität. Messungen über mehrere Stunden zeigten keinen nennenswerten Drift des Interferometers. Somit ist dieses Interferometer hervorragend geeignet für die Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons. Um die Leistungsfähigkeit des Interferometers weiter zu erhöhen, besteht die Möglichkeit, eine Isolation gegenüber örtlichen Temperaturschwankungen durch eine Einhausung zu realisieren.

4.2 SiGe-Schaltkreise für die Generation ultraschneller elektrischer Pulse

Für die Experimente im Bereich der kohärenten Optoelektronik werden elektrische Pulse mit schnellen Anstiegszeiten in der Größenordnung von wenigen 10 ps benötigt. Diese werden von selbstentwickelten SiGe-Elektronikchips bereitgestellt. Das Design dieser Elektronikchips wurde von Dr. Amlan Mukherjee und Dr. Alex Widhalm übernommen. Gefertigt wurden die Elektronikchips im *IHP-Institut* in Frankfurt (Oder). Im nachfolgenden wird das Design der Elektronikchips „*TRR_C04_V16*“ und „*TRR-C04_V3*“, welche primär in den in dieser Arbeit präsentierten Experimenten verwendet wurden, erläutert.

4.2.1 CMOS-Schaltkreis

Mithilfe der CMOS-Technologie besteht die Möglichkeit pulserzeugende digital-analoge Schaltmodule zu realisieren. Die Schaltung beruht dabei auf der komplementären Verwendung von n- und p-MOS-Transistoren.

Am Chipeingang wird zunächst ein Spannungstransient V_{in} eingespeist. Dieses Signal wird auf den Eingang eines NOT-Gatters geleitet. Als Überspannungsschutz dienen ESD-Schutzdiode. Nach dem ersten NOT-Gatter folgt direkt ein zweites. Zusammen erfüllen diese bei-

den Gatter eine Aufgabe ähnlich der eines Schmitt-Triggers, sodass nach diesen beiden Gattern der Pegel des Signals einen definierten Wert aufweist. Anschließend wird das Signal in ein XOR-Gatter eingespeist. Über eine externe Versorgungsspannung V_{sign} kann die Polarität des Signals ausgewählt werden. Zum Abschluss folgen vier parallel geschaltete Inverter mit zunehmend größer werdender Anzahl der Inverter. Dies ermöglicht die Reduktion der Impedanz des Chips und erhöht somit die Treibfähigkeit. Der vorgestellte Aufbau entspricht dem Design des Chips „*TRR_C04_V16*“, wobei die Amplitude durch die Versorgungsspannung V_{DD} und die Pulslänge durch die Länge des Input-Pulses gegeben ist (Abb. 4.7).

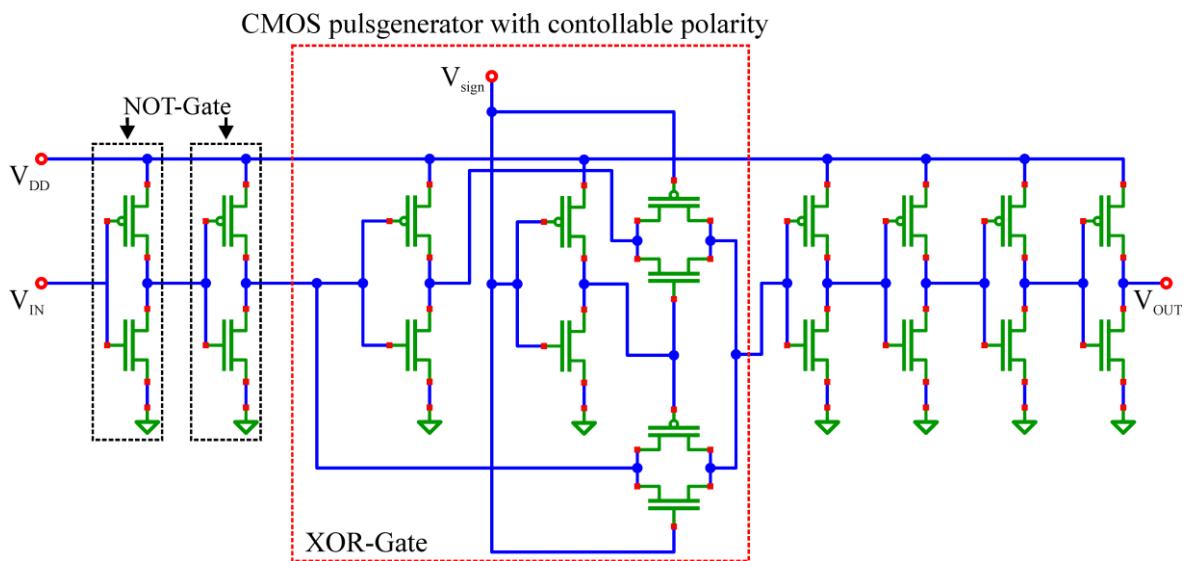


Abb. 4.7: Schaltkreis eines CMOS Pulsgenerators. Über die Spannung V_{sign} kann die Polarität des Ausgangspulses gesteuert werden.

Eine Modifikation des Chipdesigns erlaubt die Möglichkeit, die Pulslänge über eine externe Versorgungsspannung zu definieren. Bei diesem Design (Abb. 4.8) wird das Eingangssignal auch zunächst durch zwei NOT-Gatter geleitet. Anschließend wird das Signal aufgeteilt. Ein Teil wird dabei direkt an den Eingang des nachfolgenden NAND-Gatter geleitet. Der andere Teil durchläuft zuvor eine Sequenz aus drei NOT-Gattern. Hierbei ist die Besonderheit, dass die Versorgungsspannung des zweiten Gatters nicht auf der gemeinsamen Versorgungsspannung V_{DD} liegt. Dieses Gatter wird über die Spannung V_{Del} versorgt, welche letztlich die Gatterlaufzeit bestimmt.

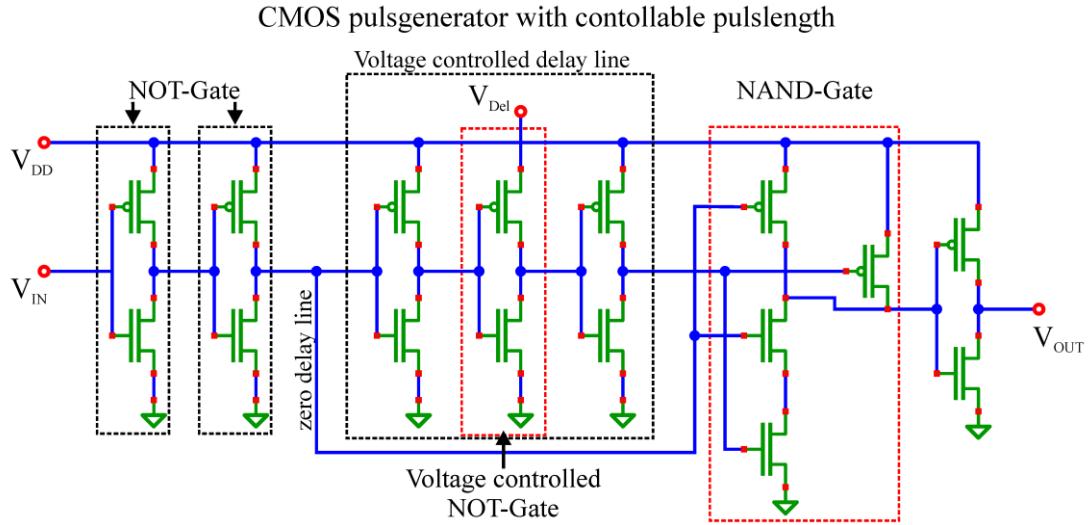


Abb. 4.8: Schaltkreis eines CMOS Pulsgenerators. Über die Spannung V_{Del} kann die Pulslänge variabel eingestellt werden.

Somit ist über die angelegte Spannung V_{Del} die Verzögerung des Signals zwischen den beiden Pfaden einstellbar. Die ungerade Anzahl an Inverter im Verzögerungspfad führt dazu, dass das Signal dieses Pfades gegenüber dem des anderen Pfades beim Eintreffen auf den Eingang des NAND-Gatters invertiert ist. Infolgedessen entspricht der Ausgang des NAND-Gatters nur für den Zeitraum zwischen dem Eintreffen des nicht verzögerten und dem verzögerten Signal einer logischen „0“, während der Ausgang in allen anderen Fällen „1“ entspricht. Nach dem NAND-Gatter folgt abschließend ein letzter Inverter und der Puls mit positiver Polarität verlässt den Chip am Ausgang.

4.2.2 CMOS-Schaltkreis mit HBT-Endstufe

Die Chip Version „*TRR_C04_V3*“ besteht aus einer Kombination eines CMOS-Schaltkreises und einer HBT-Endstufe. Bei dieser Version des Chips ist über diverse Versorgungsspannungen eine präzise Kontrolle über die wesentliche Form des elektrischen Ausgangspulses möglich, wobei insbesondere die Pulslänge sowie die Amplitude eingestellt werden können. Der CMOS-Part entspricht dem Pulsgenerator mit variabler Pulslänge, welcher im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde. Dieser ist für die Generation eines elektrischen Pulses verantwortlich. Die nachgeschaltete HBT-Endstufe nutzt diesen Puls als Input und erzeugt einen Puls mit einstellbarer Pulshöhe sowie einer ultraschnellen Anstiegszeit (siehe Abb. 4.9).

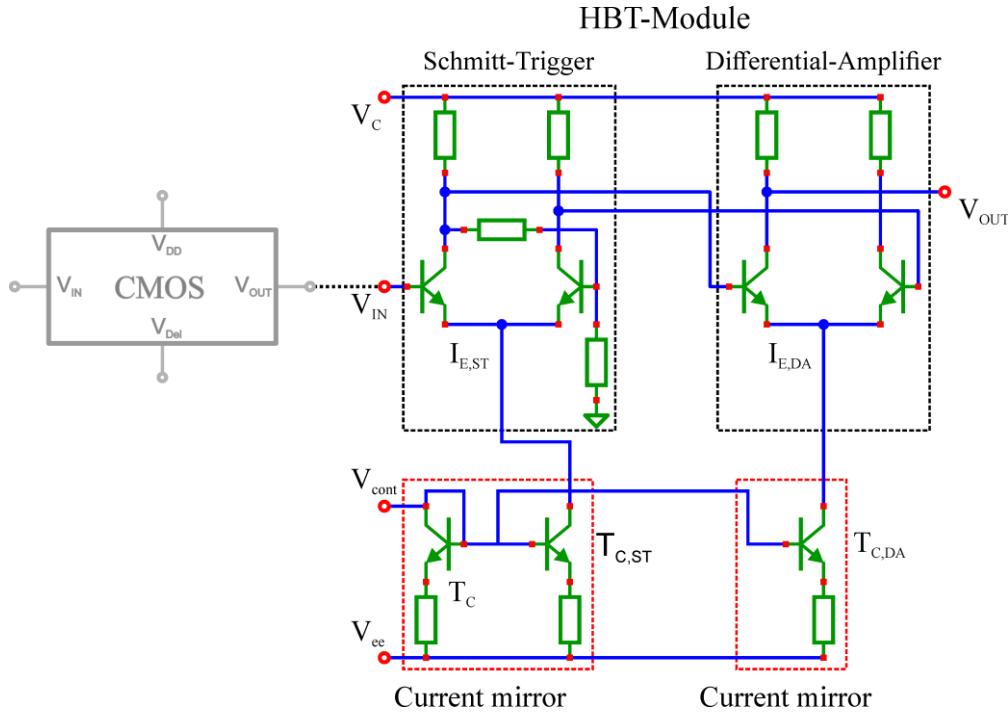


Abb. 4.9: Schaltkreis eines HBT-Moduls zur Erzeugung elektrischer Pulse mit ultraschnellen elektrischen Transienten. Das HBT- Modul nutzt als Input ein von einem CMOS-Pulsegeneratoren erzeugten Puls. Die wesentlichen Bestandteile des HBT-Moduls sind ein Schmitt-Trigger und ein Differenzverstärker.

Das Design der HBT-Endstufe basiert dabei auf der Verwendung von mehreren npn-Hetero-Bipolar-Transistoren. Der Inputpuls trifft zunächst auf einen Schmitt-Trigger. Dabei wird aus der steigenden Flanke des Input Pulses ein definiertes Signal erzeugt. Dieses Signal wird an einen Differentialverstärker weitergeleitet, welcher letztlich den Ausgangspuls liefert. Durch die Wahl der Versorgungsspannungen des Verstärkers, kann dabei die Pulsform in einem gewissen Bereich variiert werden.

Die Besonderheit bei diesem Schaltkreis ist, dass hiermit sehr kurze elektrische Pulse mit einer sehr geringen Spannungsamplitude im mV-Bereich erzeugt werden können.

4.3 Systemintegration: SiGe-Schaltkreis QD-Photodiode

Im Feld der kohärenten Optoelektronik können neuartige Experimente durch die kombinierte Verwendung von elektrischen sowie optischen Pulsen für die Präparation sowie die Manipulation eines Exziton-Zustands im Quantenpunkt realisiert werden. Während der optische Zugang zum verwendeten Quantensystem inhärent möglich ist, sind für die Applika-

tion von ultraschnellen elektrischen Pulsen einige Maßnahmen erforderlich. Die erforderlichen Maßnahmen und deren Umsetzung in der Systemintegration zwischen dem SiGe-Chip und der Quantenpunkt-Photodiode werden im Folgenden näher erläutert.

Für die ultraschnelle Variation der Quantenpunkt-Exzitonenergie über den Stark-Effekt, durch das Anlegen eines kurzen elektrischen Pulses, sind Quantenpunkt-Photodioden mit einer minimalen Kapazität erforderlich. Dementsprechend wurden für die Systemintegration niederkapazitive Photodioden (s. Kap. 3.1) verwendet. Die elektrischen Pulse werden von einem SiGe-Chip mit einer CMOS-basierten pulserzeugenden Einheit zur Verfügung gestellt (s. Kap. 4.2).

Das Ziel der Systemintegration ist es, den Ausgangspuls des Elektronikchips RF-konform verlust- und verzerrungsfrei an die Anode der Quantenpunkt-Photodiode weiterzuleiten. Diese Verbindung wird später mittels einer Bondverbindung mit einem Aluminiumdraht ($\varnothing 25 \mu\text{m}$) realisiert. Damit diese Bondverbindung letztlich möglichst robust gegenüber Störungen und äußeren Einflüssen ist, gilt es die Länge der Bondverbindung zu minimieren. Da sowohl der Elektronikchip von Haus aus eine Höhe von $300 \mu\text{m}$ besitzt und die GaAs-Probe im Laufe des technologischen Prozessablaufs auf eben diese Höhe gedünnt wurde, ist nur noch die laterale Distanz zwischen dem Chip-Ausgang und der Anodenbondfläche entscheidend. Dementsprechend werden die beiden Chips in unmittelbarer räumlicher Nähe zueinander passend ausgerichtet und auf einem goldbeschichteten Keramikträger klebetechnisch fixiert. Dafür wird ein Zwei-Komponenten Klebstoff auf Epoxidharzbasis verwendet. Beim Ausrichten der beiden Chips ist zu berücksichtigen, dass die GaAs-Probe insgesamt 12 Photodioden enthält und mit einer räumlichen Ausdehnung von $2450 \mu\text{m} \times 1845 \mu\text{m}$ deutlich größer ist, als der $860 \mu\text{m} \times 690 \mu\text{m}$ große Elektronikchip. Daher besteht je nach Art des verwendeten Elektronikchips und dessen Anzahl an erforderlichen Versorgungsspannungen die Möglichkeit, ein bzw. zwei Elektronikchips mit einer GaAs-Probe zu verbinden.

Die Abbildung 4.10 zeigt eine fotografische Aufnahme eines fertig integrierten Systems bestehend aus zwei CMOS-Chips und einer GaAs-Probe mit Quantenpunkt-Photodioden. Zwei Dioden der Probe sind jeweils mit einem Ausgang des CMOS-Chips über Aluminium-Bonddrähte verbunden. Bei den beiden CMOS-Chips handelt es sich um die Versionen C04_V17 (links) und C04_V16 (rechts).

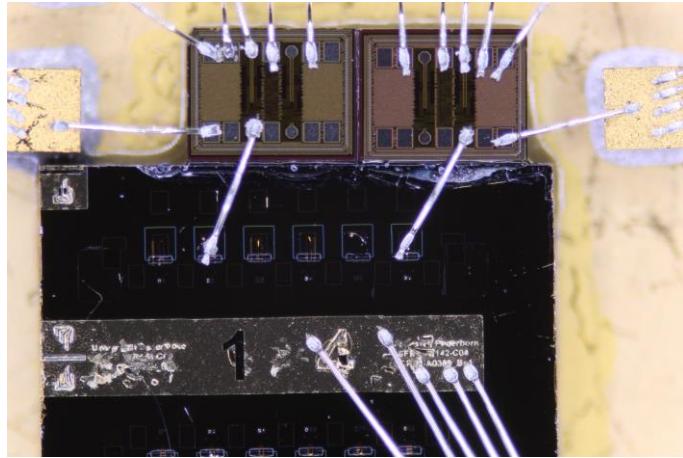


Abb. 4.10: Fotografische Detailaufnahme eines integrierten Systems bestehend aus der Probe Pb_A0389_B_14 und zwei SiGe-Chips. Der Ausgang der SiGe-Chips ist jeweils mit einem Aluminium Bonddraht mit einer Quantenpunkt-Photodiode verbunden.

Weiter sind am linken und am rechten oberen Rand der Aufnahme bondbare Kondensatoren zusehen. Da der CMOS-Chip über verschiedene Versorgungsspannungen betrieben wird, muss der Chip über weitere Bondverbindungen mit externen Spannungsquellen verbunden werden. Um diese Versorgungsspannungen RF-technisch zu stützen, werden diese Verbindungen alle zunächst jeweils über einen 10 pF Stützkondensator abgeführt. Insgesamt sind für den Betrieb der CMOS-Chips V16 und V17 folgende Betriebsspannungen notwendig: V_{DD} , V_{sign} und V_{in} . Zudem muss das Erdungspotential des Chips auf einem definierten Potential liegen. Alle Verbindungen zum Chip wurden mittels Ultraschall-Wire-Bonding realisiert und führen auf einzelne Kontaktpads auf dem Keramikträger. Dieser Keramikträger ist auf eine speziell designete PCB-Platine geklebt. Die elektrische Verbindung zwischen den Kontakten auf der PCB-Platine und den Kontaktpads auf dem Keramikträger wird über angelötete kurze Kupferlackdrähte hergestellt. Die PCB-Platine bietet die Möglichkeit SMD-Kondensatoren zu platzieren. Die Versorgungsspannungen V_{DD} und V_{sign} werden auf der Platine jeweils mit einem 1000 pF Kondensator stabilisiert, während die Kathodenspannung HF-konform über einen 100 pF Kondensator geerdet wird. Von der Platine werden die Kontakte durch den Probenstab herausgeführt, sodass sie außerhalb des Probenstabs von externen Spannungsquellen gespeist werden können. Das Triggersignal V_{in} für den CMOS-Chip wird allerdings nicht über die Platine geleitet. Dieses wird im Probenstab über die speziellen Semi Rigid Koaxialleitungen zum Keramikträger geleitet, von wo eine direkte Bondverbindung zum Trigger Eingang des CMOS-Chip besteht (Abb. 4.11).

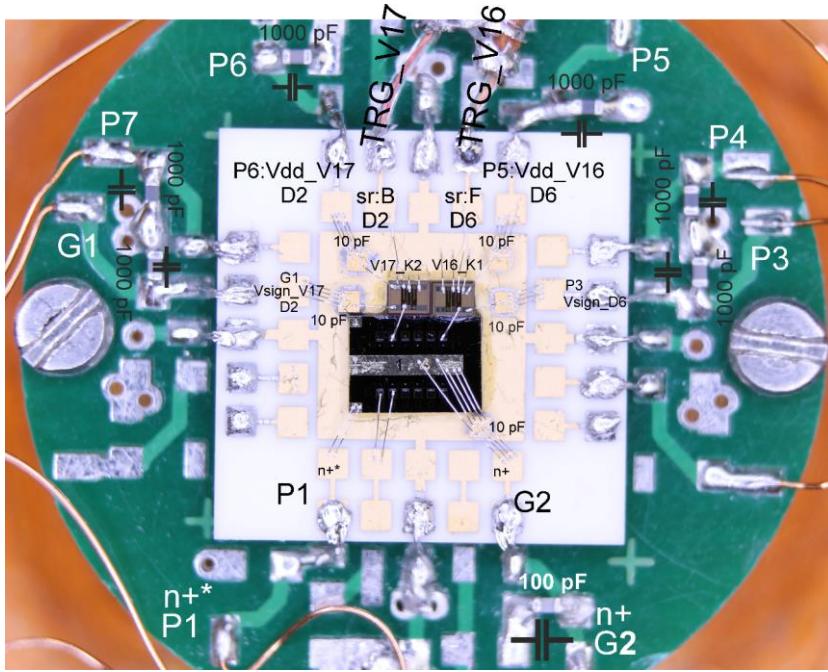


Abb. 4.11: Fotografische Aufnahme eines vollständigen integrierten Systems von Quantenpunkt-Photodioden mit CMOS-Chips. Auf der Platine werden die Versorgungsspannungen über Stützkondensatoren stabilisiert und die Leitungen durch den Probenstab zu den externen Spannungsquellen geführt.

Für die Experimente zur Phasenkontrolle des Exzitons (Kap. 7) wird auf den SiGe-Chip C04_V3 zurückgegriffen. Dieser besteht neben einem CMOS-Pulsgenerator mit einstellbarer Pulslänge aus einer HBT-Endstufe, über deren Versorgungsspannungen insbesondere die Amplitude und Form des Pulses variiert werden kann. Für den Betrieb dieses Chips werden folgende Versorgungsspannungen benötigt: V_{DD} , V_{del} , V_c , V_{cont} , V_{ee} , V_{in} . Da der Probenstab nur über eine begrenzte Anzahl an durchgeführten Leitungen verfügt, kann bei der Systemintegration lediglich ein Chip der Version C04_V3 kontaktiert werden.

Es soll nun die Eignung des integrierten Systems für die Experimente mit ultraschnellen elektrischen Pulsen geprüft werden. Der von einem speziellen SiGe-Schaltkreis generierte elektrische Ausgangspuls wird an die Anode der Diode geleitet. Die Kathode der Diode ist zum einen über einen 100 pF Kondensator mit dem Erdungspotential verbunden und zum anderen mit einem Sourcemeter, einer Spannungsquelle mit integrierter höchstsensitiver Strommessung. Dies kann in einem Ersatzschaltbild folgendermaßen vereinfacht dargestellt werden (Abb. 4.12). Für das Experiment bedeutet dies, dass der elektrische Puls zwei in Reihe geschaltete Kondensatoren laden muss. Dies sind zum einen die Kapazität der Photodiode C_{PD} sowie die Kapazität des Stützkondensators C_{sk} .

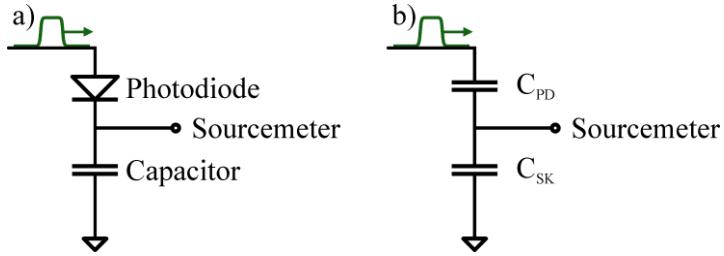


Abb. 4.12: a) Skizzen zur Beschaltung der Probe. b) Vereinfacht kann für die elektrische Beschreibung der Experimente die Photodiode als Kapazität betrachtet werden.

Die Kapazität der Photodiode setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Ein kapazitiver Beitrag des Bondpads ist aufgrund des speziellen niederkapazitiven Designs und der daraus resultierenden räumlichen Separation zur n⁺-Schicht der Diode zu vernachlässigen. Anders verhält sich der Einfluss der Metallisierung über die SU8-Brücke, welche das Bondpad mit der aktiven Diodenfläche verbindet. Für die Ermittlung dieses Beitrags kann man eine Reihenschaltung aus zwei Kondensatoren annehmen. Das ist zum einen der Anteil, welcher durch das SU8 ($\epsilon_{r,SU8} = 3,23$ [65]; $d_{SU8} = 1000 \text{ nm}$) definiert ist, und zum anderen der Anteil durch das i-GaAs ($\epsilon_{r,GaAs} = 12,7$ [72]; $d_{GaAs} = 360 \text{ nm}$; s.a. Kap. 3.1). Für den Kapazitätsbeitrag der Metallisierung über der SU8-Brücke gilt somit bei einer großzügigen Abschätzung der Fläche von 200 μm²:

$$C_{SU8-\text{Metallisierung}} = \frac{\epsilon_{SU8}\epsilon_{GaAs}}{d_{SU8}\epsilon_{GaAs}+d_{GaAs}\epsilon_{SU8}} \cdot \epsilon_0 \cdot A = 5 \text{ fF} \quad (4.1)$$

Den größten Beitrag zu der Kapazität der Diodenstruktur steuert die aktive Dioden Fläche bei. Diese besitzt eine Fläche von 100 μm² und bildet mit der 360 nm entfernten n⁺-Schicht einen Kondensator mit einer Kapazität von etwa 30 fF. Insgesamt ergibt sich somit für die Diodenstruktur eine Kapazität von unter 40 fF.

Die gesamte Last, welche der elektrische Puls im Experiment treiben muss, ergibt sich letztlich in der Reihenschaltung aus der Kapazität C_{PD} der Diode (40 fF) und der Kapazität C_{SK} des Stützkondensators (100 pF):

$$C_{Last} = \frac{C_{PD} \cdot C_{SK}}{C_{PD} + C_{SK}} \approx 40 \text{ fF} \quad (4.2)$$

Die Rechnung 4.2 zeigt, dass die gesamte Last dabei im Wesentlichen von der Kapazität der Diode bestimmt ist. Der Wert von 40 fF für die gesamte Last stellt einen sehr geringen Wert dar. Für einen Widerstand von 50 Ω liegt die RC-Zeitkonstante somit bei $\tau_{RC} \approx 0,2 \text{ ps}$. Dies ermöglicht es, sehr schnelle elektrische Signal-Transienten an die Photodiode anzulegen.

5 Charakterisierung einzelner Quantenpunkte

Im Folgenden wird die vollständige Charakterisierung eines einzelnen Quantenpunktes vorgestellt. Anhand von Photolumineszenzmessungen werden die einzelnen Zustände des Exzitons identifiziert. Darüber hinaus werden der Quantum Confined Stark Effekt und die Linienbreite des Quantenpunkts mithilfe von Photostrommessungen ermittelt. Leistungsabhängige Photostrommessungen, Rabi- und Ramsey-Experimente und deren ausführliche Analyse ermöglichen weiter die Bestimmung aller wesentlichen Parameter des Quantenpunkts, welche später in den theoretischen Modellen zur Beschreibung des optoelektronischen Samplings verwendet werden.

5.1 Photolumineszenzmessungen

Photolumineszenzmessungen eignen sich für das Auffinden von geeigneten Quantenpunkten für weitergehende Messungen, sowie für die Identifizierung der einzelnen exzitonischen Zustände als auch deren spektraler Lage. Da die Quantenpunkte in einer Diodenstruktur eingebettet sind, kann eine Serie von Photoluminesenzspektren für unterschiedliche Bias-Spannungen an der Diode aufgenommen werden. Für die Probe A0389B_14_D6 wurde an einem Quantenpunkt eine spannungsabhängige Photolumineszenzmessung (PLV) mit einem Gitter mit 150 Strichen pro mm aufgenommen (Abb. 5.1). Somit konnte ein weiter Spektralbereich detektiert werden.

In der Messung dominiert ein Peak, welcher energetisch im Bereich von ca. 1450 meV bis 1530 meV mit einer maximalen Intensität bei 1500 meV liegt. Der Ursprung dieses Signals kann dem intrinsischen GaAs, welches bei 4 K eine Bandlücke von 1,52 eV aufweist [68], zugeordnet werden. Darüber hinaus kann bei einer Energie von 1413 meV eine weitere starke Linie beobachtet werden. Bei Spannungen oberhalb von 0,2 V nimmt die Breite dieser Linie im Spektrum zu, was einer ansteigenden Intensität zuzuordnen ist. Dieses Signal wird von dem InGaAs-Wettinglayer in der Probestruktur emittiert.

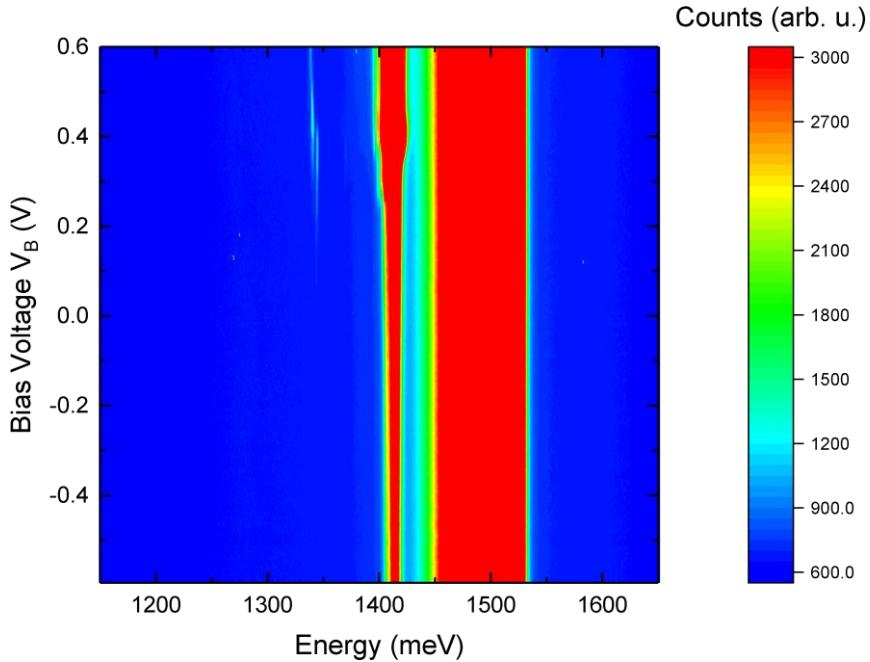


Abb. 5.1: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einer Photodiode mit InGaAs-Quantenpunkten mit einem Gitter mit 150 Strichen/mm bei einer Integrationszeit von 1 s. Es ist die Emission von GaAs bei 1500 meV, von dem InGaAs-Wettinglayer bei 1413 meV und von einzelnen Quantenpunkten im Bereich von 1350 meV zusehen.

Neben den bereits diskutierten Bereichen lassen sich einige feine Linien ab einer Spannung von ca. 0,2 V im energetischen Bereich von 1350 meV beobachten. Diese Linien können einem Quantenpunkt zugeordnet und in einer Messung mit einem feineren Gitter ($g = 1200 \text{ mm}^{-1}$) mit entsprechend höherer Auflösung betrachtet werden (Abb. 5.2).

Anhand der spannungsabhängigen Photolumineszenzmessung in Abbildung 5.2 können die einzelnen beobachtbaren Linien den unterschiedlichen exzitonischen Zuständen des Quantenpunktes zugeordnet werden. Betrachten wir nun zunächst die beiden Linien im Energiebereich von 1345,4 bis 1346,0 meV, welche ab einer Vorwärtsspannung von ca. 0,30 V bzw. 0,38 V an der Diode auftreten. Diesen beiden Linien lassen sich der einfach negative X^- und der zweifach negative X^{2-} Exziton Zustand zuordnen. Ursächlich für das Auftreten dieser Zustände ist, dass die s-Schale des Exzitons aufgrund der Bandverbiegung durch die angelegte Bias-Spannung unterhalb der Fermi-Energie liegt, sodass diese mit einem bzw. zwei Elektronen besetzt werden kann. Die Generation eines gebundenen Elektron-Loch Paars und dessen Relaxation in den Quantenpunkt führt dann letztlich zu der Bildung eines einfach oder zweifach negativ geladenen Exzitons.

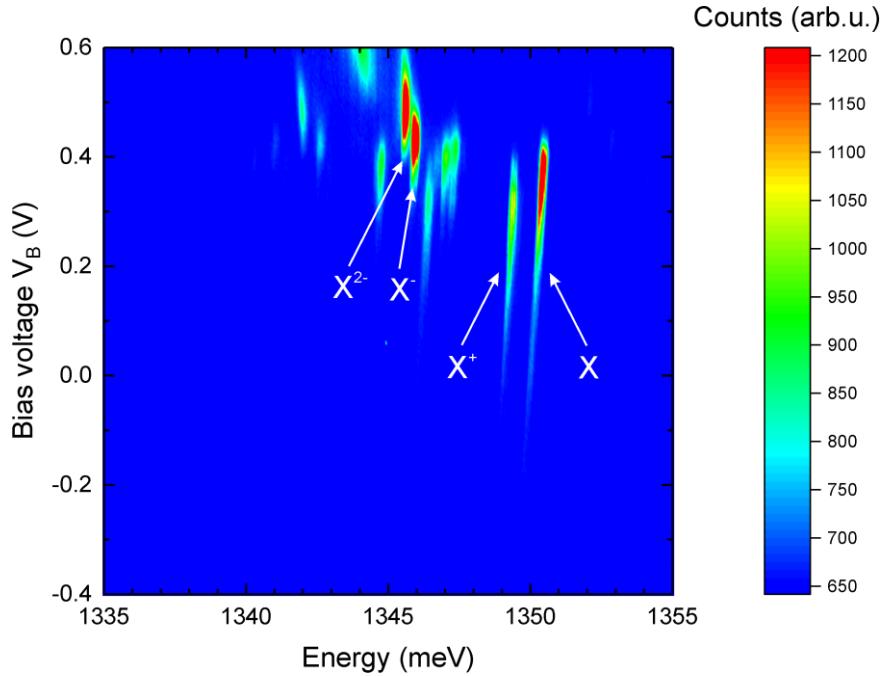


Abb. 5.2: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einem einzelnen InGaAs-Quantenpunkt mit einem Gitter mit einer Gitterzahl von 1200 mm^{-1} bei einer Integrationszeit von 1 s. Anhand dieser Messung kann die spektrale Lage der einzelnen exitonischen Zustände des Quantenpunktes ermittelt werden: Neutrales Exziton (X), positiv geladenes Exziton (X^+), einfach (X) und zweifach negativ (X^{2-}) geladenes Exziton.

Die beobachtete Linie bei einer Energie von 1350,2 meV (Energie bei einer Bias-Spannung V_B von 0,2 V) kann dem neutralen Exziton zugeordnet werden und tritt in einem Spannungsbereich von $V_B = 0,44\text{ V}$ bis in den Bereich negativer Bias-Spannungen auf. Hierbei wird der leere Quantenpunkt von einem durch optische Anregung erzeugten Elektron-Loch Paar besetzt. Die nebenstehende Linie bei 1349,3 meV ($V_B = 0,2\text{ V}$) entspricht der optischen Rekombination des positiv geladenen X^+ -Zustand. Die Entstehung dieses Zustands startet zunächst mit einem neutralen Exziton im Quantenpunkt. Bevor es zur optischen Rekombination kommt, tunnelt das Elektron aus dem Quantenpunkt. In den nun nur noch mit einem Loch besetzten Quantenpunkt relaxiert anschließend ein Elektron-Loch Paar und erzeugt somit ein positiv geladenes Trion (X^+).

Der Biexziton Zustand des Quantenpunkts kann anhand dieser PLV-Messung nicht zweifelsfrei bestimmt werden. Anhand der typischen Biexziton Bindungsenergie im Bereich von 3 meV [73] ist die Zuordnung der Biexzitonlinie auf eine der beiden Linien bei den Energien von 1346,8 bis 1347,4 meV einzuschränken. Da in den weiterführenden Experimenten jedoch mit dem neutralen Exziton gearbeitet wird, ist eine zweifelfreie Identifizierung an dieser Stelle nicht notwendig.

Neben den bisher diskutierten Linien können im Spektrum weitere Linien beobachtet werden. Diese Linien können nicht dem zuvor beschriebenen Quantenpunkt zugeordnet werden und deuten auf einen weiteren Quantenpunkt in der näheren Umgebung des untersuchten Quantenpunktes hin.

Neben der Identifizierung der Zustände erlaubt die PLV Messung auch eine erste Beobachtung des QCSE. Bei zunehmenden Bias-Spannungen und dementsprechend abnehmender elektrischer Feldstärke zeigt sich eine Blauverschiebung der Übergangsenergien der energetischen Zustände des Quantenpunkts. Der QCSE wird im nächsten Abschnitt mittels resonanter Photostromspektroskopie genauer untersucht.

5.2 Photostromspektroskopie

Durch die Einbettung der Quantenpunkte in eine Diodenstruktur bietet sich die Möglichkeit, die Eigenschaften der Quantenpunkte durch Photostrommessungen zu charakterisieren. Anhand von Photostrommessungen bei resonanter cw-Anregung wird zunächst der QCSE des untersuchten Quantenpunktes genauer betrachtet, was letztlich auch die genauere Analyse der Feinstrukturaufspaltung sowie der Linienbreite des Exzitons erlaubt. Mithilfe von leistungsabhängigen Photostrommessungen kann zudem das spannungsabhängige Verhalten der Loch-Tunnelzeit ermittelt werden.

Im Fall gepulster Anregung des Exzitons werden mit der Photostromdetektion Rabi-Oszillationen beobachtet und bei Doppelpulsanregung kann das Phänomen der Quanteninterferenz im Ramsey-Experiment betrachtet werden, wodurch Rückschlüsse auf die Dephasierungszeit des Quantensystems möglich sind.

5.2.1 Charakterisierung des Quantum Confined Stark Effekt

Der QCSE des Exzitons wird nun mittels Photostromspektroskopie genau untersucht. Die cw-Anregung des Quantenpunkts erfolgt mit einem kontinuierlich abstimmbaren Laser der Firma Toptica (*Toptica CTL950*). Für unterschiedliche Anregungswellenlängen bzw. -energien wird jeweils die Übergangsenergie des Exzitons mithilfe des QCSE über die angelegte Bias-Spannung durchgetunnt und gleichzeitig der resultierende Photostrom gemessen. Befinden sich Anregungslaser und Exziton Übergangsenergie in Resonanz, werden in dem Quantenpunkt Exzitonen generiert. Sofern diese über einen Tunnelprozess zerfallen, können die erzeugten Ladungsträger als Photostrom detektiert werden. In der

nachfolgenden Abbildung ist eine Serie dieser resonanten Photostromspektren an dem Quantenpunkt 1 der Diode D6 von der Probe A0389B_14 dargestellt. In der Serie an Photostromspektren lassen sich zwei Auffälligkeiten beobachten. Dies sind zum einen die Variation der Photostromamplitude der Resonanzen sowie zum anderen die variierende Linienbreite der Resonanzen.

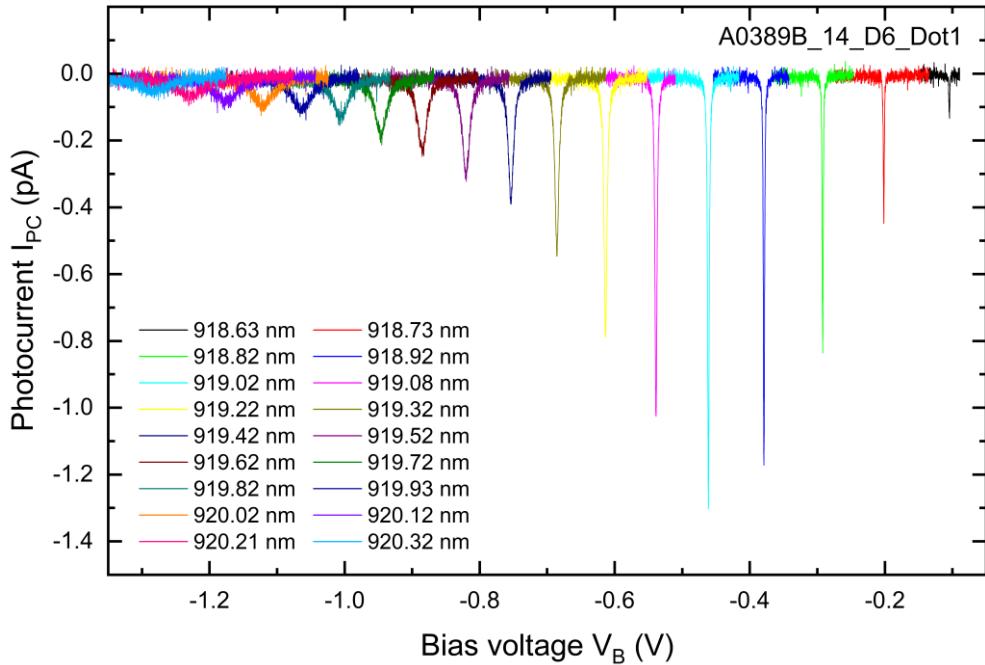


Abb. 5.3: Photostromresonanzen des Exzitons für verschiedene Anregungsenergien. Alle Messungen wurden mit derselben Anregungsleistung durchgeführt.

Zunächst können für geringe negative Bias-Spannungen nur geringe Photostromamplituden detektiert werden. In diesem Regime liegt die Tunnelzeit der Ladungsträger im Bereich der optischen Rekombinationszeit. Dementsprechend können nicht alle erzeugten Ladungsträger aufgrund des konkurrierenden Zerfallsmechanismus im Photostrom detektiert werden. Mit zunehmender negativer Bias-Spannung wächst die Photostromamplitude bis eine Spannung von -0,45 V erreicht wird. Aufgrund der zunehmenden elektrischen Feldstärke am Ort des Quantenpunktes nimmt die Tunnelrate der Ladungsträger zu [74] (vgl. Kap. 5.2.3) und der Tunnelzerfall wird gegenüber der optischen Rekombination mehr und mehr zum dominierenden Zerfallsmechanismus. Die reduzierte Tunnelzeit ist dabei gleichbedeutend mit einer kürzeren Lebensdauer und resultiert damit über die Unschärferelation in einer Linienverbreiterung. Diese beobachtbare Lebensdauerverbreiterung ist auch die Ursache der abnehmenden Photostromamplitude für zunehmend

negative Bias-Spannungen. In diesem Regime ist der Zerfall der Besetzung nahezu ausschliesslich über den Tunnelmechanismus gegeben. Die integrale Fläche unter den Photostromresonanzen bleibt in diesem Regime dabei konstant [57].

Anhand dieser Serie an Photostromspektren kann nun die Energieverschiebung des Quantenpunkt Exzitons aufgrund des QCSE ausgewertet werden. Dafür wird zunächst die Energie des Anregungslasers über die entsprechende Resonanzspannung aufgetragen (Abb. 5.4).

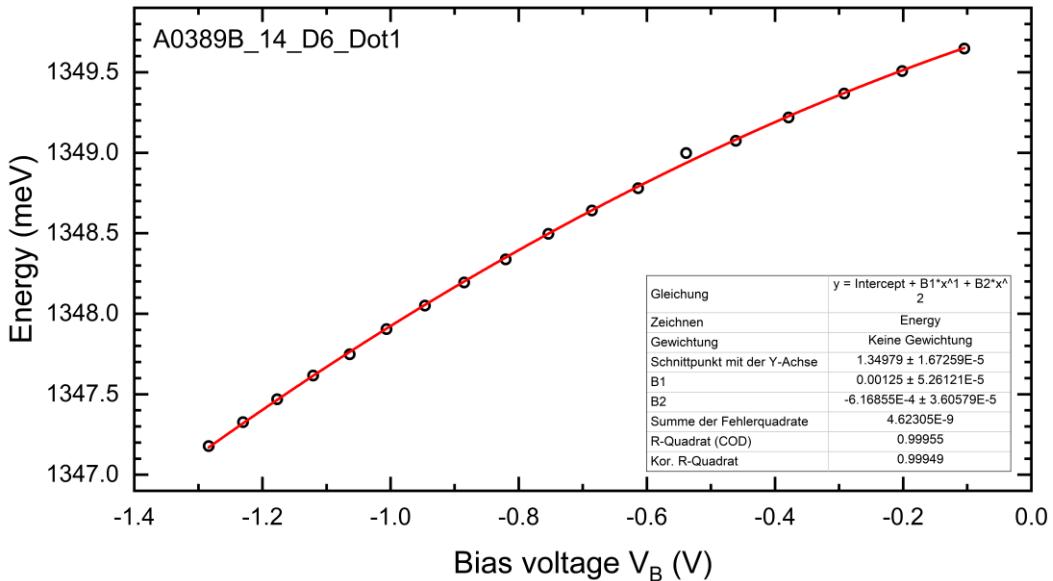


Abb. 5.4: Diagramm der Übergangsenergie des Exzitons in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Anhand eines polynomiellen Fits zweiter Ordnung werden aus den Messdaten die Parameter des QCSE für den untersuchten Quantenpunkt bestimmt.

Die Messdaten veranschaulichen die Abstimmung der Exziton-Übergangsenergie mittels des QCSE. Entsprechend der Gleichung 1.4 können die Parameter des QCSE mithilfe eines Polynoms 2. Ordnung bestimmt werden und es ergibt sich die folgende Beziehung zwischen der Übergangsenergie und der angelegten Bias-Spannung:

$$E(V_B) = -6,169 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{V^2} \cdot V_B^2 + 0,00125 \frac{eV}{V} \cdot V_B + 1,34979 \text{ eV} \quad (5.1)$$

Dieser Zusammenhang kann für die Konvertierung der Spannungsachse in die Energie bei den Photostromspektren genutzt werden, sodass unter anderem die Linienbreiten oder die Feinstrukturaufspaltung des Quantenpunkts genauer betrachtet werden kann.

5.2.2 Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustands

Bekanntermaßen zeigt der Zustand des neutralen Exzitons in InGaAs Quantenpunkten eine Feinstrukturaufspaltung [50, 75]. Im vorherigen Abschnitt wurde eine Serie von Photostromspektren eines Exzitons gezeigt (Abb. 5.3), wobei aufgrund der gewählten Anregungspolarisation lediglich einer der beiden Feinstrukturzustände angeregt wurde. Die Abbildung 5.5 zeigt nun Ergebnisse für verschiedene Anregungspolarisationen.

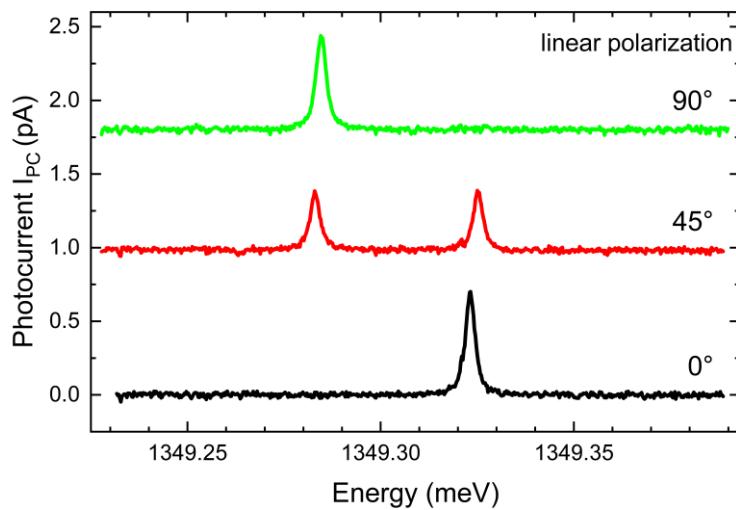


Abb. 5.5: Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustands in Photostrommessungen für verschiedene Anregungspolarisationen. Bei horizontaler und senkrechter Polarisation wird lediglich einer der beiden Feinstrukturzustände angeregt.

Während für eine vertikal ausgerichtete Linearpolarisation des Anregungslasers lediglich der energetisch niedrigere Peak im Photostromspektrum sichtbar ist, tritt für horizontal linear-polarisierte Anregung nur der energetisch höhere Peak auf. Wird die Polarisation hingegen von vertikal zu horizontal ausgerichteter Linearpolarisation gedreht, so nimmt die Intensität des energetisch niedrigeren Peaks kontinuierlich ab und die energetisch höheren dementsprechend zu. Im Fall diagonal linear-polarisierter Anregung ist dabei die Intensität beider Zustände identisch. Diese Beobachtungen geben einen ersten Hinweis auf den Ursprung der Feinstrukturaufspaltung. Eine typische Beobachtung bei selbstorganisierten Wachstumsverfahren ist das Auftreten einer Asymmetrie des Quantenpunktes bezüglich der [110] und der [1-10]. Diese Asymmetrie führt zu einer Anisotropie in der Elektron-Loch Austausch Wechselwirkung und damit zu einer Aufspaltung der beiden optisch erlaubten Übergänge der s-Schale des Exzitons [76]. Im Fall dieses untersuchten Quantenpunkts kann eine Feinstrukturaufspaltung von 42,09 μeV beobachtet werden. Typischerweise treten bei InAs/GaAs-Quantenpunkten Feinstrukturaufspaltungen von bis zu 80 μeV auf [77].

Für alle weiteren Messungen an dieser Arbeit wurde jedoch stets eine Anregungspolarisation gewählt, bei der einer der beiden Feinstrukturzustände vollständig unterdrückt wird.

5.2.3 Ermittlung der Lochtunnelzeit

Wie bereits kurz im Kapitel 5.2.1 erwähnt, ist die Tunnelzeit der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt stark abhängig von der angelegten Spannung an der Diode und der daraus folgenden Bandverbiegung. Für die theoretischen Beschreibungen weiterführender Experimente wie z.B. dem optoelektronischen Sampling, ist eine Bestimmung spezifischer Parameter des Quantenpunkts notwendig. In diesem Abschnitt wird die Tunnelzeit des Lochs genauer betrachtet.

Zunächst einmal zeigt die Abbildung 5.6 a die Photostromresonanzen bei unterschiedlichen Anregungsleistungen. Mit zunehmender Anregungsleistung kann eine Verschiebung der Resonanzspannung zu negativeren Werten festgestellt werden. Diese wird in anderen Arbeiten auf optisch generierte Ladungsträger zurückgeführt, welche eine Abschirmung des elektrischen Feldes am Ort des Quantenpunkts bewirken [28].

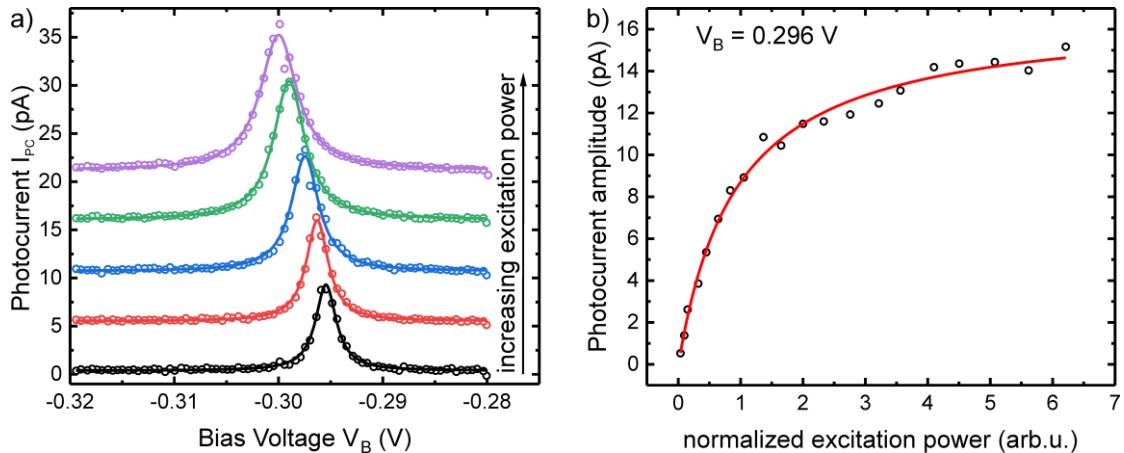


Abb. 5.6: a) Serie von Photostromresonanzen des Exzitons für steigende Anregungsleistungen. Übersichtshalber wurden die Messungen jeweils mit einem Offset von 5pA dargestellt. b) Im Photostromamplitude-Anregungsleistung-Diagramm ist eine Sättigung für ansteigende Anregungsleistung beobachtbar. Dieses Sättigungsverhalten kann entsprechend des theoretischen Modells mit einer Fitfunktion beschrieben werden.

Von bedeutenderem Interesse ist an dieser Stelle jedoch die genaue Betrachtung der Photostromamplitude. Anhand von Lorentzfits kann die genaue Amplitude der einzelnen Messungen bestimmt werden und über der Anregungsleistung aufgetragen werden (Abb. 5.6 b). Mit steigender Anregungsleistung ist eine Sättigung der Photostromamplitude für hinrei-

chend große Leistungen beobachtbar. Entsprechend der theoretischen Beschreibung in Kapitel 1.4 ist der Sättigungsstrom von der Tunnelzeit des langsameren Ladungsträgers bestimmt. Aufgrund der größeren effektiven Masse gegenüber des Elektrons ist dies hier das Loch [78]. Über den folgenden Zusammenhang kann aus dem Sättigungsstrom I_{sat} die Tunnelzeit des Lochs τ_{esc} rekonstruiert werden:

$$I_{sat} = \frac{e}{2\tau_{esc}} \quad (5.2)$$

Da insbesondere das elektrische Feld und die resultierende Bandverbiegung entscheidenden Einfluss auf die Tunnelzeit nehmen, erfolgten Messungen der Photostromsättigung über einen größeren Spannungsbereich. Während für starke elektrische Felder und somit hohen negativen Bias-Spannungen die Tunnelzeit der Löcher im Bereich von 10 ps ist, nimmt die Tunnelzeit für kleinere Bias-Spannungen V_B exponentiell zu (Abb. 5.7).

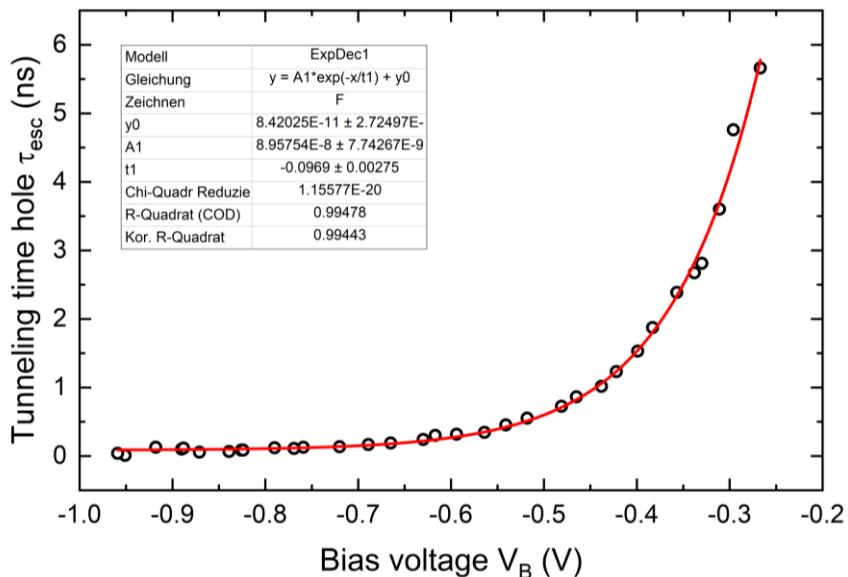


Abb. 5.7: Spannungsabhängige Tunnelzeit des Lochs. Die Tunnelzeit wurde aus den Sättigungsströmen bei den verschiedenen Spannungen ermittelt.

Bei einer Bias-Spannung von $V_B = -0,43$ V beträgt die Tunnelzeit 1 ns und ist damit im gleichen Regime wie die optische Rekombinationszeit. Für Bias-Spannungen oberhalb dieser Spannung wird der extrahierbare Photostrom deutlich geringer und ist nur mittels höchstauflösender Messmethoden detektierbar. Eine besonders effiziente Photostromextraktion kann erst unterhalb einer Bias-Spannung von $V_B = -0,6$ V erfolgen.

5.2.4 Ermittlung der Linienbreite eines einzelnen Quantenpunkts

Die Fourier-Transform-limitierte Linienbreite eines einzelnen Quantenpunktes ist durch verschiedenste Mechanismen verbreitert. So können die Coulombstreuung des Exzitons an den den Quantenpunkt umgebenden Ladungsträgern [79], Streuprozesse an akustischen Phononen [80] oder eine Phonon-assistierte Anregung der Ladungsträger des Quantenpunkts zu einer Linienverbreiterung führen. Ebenso spielen die *spin noise* und *charge noise* Effekte eine Rolle [69]. Bei der Photostromdetektion sind jedoch weitere Faktoren zu berücksichtigen. Zunächst einmal beeinflusst die Lebensdauerverbreiterung als dominanter Prozess die detektierbare Linienbreite eines Quantenpunkts im Photostromregime (vgl. Kap. 5.2.1) [51, 81]. Des Weiteren, wie in Abbildung 5.6 a ersichtlich, führen hohe Anregungsintensitäten zu einer Leistungsverbreiterung, dem sog. Powerbroadening [82].

Für die Ermittlung der Liniebreite des Quantenpunkts gilt es, die zuvor angesprochenen Verbreiterungsmechanismen bestmöglich zu unterdrücken. Daher sollte für die Messung ein Spannungsregime gewählt werden, in welchem die Ladungsträger nur langsam aus dem Quantenpunkt tunnellen (vgl. Abb. 5.7). In diesem Regime ist allerdings die Rate des Tunnelzerfalls gegenüber der Rate der optischen Rekombination nur sehr gering. Da zudem aufgrund des Powerbroadenings mit sehr niedrigen Anregungsleistungen im Bereich einiger nW gearbeitet werden sollte, ist die Detektion des Photostroms nur mit einem äußerst leistungsstarken und rauscharmen Strommessgerät möglich (siehe Kap. 4.1.4).

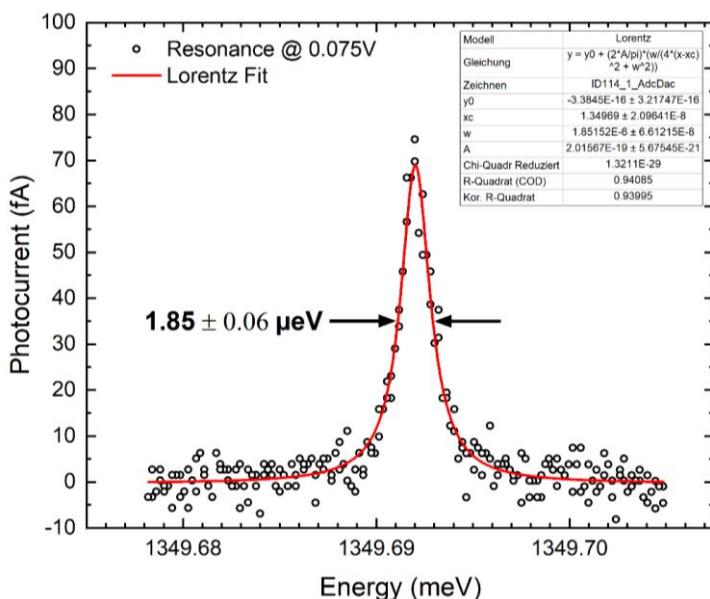


Abb. 5.8: Ultrasensitive Photostrommessung an einem Quantenpunkt Exziton der Diode D6 Probe A0389B_14. Die Linienbreite der lorentzförmigen Resonanz ist zu $1,85 \mu\text{eV}$ bestimmt.

Für den bereits in den vorherigen Kapiteln untersuchten Quantenpunkt der Probe A0389B_14_D6 wurde die Linienbreite unter optimierten Bedingungen untersucht (Abb 5.8). Mit einer Integrationszeit von 1 s für jeden Messpunkt konnte das Rauschen auf ca. 10 fA gedrückt werden. Somit konnte bei einer Photostromamplitude von lediglich 80 fA die Lorentzförmige Linienbreite des Quantenpunktes zu $1,85 \mu\text{eV} \pm 0,06 \mu\text{eV}$ ermittelt werden. Linienbreiten in dieser Größenordnung sind typisch für die in unseren Experimenten verwendeten Quantenpunkte. Bei einer Messung an der Probe A0758 konnte die bisher schmalste Linienbreite in Photostrommessungen beobachtet werden (Abb. 5.9).

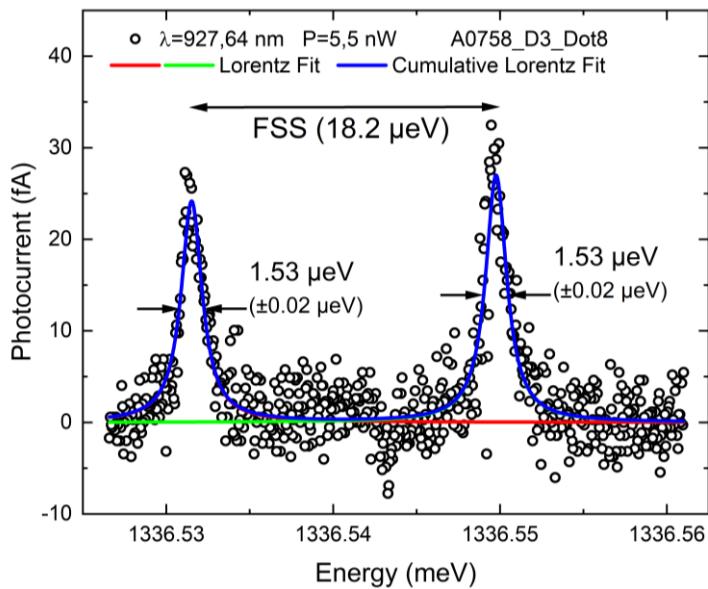


Abb. 5.9: Photostromspektrum der Feinstruktur eines Quantenpunkt Exzitons. Bei einer Feinstruktur von $18,2 \mu\text{eV}$ weist der Quantenpunkt für beide Zustände eine Rekordlinienbreite von $1,53 \mu\text{eV}$ bei Detektion mittels ultrasensitiver Photostrommessung auf.

Bei dieser Messung konnte mit einer ultrasensitiven Photostrommessung eine Photostromamplitude im Bereich von lediglich 30 fA detektiert werden. Die Analyse der Resonanzen der beiden feinstrukturaufgespaltenen Zustände dieses Quantenpunkts ergeben eine Linienbreite von $1,53 \mu\text{eV} \pm 0,02 \mu\text{eV}$. Dieser Wert liegt nahe an der Fourier-Transformierten Linienbreite eines Quantenpunktes, welche in der Größenordnung von $1,0 \mu\text{eV}$ liegt [69, 83].

5.2.5 Rabi-Oszillationen

Rabi-Oszillationen sind ein Beispiel für die nichtlineare Wechselwirkung von Licht und Materie. In diesem Abschnitt werden in kompakter Form die Messung von Rabi-Oszillationen am Quantenpunkt der Probe A0389B_14_D6 präsentiert.

Bei resonanter cw-Anregung kann lediglich die statische Besetzung eines Zwei-Niveau-Systems beeinflusst werden und eine maximale Besetzung von 0,5 erreicht werden. Im Fall der kohärenten Anregung mittels Laserpulsen kann hingegen jeder beliebige Punkt auf der Blochkugel durch eine geeignete Wahl der Laserpulse adressiert werden. Der Drehwinkel auf der Blochkugel wird dabei durch die Pulsfläche der Anregung gesteuert. Dies kann wie in den nachfolgenden Messungen beschrieben über die Variation der Anregungsleistung realisiert werden, eine andere Möglichkeit wäre die Variation der Pulslänge. Für hinreichend große Pulsflächen können dabei Oszillationen der Besetzung beobachtet werden, die sogenannten Rabi-Oszillationen.

Im Experiment wurde für die Anregung des Quantenpunkts ein 7 ps Laserpuls verwendet. Der Laser pulst dabei mit einer Frequenz von 80 MHz was einer Wiederholrate von 12,5 ns entspricht. Für das Experiment ist entscheidend, dass die Kontrolle des Systems innerhalb der Kohärenzzeit stattfindet. Daher ist ein genauer Blick auf die einzelnen Zeitskalen während des Experiments notwendig. Zunächst einmal betrachten wir die Kohärenz des Systems. Im Falle der Photostromdetektion wird das Tunneln des Elektrons der schnellste Dephasierungsprozess sein. Dieser Prozess liegt in einem Zeitbereich von 100 ps. Dementsprechend ist das System während der Dauer des optischen Pulses kohärent. Damit bei dem Eintreffen des darauffolgenden Laserpulses erneut die Ausgangsbedingung eines unbesetzten Quantenpunkts vorliegt, muss die Tunnelzeit des langsameren Ladungsträgers schneller als die Wiederholrate des Lasers sein. Wie im Abschnitt 6.2.3 ermittelt liegt die Tunnelzeit des Lochs deutlich unter den 12,5 ns zwischen zwei Laserpulsen.

Im Idealfall kann im Experiment somit von jedem optischen Puls ein Exziton generiert werden, welches mit einer Elementarladung zum resultierenden Photostrom beitragen kann. Der maximal extrahierbare Photostrom I_{max} lässt sich dementsprechend aus dem Produkt der Wiederholfrequenz f_{Laser} und der Elementarladung e ermitteln:

$$I_{max} = f_{Laser} \cdot e = 12,82 \text{ pA} \quad (5.3)$$

Die nachfolgende Abbildung zeigt die aufgenommenen Messdaten. Da die Pulsfläche quadratisch mit der Leistung skaliert, wurden in Abbildung 5.10 a die Messdaten über der Wurzel der Laserleistung aufgetragen. Hierbei sind zunächst keine sauberen Oszillationen zu sehen. Zudem übersteigt der Photostrom auch den maximal erwartbaren Wert von 12,82 pA deutlich. Ursache ist hier der auftretende Hintergrundstrom aufgrund von inkohärenten Absorptionsprozessen in der Umgebung des Quantenpunkts. Der Quadratische Hintergrundstrom (rote Kurve) kann extrapoliert werden und von den Rohdaten abgezogen werden. In Abbildung 5.10 b sind die so ermittelten Rabi-Oszillationen aufgetragen. Dabei wurde die Anregungsleistung in die Pulsfläche transformiert.

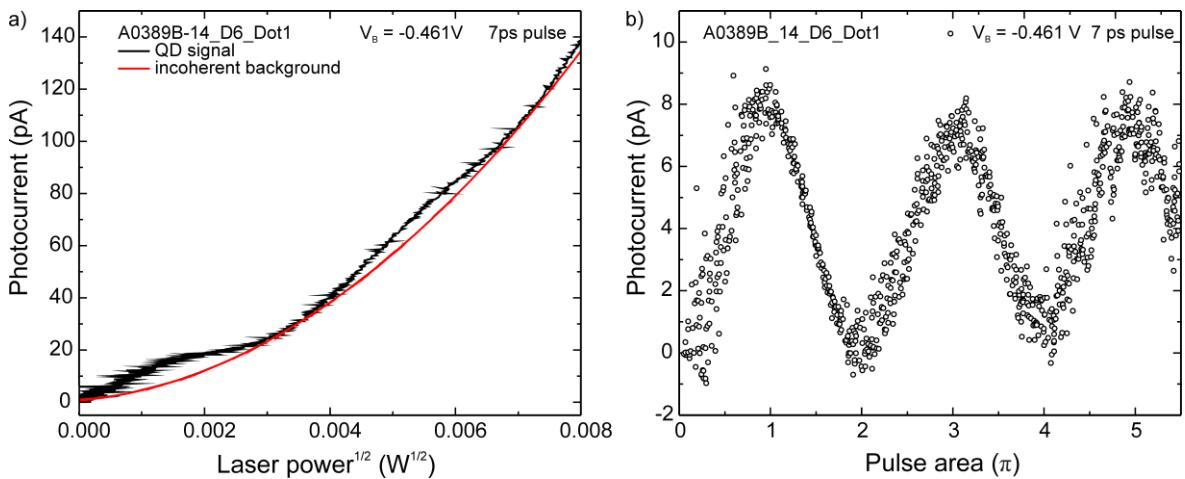


Abb. 5.10: a) Photostrommessung bei gepulster Anregung aufgetragen über der Wurzel der Anregungsleistung des Lasers (schwarz). Der inkohärente Hintergrundstrom wurde mit einer quadratischen Funktion extrapoliert (rot). b) Rabi-Oszillationen des Quantenpunkt Exzitons bei der Anregung mit 7 ps Laserpulsen nach Abzug des inkohärenten Hintergrundstroms.

Es lassen sich klare Rabi-Oszillationen bis mehr als 5π erkennen. Allerdings erreicht die maximale Amplitude der Oszillationen bei einer Pulsfläche von π nicht den theoretisch maximal erreichbaren Photostrom von 12,82 pA. Da die Rabi-Messung bei einer Resonanzspannung von -0,46 V durchgeführt wurde, ist die Amplitude des Photostroms aufgrund eines nicht zu vernachlässigenden Anteils an optischer Rekombination verringert (vgl Kap. 5.2.1) [84].

5.2.6 Ramsey-Interferenz

In diesem Kapitel wird das Phänomen der Quanteninterferenz im Doppelpuls-Experiment betrachtet. Ein erster Puls erzeugt im Quantensystem eine kohärente Polarisation, welche anschließend mit dem zweiten Puls interferiert. Die relative Phasenlage des Quantensystems zum zweiten Puls entscheidet dabei, ob eine konstruktive oder destruktive Interferenz beobachtbar ist. Zunächst werden allgemeine Aspekte der Experimente zur Quanteninterferenz diskutiert und anschließend verschiedene Arten der experimentellen Umsetzung beleuchtet, wobei der Schwerpunkt auf dem spannungsgesteuerten Ramsey-Experiment liegt. Dieses wird abschließend ausgenutzt, um die Dephasierungszeit des Quantenpunktes Abhängigkeit von der Diodenspannung zu ermitteln.

Allgemeine experimentelle Aspekte

Für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse ist die zeitliche Abfolge im Experiment als auch die Ermittlung der Besetzung des Zwei-Niveau-Systems von Bedeutung. Im Zwei-Niveau-System wird mit einem ersten Puls zunächst eine kohärente Superposition initialisiert. Anschließend folgt eine kohärente Wechselwirkung des Zwei-Niveau-System mit dem zweiten Puls. Ein einzelner Doppelpuls kann letztlich ein Exziton in dem betrachteten Zwei-Niveau-System erzeugen. Die Besetzung des Systems kann mittels einer Photostrommessung ermittelt werden. Bei dem Auslesen der Besetzung wird allerdings über eine Vielzahl von Doppelpulsanregungen gemittelt. Für die Wiederholrate des Lasers $f = 80 \text{ MHz}$ ergibt sich damit ein maximaler Photostrom von $I_{\max} = f \cdot e = 12,82 \text{ pA}$, sofern jeder Doppelpuls ein Exziton erzeugt.

Hier ist die zeitliche Abfolge im Experiment wichtig, denn damit der zweite Puls kohärent mit dem Zwei-Niveau System wechselwirken kann, muss dieser innerhalb der Kohärenzzeit des Systems eintreffen. Typischerweise liegt die Kohärenzzeit von InGaAs-Quantenpunkten im Bereich von 200-500 ps [85]. Die Zeit wird im Wesentlichen durch das angelegte elektrische Feld und somit durch die angelegte Bias-Spannung V_B beeinflusst. Ist der Quantenpunkt nach der Anregung durch den Doppelpuls mit einem Exziton besetzt, können die Ladungsträger bei einer geeigneten Bias-Spannung V_B den Quantenpunkt durch einen Tunnelprozess verlassen und in einer Photostrommessung detektiert werden. Die Zeit für den Tunnelprozess liegt dabei im Bereich von weniger als 500 ps. Somit ist der Quantenpunkt deut-

lich vor dem Eintreffen des nächsten Doppelpulses unbesetzt und das Experiment kann wiederholt werden. Da bei der Photostrommessung in der Regel mit einer Integrationszeit von 100 ms gearbeitet wird, ergibt sich bei der Bestimmung der Besetzung eine Mittelung über $8 \cdot 10^6$ Einzelmessungen.

Ramsey-Interferenz Messungen

Die Besetzung des Quantenpunktes nach der Wechselwirkung mit dem Doppelpuls wird insbesondere von der Phasenlage zwischen den beiden Pulsen beeinflusst. Die phasenabhängige Wechselwirkung des Quantensystems mit dem Doppelpuls resultiert in den sogenannten Ramsey-Interferenzen.

Als Quantensystem wird das neutrale Exziton in einem Quantenpunkt betrachtet, wobei der Exziton Zustand eine Feinstrukturaufspaltung aufweist. Im Experiment ist die Polarisation des anregenden Lasers daher so zu wählen, dass lediglich einer der beiden Feinstrukturzustände adressiert wird. Mittels eines Michelson-Interferometers besteht die Möglichkeit, Doppelpulse mit einer variablen Zeitverzögerung zwischen den Pulsen zu erzeugen. Die Leistung der Pulse wird dabei auf einen Wert von $\pi/2$ eingestellt, sodass im Interferenzexperiment der größtmögliche Kontrast beobachtet werden kann.

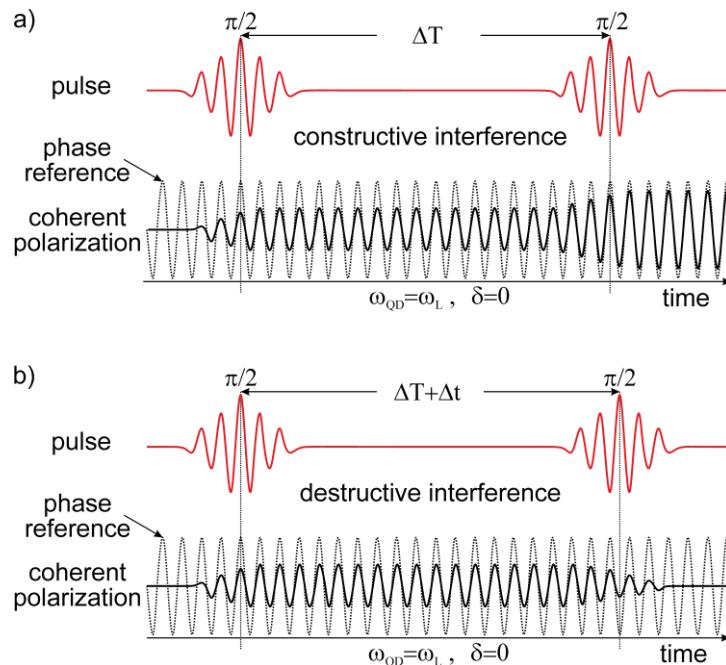


Abb. 5.11: Schematische Darstellung zum Erklären der Ramsey-Interferenz. Der erste anregende Laserpuls initialisiert eine Phase im Quantensystem. Die Phasenlage des zweiten Laserpulses zur Phase des Quantensystems entscheidet über das Auftreten von a) konstruktiver Interferenz und b) destruktiver Interferenz.

In der Ausgangssituation befindet sich der Quantenpunkt zunächst im Grundzustand. Die resonante Anregung mittels des ersten $\pi/2$ -Puls erzeugt eine kohärente Superposition zwischen dem Grund- und dem Angeregten Zustand und es ergibt sich eine Besetzung von 1/2. Dabei wird auch die Phaseninformation des Laserpulses auf das Quantensystem übertragen, welches sich fortan mit der Frequenz ω_{QD} des Quantensystems weiter entwickelt. Trifft nun mit einer Verzögerung Δt innerhalb der Kohärenzzeit des Systems der zweite $\pi/2$ -Puls ein, so interferiert dieser Puls mit dem Superpositionszustand des Quantensystems. Entscheidend ist an diesem Punkt die Phasenlage zwischen dem Quantensystem und dem Laserpuls. Schwingen beide in Phase, also mit einer Phasendifferenz $\Delta\varphi = 0$, so tritt konstruktive Interferenz auf (Abb. 5.11 a). Die Besetzung des Systems erhöht sich von 1/2 auf 1. Schwingen Quantensystem und Laserpuls hingegen gegenphasig ($\Delta\varphi = \pi$), tritt der Fall der destruktiven Interferenz ein und die Besetzung des Quantenpunkts wird vernichtet (Abb. 5.11 b).

Durch eine Feinverstellung des Pulsabstands mittels Nano-Positionierer kann die Phasenlage zwischen den beiden Laserpulsen kontrolliert werden. Somit kann zwischen dem Auftreten konstruktiver und destruktiver Quanteninterferenz variiert werden. Dafür ist allerdings aufgrund der extremen Phasensensitivität des Experiments eine äußerst präzise Kontrolle des Interferometerarms notwendig.

Ramsey-Fringes

Neben der Änderung der Verzögerung zwischen den beiden anregenden Laserpulsen, gibt es auch die Möglichkeit Ramsey-Interferenzen für feste Pulsabstände zu beobachten. Hierfür werden die Eigenschaften der Quantenpunkt-Photodiode ausgenutzt und die Übergangsenergie des Grundzustands gegenüber der Laserenergie verstimmt. Dies kann durch die Ausnutzung des QCSE (s. Kap. 1.2 und 5.2.1) realisiert werden. Über die angelegte Bias-Spannung an der Diode kann die Übergangsenergie des Zwei-Niveau-Systems gegenüber dem Laserpuls leicht verstimmt werden. Nach der Initialisierung der Besetzung durch den ersten Puls entwickelt sich die Phase des Systems mit der Frequenz ω_{QD} , welche sich um das Detuning $\delta = \omega_L - \omega_{QD}$ von der Frequenz ω_L des Laserpulses unterscheidet. Für eine feste Verzögerung t_{delay} zwischen den beiden Pulsen akkumuliert sich somit eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = t_{delay} \cdot \delta \quad (5.4)$$

Nimmt $\Delta\phi$ einen ganzzahligen Vielfachen von 2π ein, so interferiert das Zwei-Niveau-System mit dem zweiten Puls konstruktiv. Destruktive Interferenz hingegen tritt für Phasendifferenzen von $\Delta\phi = (2n + 1)\pi$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$ auf.

In der nachfolgenden Abbildung sind die Ramsey-Fringes für verschiedene Verzögerungen zwischen den beiden optischen Pulsen dargestellt.

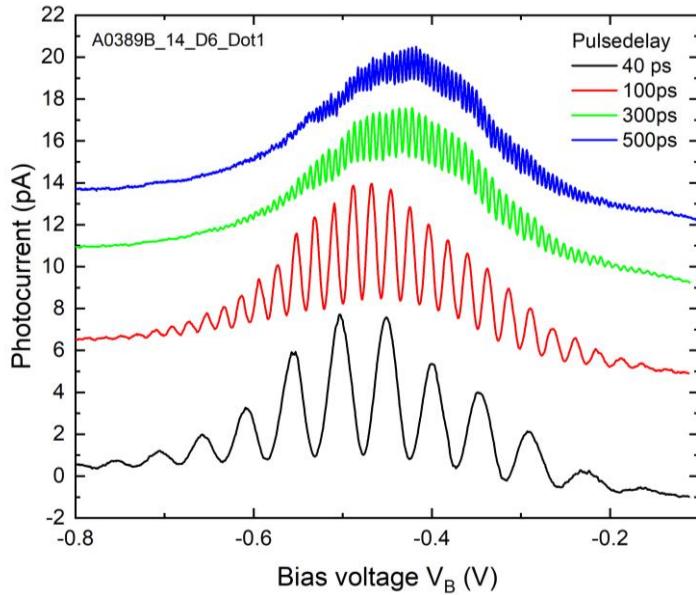


Abb. 5.12: Diagramm zum spannungsgesteuerten Ramsey-Experiment: Es wurden Ramsey-Fringes für Pulsdistanzen t_{delay} von 40, 100, 300 und 500 ps zwischen den beiden optischen Pulsen aufgenommen.

Für eine feste Verzögerung t_{delay} zwischen den Pulsen wurde in der Messung die Bias-Spannung V_B an der Diode variiert. Die Gleichung 5.4 liefert zudem die Erklärung für die ansteigende Oszillationsfrequenz bei größer werdenden Pulsdistanzen. In diesem Fall wird das System Sensitiver gegenüber dem Detuning δ und somit genügen bereits kleinere Änderungen der Spannung für die vollständige Änderung der Phase. Weiter spiegelt der Verlauf der Ramsey-Fringes das Leistungsspektrum des Lasers wieder [15]. Der Interferenzkontrast nimmt zudem für hohe negative Bias-Spannungen stärker ab. Dies ist ein Resultat der spannungsabhängigen Tunnelraten der Ladungsträger, welche bei negativen Bias-Spannungen fortlaufend zunimmt. Genauso nimmt der Interferenzkontrast bei festen Bias-Spannungen für zunehmende Pulsdistanzen ab. Eine genauere Betrachtung dieser Abnahme erfolgt im nächsten Abschnitt.

Dephasierungszeit

Anhand der Messungen der Ramsey-Interferenzen ist es möglich, auf die Kohärenzzeit des betrachteten Quantensystems zurückzuschließen. Dabei wird der Interferenzkontrast für unterschiedliche Pulsabstände bei festen Spannungen verglichen.

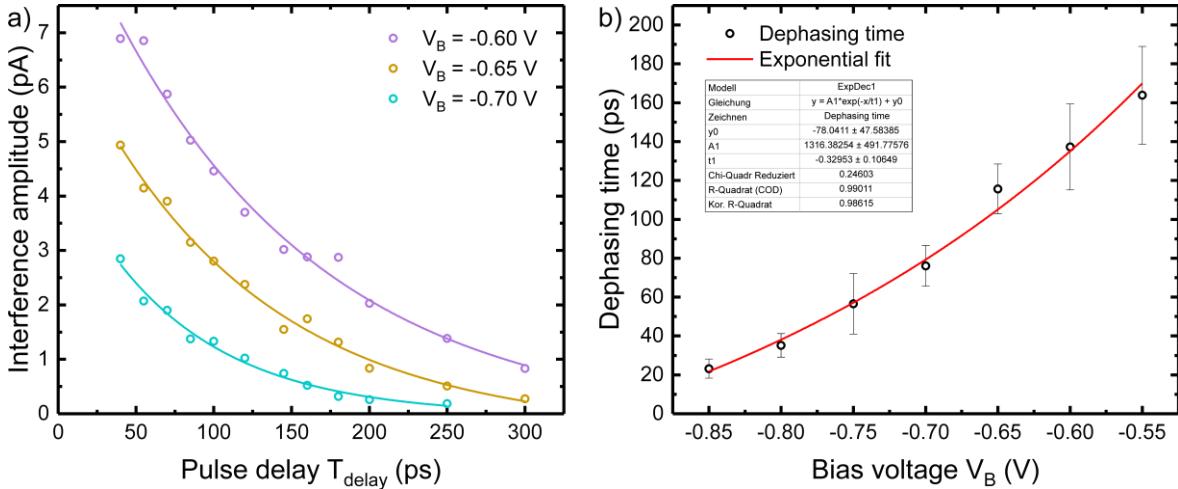


Abb. 5.13: a) Interferenzamplitude im Ramsey-Experiment in Abhängigkeit von dem Abstand t_{delay} der beiden $\pi/2$ -Laser-Pulse bei verschiedenen Bias-Spannungen V_B . b) Aus den exponentiell abklingenden Interferenzamplituden ermittelte spannungsabhängige Dephasierungszeit des Quantenpunkts.

Die Interferenzamplitude klingt mit zunehmendem Pulsabstand (Abb. 5.13 a) exponentiell ab. Anhand der Zeitkonstante des exponentiellen Abfalls kann die Dephasierungszeit bestimmt werden. Es ist dabei zu erkennen, dass die Dephasierungszeit eine spannungsabhängige Größe ist (Abb. 5.13 b). Dieses Verhalten kann mit der spannungsabhängigen Tunnelrate erklärt werden (vgl. Kap. 5.2.1).

Das zuvor beschriebene Verfahren zu Bestimmung der Dephasierungszeit ist allerdings nur über einen bestimmten Spannungsbereich durchführbar. Im Bereich niedriger negativer Bias-Spannungen nimmt die Tunnelrate stark ab, sodass ein Großteil der Ladungsträger optisch rekombiniert und somit die Photostromextraktion zu gering ist, um eine eindeutige Auswertung sicher stellen zu können. Im Bereich des starken Tunnelns wird die Bestimmung begrenzt durch die dementsprechend geringen Kohärenzzeiten, sodass für größere Pulsabstände keine Ramsey-Interferenzen auftreten. Zudem kann auch bei sorgfältiger Auswahl der Anregungspolarisation eine vollständige Unterdrückung von Quanten beats nicht erreicht werden, welche zu einer geringeren Interferenzamplitude führen [28].

Eine andere Möglichkeit die Dephasierungszeit zu bestimmen ist die Analyse der auftretenden Linienbreiten bei resonanter cw-Anregung. In Abbildung 5.3 wurde bereits eine Serie von Photostromspektren für unterschiedliche Bias-Spannungen gezeigt. Mithilfe des Ermittelten QCSE (Kap. 5.2.1) können die Linienbreiten Γ der einzelnen Photostromresonanzen ermittelt werden. Über die Formel $T_2 = 2\hbar / \Gamma$ kann daraus die Dephasierungszeit T_2 bestimmt werden [29]. Somit ergeben sich aus der Serie an resonanten Photostrommessungen die spannungsabhängigen Dephasierungszeiten:

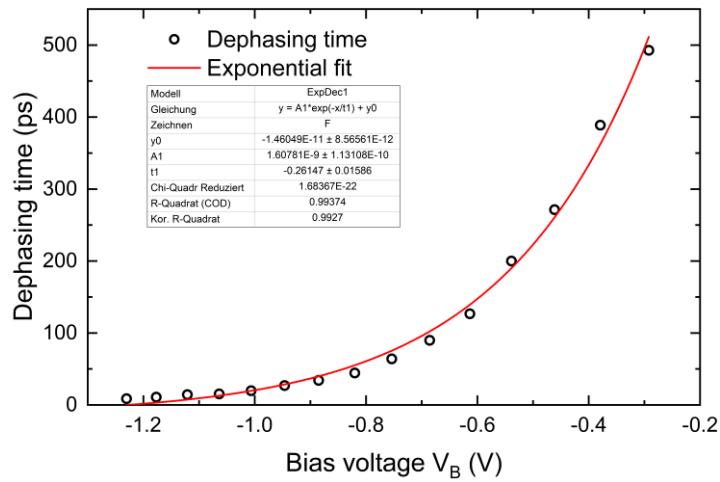


Abb. 5.14: Diagramm zu den spannungsabhängigen Dephasierungszeiten des Exzitons, diese wurden aus den cw-Photostromresonanzen des untersuchten Quantenpunktes ermittelt.

Insgesamt ergibt sich für die ermittelten Dephasierungszeiten aus den beiden unterschiedlichen Vorgehensweisen eine gute Übereinstimmung. Es wurde eine Dephasierungszeit T_2 von ca. 130 ps für eine Bias-Spannung V_B von -0,6 V bestimmt sowie 43 ps bei einer Bias-Spannung V_B von -0,8 V. Die gute Übereinstimmung zeigt auch, dass die Photostromresonanzen beim cw-Experiment keinen nennenswerten Linienvverbreiterungen durch Sättigungsmechanismen unterliegen.

6 Optoelektronisches Sampling

Die Anwendung von Quantensensoren verspricht eine hohe Sensitivität, sowie hohe Präzision und erlaubt den Zugang zu nanoskopischen Anwendungen [86]. Das nachfolgende Kapitel beschreibt und demonstriert ein Konzept für das Quantum Sensing im Bereich der elektrischen Felder mit einer hohen zeitlichen Auflösung. Das hier vorgestellte Konzept beruht dabei auf der Verwendung von selbstorganisierten Halbleiter-Quantenpunkten. Zunächst werden das grundlegende Prinzip und das experimentelle Konzept des optoelektronischen Sampling vorgestellt und schließlich die Sampling Methode durch das Abtasten des ultraschnellen Ausgangspulses eines BiCMOS-Schaltkreises demonstriert.

6.1 Grundlegendes Prinzip des optoelektronischen Samplings

Beim optoelektronischen Sampling wird das Abtasten von ultraschnellen elektrischen Signalen durch die Verwendung von selbstentwickelten niederkapazitiven Einzelquantenpunkt-Photodioden ($> 40 \text{ fF}$) als Sensor-Device realisiert.

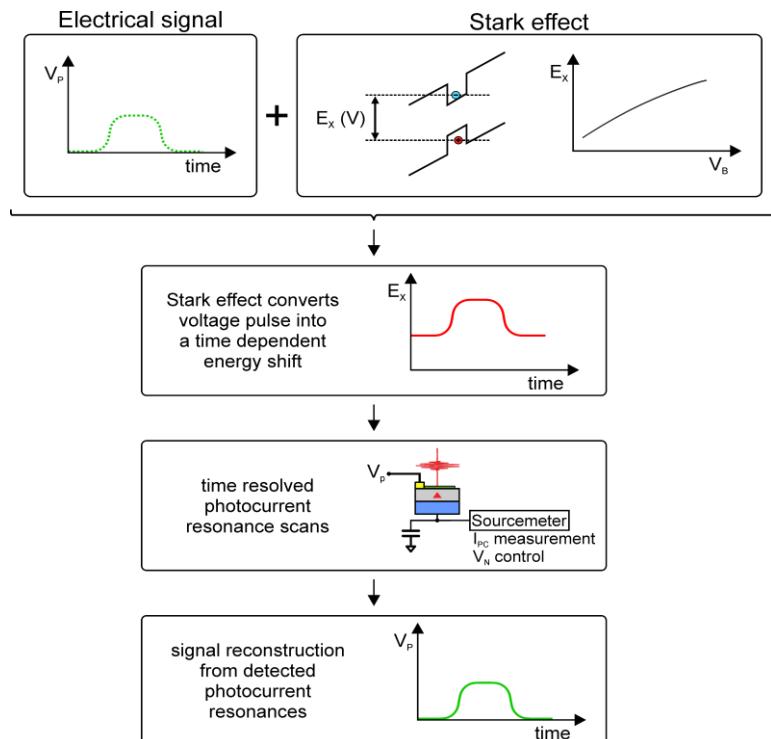


Abb. 6.1: Konzeptionelle Darstellung zum optoelektronischen Sampling. Das unbekannte elektrische Signal wird an eine Quantenpunkt-Photodiode angelegt. Über den Stark Effekt wird die Energie des Quantenpunkt Exzitons durch den elektrischen Puls verstimmt. Es folgen zeitaufgelösten Photostrommessungen, so dass der zeitliche Verlauf der elektrischen Pulsfom präzise rekonstruiert werden kann.

Der zugrundeliegende physikalische Effekt dieses optoelektronischen Sampling Prinzips ist der Stark Effekt (Abb. 6.1), bei dem unverzüglich ein zeitabhängiges elektrisches Signal in eine zeitabhängige Verschiebung der Exziton-Übergangsenergie umgewandelt wird. Dies erfolgt nahezu instantan, wie bereits in Experimenten mit THz-Feldern demonstriert wurde [88]. Anhand von zeitaufgelöster resonanter ps-Laserspektroskopie und zugehöriger ultrasensitiver Photostromdetektion kann die aus dem Stark-Effekt resultierende Verstimmung der Exziton Übergangsenergie präzise vermessen werden und schlussendlich das unbekannte elektrische Signal präzise zeitlich rekonstruiert werden. Die hier präsentierte Methodik stellt ein neuartiges Konzept zum Abtasten elektrischer Pulse bei tiefen Temperaturen dar und wurde bereits veröffentlicht [89].

6.2 Konzept des optoelektronischen Samplings

Die grundlegende Umsetzung des Sampling Konzepts erfolgt durch die Kombination einer niederkapazitiven Halbleiter-Quantenpunkt-Photodiode mit der Messmethodik der zeitaufgelösten resonanten Photostromspektroskopie.

Das im Zeitverlauf unbekannte elektrische Signal wird an die Anode der Photodiode angelegt und erzeugt einen zeitlich abhängigen Verlauf des elektrischen Feldes am Ort des Quantenpunkts und somit eine Verstimmung der Übergangsenergie des Exzitons durch den Stark-Effekt [90]. Diese Übergangsenergie kann mit einer hohen zeitlichen Auflösung durch resonante Photostromspektroskopie ermittelt werden [91, 92]. Die Erzeugung einer Besetzung im Quantenpunkt und die Generation eines Photostroms erfolgt dabei mit ps-Laserpulsen.

Die Realisierung der Energieauflösung kann bei dieser Methodik durch die Variation der zentralen Energie des Laserpulses erreicht werden (Abb. 6.2 a). Für den Fall, dass der Laserpuls und die Exziton-Übergangsenergie in Resonanz sind, wird unter Erfüllung der Tunnelbedingungen ein Photostrom generiert, welcher an der Kathode der Diode gegenüber dem Nullpotential vermessen werden kann. Die Zeitinformation wird bei der Messung aus der abstimmbaren zeitlichen Synchronisation zwischen dem elektrischen Signal und den ps-Laserpulsen gewonnen. Somit kann die Verstimmung der Quantenpunkt-Übergangsenergie durch das elektrische Signal nach und nach abgetastet werden und der zeitliche Verlauf des elektrischen Signals letztlich rekonstruiert werden.

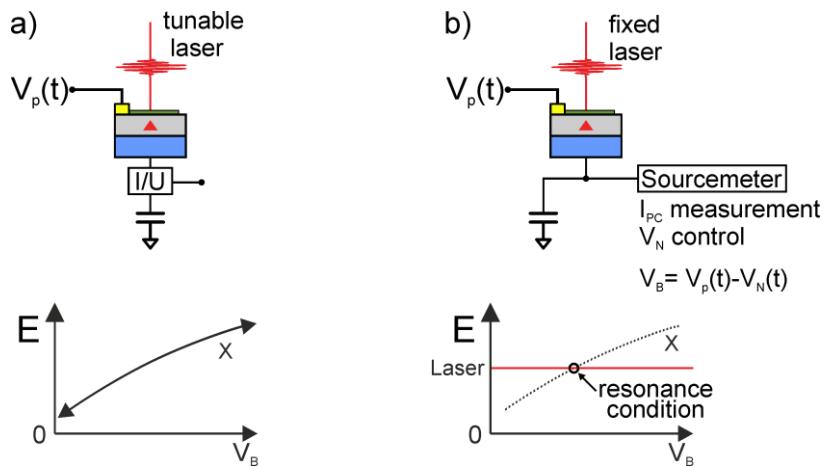


Abb. 6.2: Skizzen zur elektrischen Beschaltung der Diode beim optoelektronischen Sampling. Durch ein unbekanntes elektrisches Signal $V_p(t)$ an der Anode wird über den Stark-Effekt die Exzitonenergie verstimmt. a) Zum einen wird durch einen abstimmbaren Laser die Energie des Exzitons abgetastet. b) Zum anderen wird ein Laser mit fixer Energie verwendet, wobei durch Variation der Kathodenspannung V_N die unbekannte Signalspannung V_p kompensiert und somit die Resonanzbedingung mit dem Laser erfüllt wird. Aus der Kompensationsspannung wird nun die unbekannte Spannung rekonstruiert.

Experimentell und vor allem instrumentell stellt die kontinuierliche und präzise Variation der Energie der ps-Laserpulse jedoch eine sehr große Herausforderung dar und ist in der Anwendung wenig praktikabel. Eine andere, experimentell eleganter umzusetzende Methodik ist, ps-Laserpulse mit konstanter Energie zu verwenden (Abb. 6.2 b) und die Exziton Übergangsenergie zu verstimmen. Um in diesem Fall eine Photostromspektroskopie zu ermöglichen, ist es notwendig das Potenzial der Photostrommessung zu variieren. Hierfür kann an der Kathode eine spezielle Spannungsquelle mit integrierter Strommessung („Sourcemeter“) genutzt werden, die das elektrische Signal an der Anode kompensiert und somit die Resonanzbedingung zwischen dem Exziton und dem Laser erfüllt. Aus der Kathodenspannung, bei welcher die Photostromresonanz auftritt, kann letztlich das unbekannte elektrische Signal an der Anode ermittelt werden.

Dieses Konzept des optoelektronischen Samplings wird nun für das zeitliche Abtasten eines vollständigen elektrischen Pulses schematisch präsentiert. Für die Anregung des Quantenpunkts wird ein ps-Laserpuls mit konstanter Zentralenergie verwendet, welcher zeitgleich den abzutastenden elektrischen Puls triggert, wobei das exakte Timing zwischen dem optischen und dem elektrischen Puls über eine Verzögerungseinheit mit einer Zeitauflösung im ps-Bereich eingestellt werden kann. Im nächsten Schritt wird mittels einer Photostrommessung die Bias-Spannung der Diode und damit die Übergangsenergie des Exzitons variiert. Stimmen die Übergangsenergie des Exzitons und die Laserenergie überein, wird im

Photostrom eine Resonanz detektiert. Entscheidend ist an dieser Stelle, dass die Bias-Spannung V_B durch die Spannungsbeiträge V_N an der Kathode und dem Spannungsbeitrag $V_p(t)$ des elektrischen Pulses, welcher an der Anode der Diode anliegt, bestimmt wird. Für die Bias-Spannung V_B der Diode gilt dabei der folgende Zusammenhang:

$$V_B(t) = V_p(t) - V_N(t) \quad (6.1)$$

Für feste Anregungsenergien der Laserpulse erfolgt die Photostromresonanz immer bei einer Bias-Spannung $V_B = V_{B,res} = \text{const.}$ (Abb. 6.3 a). Mithilfe dieser festen Resonanzbedingung und der Gleichung (6.1) kann aus einem Resonanzscan über der Kathodenspannung V_N die Spannung des elektrischen Signals $V_p(t)$ für den Zeitpunkt t ermittelt werden. Betrachten wir zunächst in Abbildung 6.3 b den Fall ohne elektrischen Puls ($V_p = 0$). Der Photostromscan über die Kathodenspannung V_N detektiert eine Resonanz bei der Spannung $V_{N,res} = -V_{B,res}$. Liegt an der Anode hingegen ein Ausgangssignal von $V_p > 0$ V an, ergibt der Resonanzscan eine Verschiebung der Resonanzposition um die Spannung V_p . Da weiterhin die Resonanzbedingung $V_B = V_{B,res}$ erfüllt werden muss, um einen Photostrom zu generieren, muss die Spannung V_p durch die Spannung V_N an der Kathode kompensiert werden und die Resonanz tritt bei einer Kathodenspannung $V_{N,res} = V_p - V_{B,res}$ auf. Somit kann über einen Resonanzscan an der Kathode die Spannung des elektrischen Signals zu dem betrachteten festen Zeitpunkt genau ermittelt werden.

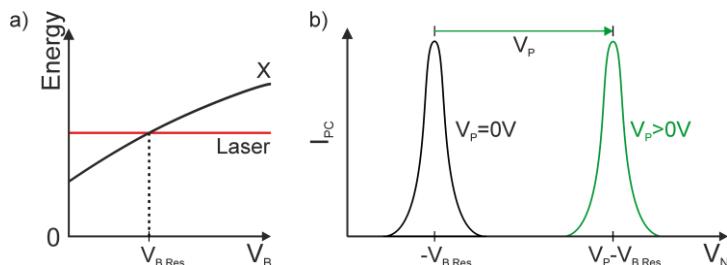


Abb. 6.3: a) Energieverlauf des Exziton-Grundzustands in Abhängigkeit der Bias-Spannung V_B . Bei der Resonanzspannung $V_{B,res}$ befinden sich der Laser mit fester Energie und der Exziton Übergang in Resonanz. b) Durch die Variation der Kathodenspannung V_N kann ein Resonanzscan durchgeführt werden. Ohne angelegten elektrischen Puls V_p ist die Resonanzbedingung bei $V_N = -V_{B,res}$ erreicht. Liegt hingegen ein Puls V_p an der Anode an, so ist die Photostromresonanz über der Kathodenspannung V_N um V_p verschoben.

Um nun aber den zeitlichen Spannungsverlauf des elektrischen Signals zu bestimmen, müssen solche Resonanzscans für unterschiedliche fixe optoelektronische Delays Δt_{OE} durchgeführt werden (Abb. 6.4). Das optoelektronische Delay ist dabei definiert als der zeitliche Abstand zwischen dem optischen Puls, welcher eine Besetzung im Quantenpunkt erzeugt,

sowie der steigenden Flanke des elektrischen Pulses. Werden für zeitlich ausreichend dichte Abstände von Δt_{OE} Resonanzscans durchgeführt, erhält man aufgrund der zeitabhängigen Verstimmung des Quantenpunkts aus den Resonanzpositionen $V_{N, res}$ eine zeitlich abgetastete Form des elektrischen Pulses.

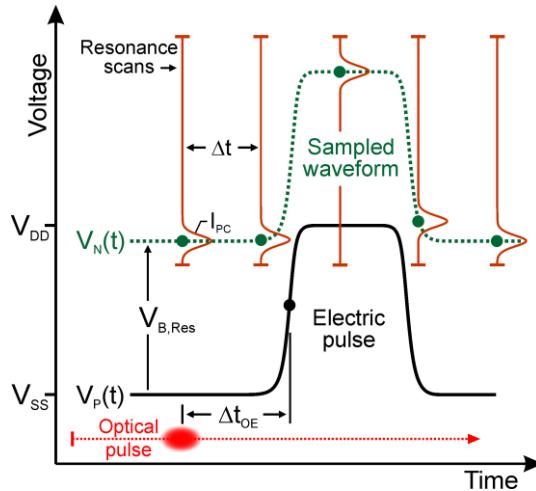


Abb. 6.4: Darstellung des Konzepts des Quantenpunkt-basierten Samplings entlang der Spannungsachse. Der elektrische Puls ändert sich von einer Spannung V_{SS} zu einer Spannung V_{DD} . Photostrom Resonanzscans für unterschiedliche optoelektronische Delays Δt_{OE} zwischen optischem und elektrischem Puls erlauben die Ermittlung einer gesampelten Pulsform anhand der Positionen der Photostrommaxima [89].

Bei der Wahl der zentralen Energie der Laserpulse sollte dabei darauf geachtet werden, dass die Resonanzspannung $V_{B, res}$ in dem Regime des starken Tunnelns liegt, damit die Detektion der Resonanzposition mittels Photostromspektroskopie möglich ist. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Schottky-Dioden liegt das starke Tunnelregime im Bereich von $V_B < -0,5$ V.

6.3 Experimentelle Voraussetzungen fürs optoelektr. Sampling

Für die experimentelle Demonstration der Methode des optoelektronischen Samplings wird der lasersynchrone elektrische Ausgangspuls eines ultraschnellen CMOS-Schaltkreise abgetastet. Der Ausgang des Schaltkreises ist dabei mit dem Schottky-Kontakt einer niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode verbunden, welcher als Sensor-Device agiert. Eine schematische Darstellung der verwendeten experimentellen Anordnung ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

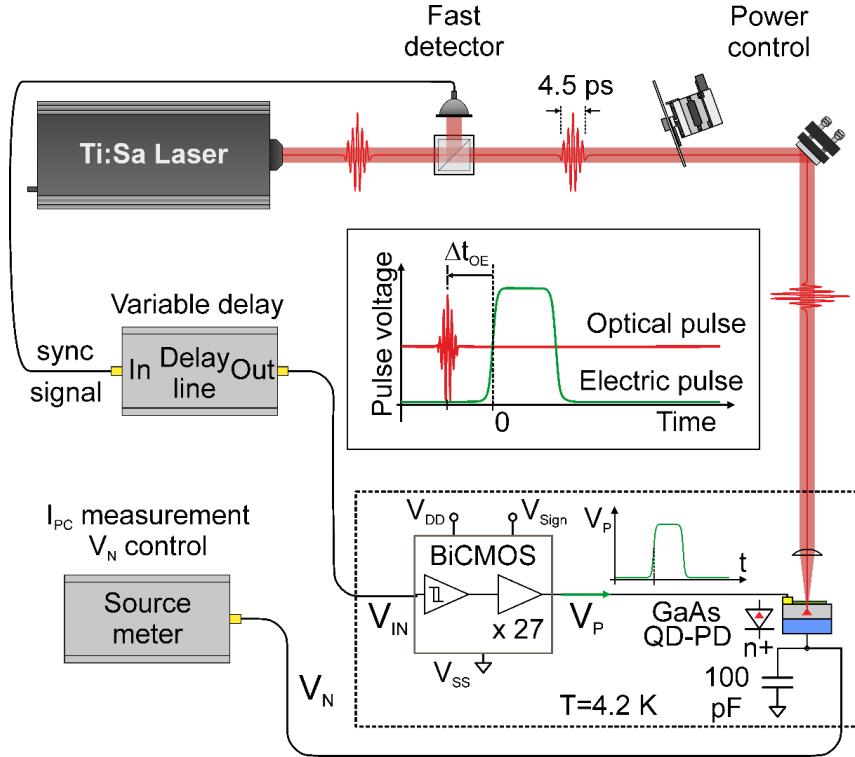


Abb. 6.5: Schema des realisierten experimentellen Setups für das optoelektronische Sampling von ultraschnellen elektrischen Transienten mit einer Quantenpunkt-Photodiode als Sensor Device. Der BiCMOS-Chip und die niederkapazitive Quantenpunkt-Photodiode werden bei 4,2 K betrieben. Als Trigger für den BiCMOS-Chip wird ein schneller Photoreceiver verwendet. Über eine variable Verzögerungseinheit kann das Timing zwischen den optischen und elektrischen Pulsen eingestellt werden [89].

Im Experiment erzeugt ein TiSa-Laser (*Coherent, Mira 900-D*) Fourier-Transform-limitierte Pulse mit einer Dauer von 4,5 ps und einer Wiederholfrequenz von 80 MHz. Über einen Strahlteiler (90:10) wird ein kleiner Teil des optischen Pulses abgegriffen und von einem schnellen Photoreceiver (*New Focus, 1544-B*) mit einer Bandbreite von 12 GHz erfasst. An dem Photoreceiver wird dabei ein elektrisches Synchronisationssignal erzeugt. Der Großteil der Laserstrahlung durchläuft nach dem Strahlteiler zunächst eine motorisierte Leistungsregelung. Diese stellt sicher, dass der Quantenpunkt mit einer Leistung entsprechend einer optischen Pulsfläche von $0,75 \pi$ angeregt wird (kein vollständiger Rabi-Flop). Dieser Wert stellt dabei einen Kompromiss zwischen gutem Signal zu Rausch Verhältnis und dem oszillatorischen Rabi Regime bei Leistungen oberhalb von π dar. Der Laserstrahl wird anschließend über eine polarisationserhaltende Glasfaser in das Tieftemperaturmikroskop eingekoppelt und dort mit einem Objektiv mit einer NA von 0,75 auf einen in der Photodiode eingelegten Quantenpunkt fokussiert. Der elektrische Ausgang des schnellen Photoreceivers wird nach einer Verstärkung (20 dB) und einer Pegelanpassung (auf 5 V, positive Polarität)

zunächst in eine Verzögerungseinheit eingespeist, welche nach dem Prinzip der Pulswidtemodulation arbeitet. Damit kann die Verzögerung zwischen dem optischen und dem elektrischen Puls (Δt_{OE}) in 2048 Schritten präzise über einen Zeitbereich von 6 ns eingestellt werden, was einer Schrittweite von annähernd 3 ps pro Schritt entspricht. Dabei wird der elektrische Triggerpuls in dieser Einheit durch einen Pulsstretcher auf eine Pulslänge von 1,3 ns verlängert. Dies hat zur Folge, dass der Jitter an der fallenden Flanke des elektrischen Pulses größer als an der steigenden Flanke ist.

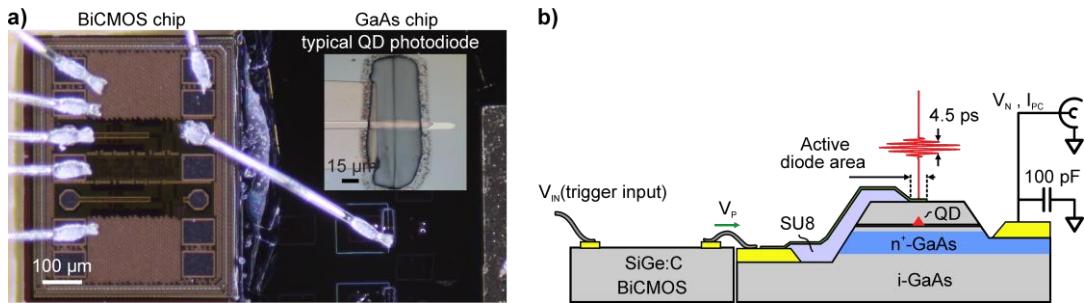


Abb. 6.6: a) Fotografische Aufnahme des integrierten BiCMOS-Chips und der niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode. Das Inset zeigt eine detaillierte Aufnahme der Photodiode. b) Querschnittsskizze des BiCMOS Chips und der niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode[89].

Über eine Semi Rigid Koaxialleitung wird das Signal an den Eingang des CMOS-Chips gespeist. Die Anpassung des Pegels erfolgt dabei über RF-Dämpfungsglieder (*Mini-Circuits, Fixed Attenuator: BW-S6W2*). Der Ausgang des Chips ist über einen Aluminium Bonddraht mit der Anode der Quantenpunkt-Photodiode verbunden (Abb. 6.6). An der Kathode, welche über einen 100 pF Kondensator kapazitiv geerdet ist, ist eine Spannungsquelle mit integrierter Strommessung („Sourcemeter“) über eine Koaxialleitung angeschlossen. Das Sourcemeter liefert eine Kathodenspannung V_N und detektiert den Photostrom I_{PC} mit einer sehr hohen Sensitivität und einem sehr niedrigen Rauschen ($30 \text{ fA} / \sqrt{\text{Hz}}$). Um den zeitlichen Jitter des gesamten Systems möglichst gering zu halten, ist es notwendig die Propagationszeiten des elektrischen und des optischen Pulses präzise aufeinander abzustimmen. Der elektrische Puls sollte an der Diode zum gleichen Zeitpunkt eintreffen, wie der optische Puls, welcher das Triggersignal für diesen elektrischen Puls generiert hat. Dafür wurden die Signal-Weglängen für den optischen und den elektrischen Puls entsprechend der jeweiligen Ausbreitungsgeschwindigkeiten angepasst. Zu beachten ist dabei, dass durch die elektrischen Komponenten und Geräte zusätzliche Verzögerungen für den elektrischen Puls entstehen und diese entsprechend zu berücksichtigen sind.

6.4 Demonstration des optoelektronischen Samplings

In diesem Abschnitt wird das Konzept des optoelektronischen Samplings durch das zeitliche Abtasten eines elektrischen Pulses Schritt für Schritt anhand von experimentellen Messdaten demonstriert. Diese Methodik wird dabei eingesetzt, um das Ausgangssignal eines BiCMOS SiGe-Chips („*TRR_C04_V16*“) zu ermitteln (für Details zum SiGe-Chip s. Kap. 4.2.1). Der Chip wird bei einer kryogenen Temperatur von 4,2 K betrieben und kann daher mit konventionellen Methoden nur sehr schwierig abgetastet werden.

Für die Experimente zur Demonstration der Methodik wurde der BiCMOS-Chip mit den Betriebsspannungen $V_{DD} = 1,2$ V und $V_{sign} = 1,2$ V betrieben. Während die Spannung V_{DD} die Amplitude des Ausgangspulses bestimmt, kann über die Spannung V_{sign} die Polarität des Ausgangspulses invertiert werden. Für Spannungen von $V_{sign} > 0,7$ V wird ein positiver Ausgangspuls erwartet. Als zentrale Anregungswellenlänge des Laserpulses wurde im Experiment $\lambda_c = 919,9$ nm ($E_c = 1347,8$ meV) gewählt, sodass die Photostromresonanz bei einer Bias-Spannung von $V_B = -1,1$ V und somit im starken Tunnelregime auftritt.

6.4.1 Auswertung der einzelnen Resonanzscans

Wie im Abschnitt 6.2 beschrieben, werden für die zeitliche Abtastung der Pulsspannung eine Serie von Photostrom-Resonanzscans entlang der Kathodenspannung V_N für unterschiedliche Verzögerungen Δt_{OE} zwischen dem elektrischen und dem optischen Puls durchgeführt. Die Abbildung 6.7 a zeigt zunächst die Originalmessdaten eines einzelnen Resonanzscans.

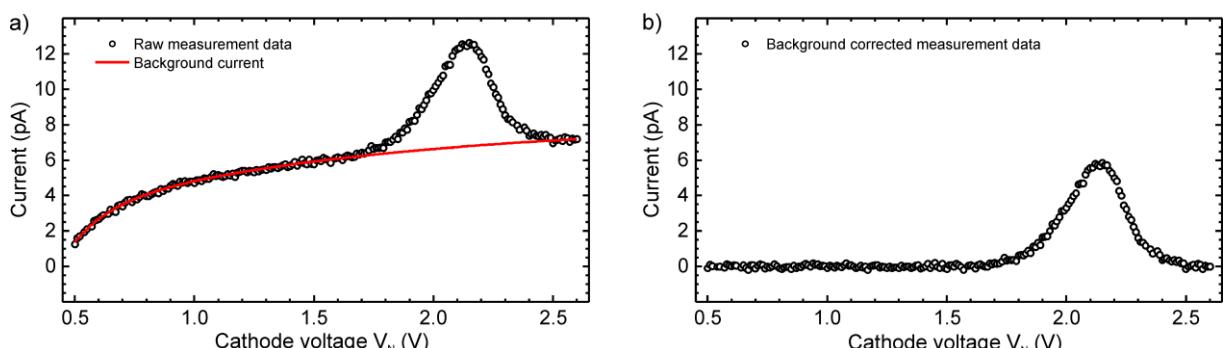


Abb. 6.7: a) Photostrom-Resonanzscan entlang der Kathodenspannung V_N (Punkte) bei eingeschalteten elektrischen Puls. Das reine Photostromsignal ist mit Hintergrundströmen (rote Linie) überlagert. b) Photostrom-Resonanzscans entlang der Kathodenspannung V_N nach erfolgter Hintergrundkorrektur.

Neben der Photostromresonanz bei $V_N = 2,15$ V lässt sich in der Messung ein signifikanter Untergrundstrom beobachten. Ursächlich für das Auftreten dieses Untergrundstroms sind verschiedene Quellen. Zunächst einmal weist die Kennlinie der Diode einen temperaturabhängigen Dunkelstrom in Sperrichtung auf. Der Beitrag dieses Dunkelstroms zum Untergrundstrom entspricht in diesem Fall einem annähernd konstanten Offset. Die Beleuchtung der Diode führt zu der Absorption von Streulicht in der Umgebung des Quantenpunkts und verursacht einen inkohärenten Untergrundstrom [93, 94]. Dieser inkohärente Untergrundstrom weist dabei analog zu den im Experiment beobachteten Photostromamplituden (siehe Abb. 5.3) eine Spannungsabhängigkeit auf. Ursächlich dafür sind die spannungsabhängigen Tunnel- und Generationsraten der Ladungsträger [84]. Dementsprechend nimmt der Untergrundstrom bei zunehmenden Bias-Spannungen V_B (was in diesem Fall kleiner werdenden Spannungen V_N entspricht) ab. Ein weiterer Anteil am Untergrund ist messtechnisch wie folgt begründet. Bei dem Photostrom-Resonanzscan wird die Kathodenspannung an der Diode mit einer konstanten Rate kontinuierlich variiert. Zu Beginn des Resonanzscans werden dabei zunächst die Kapazitäten in der Messanordnung umgeladen. Dies sind insbesondere die Kapazitäten der Zuleitungen, der Photodiode und des Messgeräts. Dabei trägt das Messgerät aufgrund einer hohen RC-Konstante ($R = 5 \text{ G}\Omega$, $C = 68 \text{ pF}$), welche für die Realisierung eines extrem hohen Signal-Rausch-Verhältnisses und somit einer ultrasensitiven Strommessung notwendig ist, den größten Betrag bei. Der Beitrag des Verschiebestroms zum Untergrund ist aufgrund der gleichmäßigen Variation der Kathodenspannung während der Messung konstant.

Die aufgeführten Quellen des Untergrundstroms lassen sich zusammenfassend gut mit einer doppelten Exponentialfunktion beschreiben (Abb. 6.7 a, rote Kurve). Um das Maxima der Photostromresonanz eindeutig identifizieren zu können wurde bei allen Messdaten zunächst das Untergrundsignal abgezogen (Abb. 6.7 b). Da das Spektrum des anregenden Laserpulses einer symmetrischen Gaußverteilung entspricht, bietet es sich zunächst an, die Photostrommaxima durch einen Gauß Fit zu ermitteln. In den Bereichen des elektrischen Pulses, in denen die zeitliche Änderung der Diodenspannung während der Dauer des optischen Pulses gering ist, führt dieser Ansatz zu sehr guten Resultaten. Insbesondere an der steigenden und der fallenden Flanke des elektrischen Pulses kann es aber zu sehr schnellen und großen zeitlichen Änderungen der Diodenspannung innerhalb der Dauer des optischen Pulses kommen.

Dies führt dazu, dass die Energie des Quantenpunktes während der Dauer des optischen Pulses über den Stark-Effekt verschoben wird und letztlich eine gechirpte Anregung des Quantenpunktes erfolgt [95].

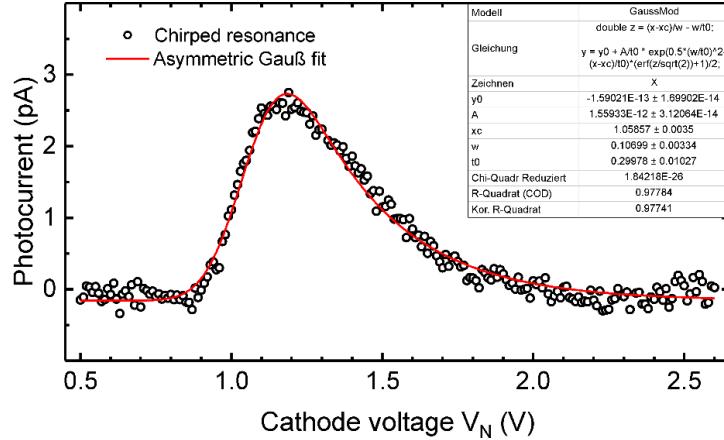


Abb. 6.8: Photostromresonanz an der steigenden Flanke des elektrischen Pulses. Aufgrund der Energieänderung über den Stark-Effekt durch die variierende Pulsspannung während der Dauer des optischen Pulses kommt es zu einer elektrisch gechirpten Anregung des Quantenpunkts. Die resultierende Form der Photostromresonanz entspricht einer asymmetrisch modifizierten Gaußfunktion (rote Linie).

Aufgrund der gechirpten Anregung weicht die Form der Photostromresonanz stark von einem symmetrischen Gaußprofil ab. Die Ermittlung der Position des Photostrommaximas kann daher nicht durch einen normalen Gaußfit erfolgen. Zum fitten der Messdaten wird eine exponentiell modifizierte Gaußverteilung (ExGauss) genutzt, mit der sich, wie in Abbildung 6.8 gezeigt, der Verlauf der Photostromresonanz sehr gut nachbilden lässt. Dabei hat die Fitfunktion die folgende analytische Form:

$$f(x) = y_0 + \frac{A}{t_0} e^{\frac{1}{2}(\frac{w}{t_0})^2 - \frac{(x-x_c)}{t_0}} \int_{-\infty}^z \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{y^2}{2}} dy \quad (6.2)$$

mit $z = \frac{x-x_c}{w} - \frac{w}{t_0}$

Mit dieser Funktion werden nach dem Sampling alle Messdaten der Photostromresonanzen gefittet. Analytisch wird anschließend aus dem Satz an Fitparametern die relevante Spannungsposition des maximalen Photostroms bestimmt.

6.4.2 Abgetasteter Ausgangspuls des CMOS-Chips bei 4,2 K

Durch eine Serie von Resonanzscans für optoelektronische Delays mit einer Schrittweite von 7 ps und der in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Auswertungsmethode kann der gesamte zeitliche Verlauf des elektrischen Ausgangspulses des CMOS-Chips „TRR_C04_V16“ ermittelt werden (Abb. 6.9 a).

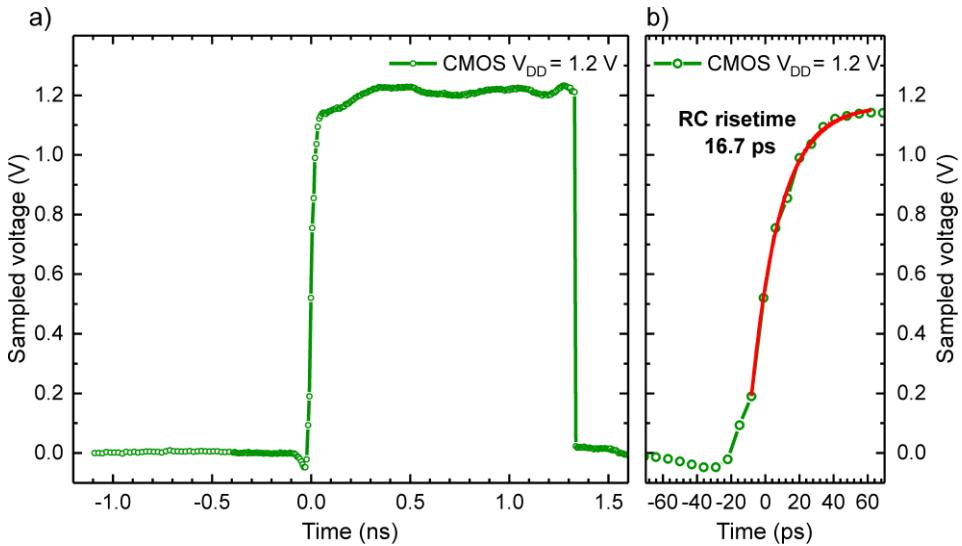


Abb. 6.9: a) Ergebnis des optoelektronischen Samplings des Ausgangspulses der CMOS-Schaltung V16 für $V_{DD} = 1,2 \text{ V}$ und $V_{sign} = 1,2 \text{ V}$. b) Detailausschnitt zur steigende Flanke des elektrischen Pulses. Die Anstiegszeit ist mit einer RC-Zeit von 16,7 ps vergleichbar.

Der ermittelte elektrische Puls hat eine Dauer von 1,3 ns und eine Amplitude von 1,2 V, welche der angelegten Drain-Drain Versorgungsspannung V_{DD} am Chip entspricht. Der Nullpunkt für das optoelektronische Delay Δ_{TOE} wurde auf die führende Flanke bei der Hälfte der maximalen Amplitude des Pulses festgesetzt. Das Ergebnis in Abbildung 6.9 a zeigt ein hochauflösten Sampling in der Zeit sowie der Amplitude. Die steigende Flanke des elektrischen Pulses weist eine endliche Anstiegszeit von unter 17 ps auf. Diese Anstiegszeit ist im Wesentlichen durch den p-MOS Kanalwiderstand des CMOS-Chips sowie der Kapazität der Photodiode begrenzt. Die Abbildung 6.9 b zeigt den Verlauf der steigenden Flanke im Detail. Dabei wurde das Anstiegsverhalten mit einer exponentiellen Funktion (rote Kurve) mit einer Zeitkonstante von 16,7 ps verglichen. Es zeigt sich dabei über einen weiten Spannungsbereich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen dem Verlauf dieser Funktion und den experimentell ermittelten Messdaten.

Unmittelbar nach der führenden Flanke sind Schwingungen in der Spannung des Pulses zu beobachten. Dieses sogenannte „ringing“ resultiert aus der Schaltung des CMOS-Chips.

Durch die schnelle führende Flanke des Pulses kommt es zur Anregung dieser Schwingungen, welche mit der Zeit gedämpft werden. Bevor die nächste Samplingmessung nach 12,5 ns startet, sind alle Schwingungen vollständig abgedämpft (vgl. -1 ns bis 0 ns).

Die optoelektronische Sampling Methode erlaubt auch das Auflösen von Details der Schaltung, wie zum Beispiel des kapazitiven Feed-Through-Effekts [96] von den Gates zu den Drains der Ausgangsinverter des Chips bei -30 ps (Abb. 6.10).

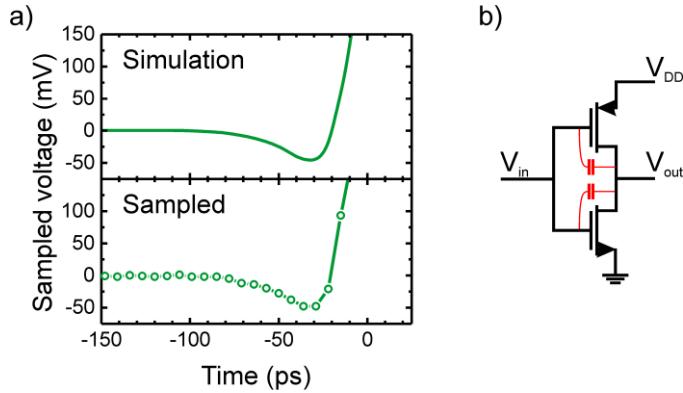


Abb. 6.10: a) Detaillierter Vergleich des Feedthrough-Effekts (-30 ps) in einer Simulation des CMOS-Ausgangspulses mit dem gesampelten Puls. b) Schematische Darstellung eines CMOS-Inverters. Kapazitive Überkopplungen von den Gates zu den Drains erzeugen den beobachteten Unterschwinger vor dem Ausgangspuls.

Dieses beobachtete Verhalten stimmt dabei quantitativ mit dem Ergebnis der Simulation des Ausgangspulses des Chips überein, welche mit dem *Cadence Virtuoso Design Kit* durchgeführt wurde (Abb. 6.10 a). Das Treiben des Gates der MOS Transistoren resultiert dabei in einem negativen Verschiebestrom am Drain und führt letztlich zu einem Unterschwinger in der Ausgangsspannung V_p [96].

Die realisierbare Spannungauflösung der Sampling Methode wird durch eine Reihe an Faktoren beeinflusst, wie z.B. die verwendete Integrationszeit bei den Photostrommessungen oder die Schrittweite in der Spannung bei den Resonanzscans. Diese beiden Größen schränken letztlich die Präzision der exGauss-Fits und somit die Genauigkeit bei der Bestimmung der resonanten Kathodenspannung ein. Bei einer typischen Integrationszeit von 100 ms und einer Schrittweite von 15 mV bei den Resonanzscans liegt die Standardabweichung des exGauss-Fits im Bereich von 1 mV.

In Bereichen mit einem sehr schnellen elektrischen Transienten erfolgt eine gechirpte Anregung des Quantenpunkts [95]. Während üblicherweise eine gechirpte Anregung durch die Verwendung von gechirpten Laserpulsen erfolgt [97, 98], wird in diesem Fall der Chirp

elektrisch induziert und es werden Fourier-Transform-limitierte ps-Laserpulse verwendet. Der schnelle elektrische Transient führt über den Stark-Effekt zu einer sich ändernden Übergangsenergie des Quantenpunkts während der Dauer der ps-Laserpulse. Dies führt zu einer beobachtbaren Verbreiterung sowie einer Asymmetrie der Resonanz an der steigenden Flanke (Abb. 6.11 a). Für ein optoelektronisches Delay Δ_{TOE} von -43 ps ist die Änderung der Spannung verschwindend gering. Die Resonanz hat hier eine nahezu symmetrische Form und aus dem exGauss-Fit kann die Halbwertsbreite zu $\Delta V_{exp} = 0,163 \pm 0,002$ V bestimmt werden. Die Breite dieser Resonanz ist im Wesentlichen definiert durch die spektrale Breite der Fourier-Transform-limitierten 4,5 ps langen Laserpulse. Unter Berücksichtigung des Zeit-Bandbreiten-Produkts von 0,44 entspricht die spektrale Halbwertsbreite der Pulse $\Delta E_{FWHM} = 0,41 \pm 0,04$ meV [99]. Mithilfe des Stark-Effekts (Glg. 6.1) ergibt sich damit eine Photostromresonanz mit einer Linienbreite von $\Delta V_{4,5\text{ps}} = 0,156 \pm 0,014$ mV. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem zuvor experimentell ermittelten Wert überein.

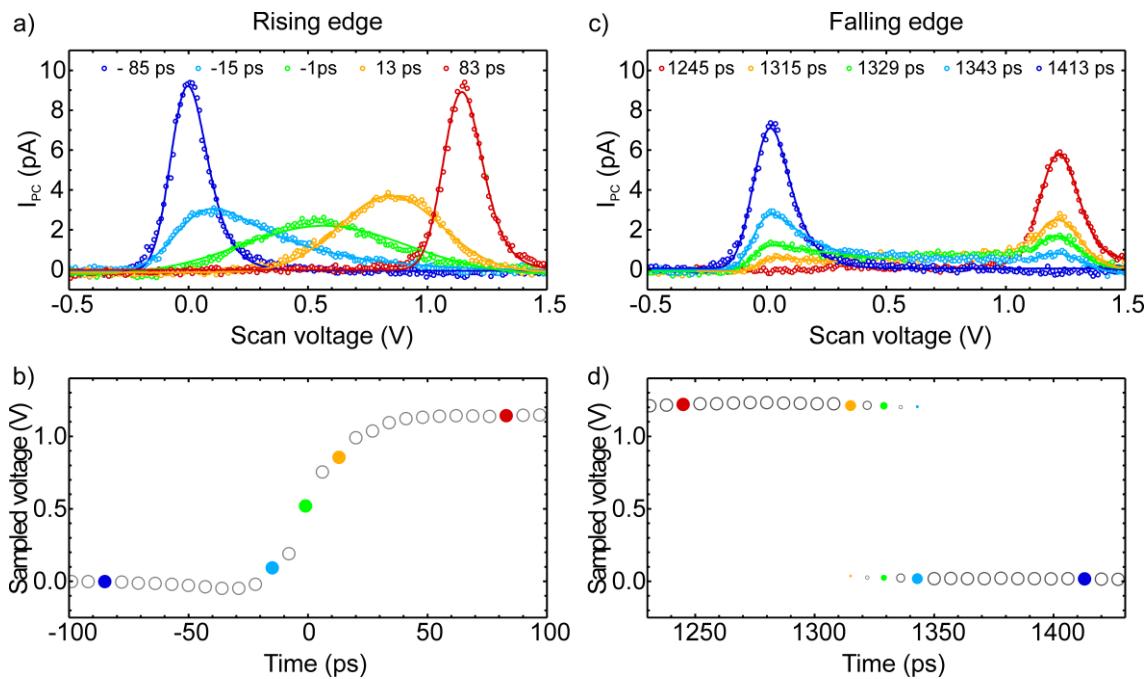


Abb. 6.11: a) Photostrom Resonanzscans mit exGauss-Fit an der steigenden Flanke des elektrischen Pulses. Die Spannungsänderungen in der Region des Transienten führen zu einem elektrischen Chirp des QD-Übergangs und verursachen eine Verbreiterung der Resonanzkurve. b) Rekonstruierter Spannungsverlauf an der steigenden Flanke des elektrischen Pulses. c) Photostrom Resonanzscans mit exGauss-Fit an der fallenden Flanke des elektrischen Pulses. Aufgrund eines erhöhten Jitters und des schnellen Übergangs, treten die Resonanzen entweder auf dem hohen oder dem niedrigen Spannungslevel auf. d) Samplingresultat an der fallenden Flanke. Zwei zeitgleich auftretende Kreise gehören zu zwei zeitgleich beobachteten Resonanzpositionen, die Größe der Kreise indiziert dabei die Amplitude der Resonanzen.

Zum Zeitpunkt $\Delta t_{OE} = -1$ ps wird der steilste Abschnitt des elektrischen Transienten gesammelt. An dieser Stelle wird der Exziton Übergang des Quantenpunkts mit 0,039 meV/ps elektrisch gechirpt. Aufgrund des starken Chirps ist die beobachtete Photostromresonanz stark verbreitert. Die Standardabweichung bei der Bestimmung der zentralen Resonanzposition, ermittelt durch einen exGauss-Fit, steigt von einem Wert von 0,82 mV für den ungechirpten Fall auf 2,2 mV annähernd um einen Faktor drei an. Die Abbildung 6.11 a zeigt einen ausgewählten Satz an Resonanzscans an der steigenden Flanke. Der komplette Satz an gesampelten Spannungen für den ansteigenden elektrischen Transienten des Pulses ist in Abbildung 6.11 b dargestellt. Hierbei liegt die RC-limitierte Anstiegszeit im Bereich von 20 ps. Für die Dauer des Laserpulses sowie für den zeitlichen Jitter können Werte im Bereich von 5 - 8 ps angenommen werden.

Die Resonanzkurven des Samplings für die fallende Flanke des elektrischen Pulses zeigen eine andere Signatur (Abb. 6.11 c). Hier können für einzelne Resonanzscans am Transienten zwei Photostromresonanzen beobachtet werden, wobei eine dem High und die andere dem Low Ausgang des CMOS-Chips entspricht. Für die fallende Flanke kann gegenüber der steigenden Flanke eine kürzere Transitzeit erwartet werden. Während im Fall der steigenden Flanke der p-MOS Transistor schaltet, schaltet im Fall der fallenden Flanke der n-MOS Transistor, welcher einen geringeren Kanalwiderstand aufweist. Eine weitere Überlegung betrifft den Jitter. Die steigende Flanke wird direkt von der Anstiegsflanke des schnellen Photoreceivers (12 GHz Bandbreite) getriggert. Dies resultiert in einem zeitlich sehr geringen Jitter zwischen dem optischen ps-Puls und der steigenden Flanke des elektrischen Pulses in der Größenordnung von 6 ps. Der Jitter an der fallenden Flanke des elektrischen Pulses hingegen ist nicht direkt korreliert mit der führenden Flanke. Das elektrische Triggersignal des Photoreceivers wird zunächst durch weitere Bausteine auf eine Länge von 1,3 ns gestreckt, wodurch ebenfalls der Jitter anwächst. Das Zusammenspiel aus kurzer Transientenzeit, optischer Pulsdauer und einem erhöhtem Jitter führt letztlich zu der Beobachtung von Resonanzen für den High und den Low Zustand des CMOS-Ausgangs im repetitiven Sampling Experiment. Die Abb. 6.11 d zeigt das Sampling Ergebnis der fallenden Flanke, wobei die Amplitude der Photostromresonanzen im Falle zweier auftretender Resonanzen durch die Größe der Kreise widergespiegelt wird. Der beobachtete Zeit-Jitter kann dabei auf 3 bis 4 Zeitschritte von 7 ps und damit auf eine Zeit von 21 – 28 ps eingegrenzt werden (siehe auch Kap. 6.6).

Mit einem Modell basierend auf den optischen Bloch-Gleichungen können zum einen die Resonanzscans rekonstruiert werden und zum anderen Aussagen zu der Anstiegszeit sowie dem Jitter gemacht werden. Die Abbildung 6.12 zeigt die in Kooperation mit Dustin Siebert aus der Arbeitsgruppe „Theoretical Electrical Engineering“ simulierten Resonanzscans, welche das experimentell beobachtete Verhalten für den ansteigenden sowie den fallenden Transienten reproduziert.

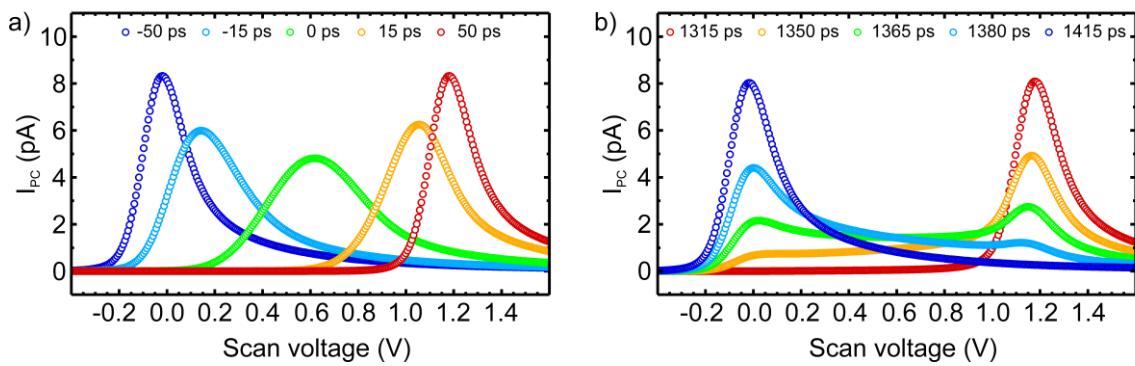


Abb. 6.12: a) Theoretisch berechnete Resonanzscans des optoelektronischen Samplings der steigenden Flanke des elektrischen Pulses für verschiedene optoelektronische Delays. Als Zeit-Jitter wurden 6,5 ps angenommen. b) Theoretisch berechnete Resonanzscans des optoelektronischen Samplings der fallenden Flanke des elektrischen Pulses für verschiedene optoelektronische Delays. Als Zeit-Jitter wurden 20 ps angenommen.

Die theoretische Simulation der Anstiegsflanke des elektrischen Pulses spiegelt das experimentell beobachtete elektrische Chirp Verhalten in den Resonanzscans wieder (vgl. Abb. 6.11 a). Bei der Simulation wurde dabei ein Jitter von 6,5 ps angenommen. Mit einem Jitter von 20 ps kann durch die Simulation das experimentell beobachtete Verhalten der Resonanzscans an der fallenden Flanke des elektrischen Pulses rekonstruiert werden. Somit können dank der theoretischen Modellierung des Experimentes die experimentellen Schlussfolgerungen bzgl. der Anstiegszeit sowie des Jitters bestätigt werden. Detailliertere Betrachtungen zu diesem theoretischen Modell finden sich in den Kapiteln 2.4 und 6.5.

Variation der Betriebsparameter des BiCMOS-Chips „TRR C04 V16“

Die Form den CMOS-Ausgangspulses lässt sich in einem gewissen Rahmen über die statischen Betriebsspannungen variieren. Im vorherigen Abschnitt wurden die Spannungen $V_{DD} = 1,2 \text{ V}$ und $V_{sign} = 1,2 \text{ V}$ verwendet. Während dabei die Spannung V_{DD} der Amplitude des Ausgangspulses entsprach, definierte die Spannung V_{sign} dessen Polarität. Bei einer

Spannung $V_{\text{sign}} > 0,7 \text{ V}$ wird ein positiver Ausgangspuls ausgegeben (vgl. Abb. 6.8). In Abbildung 6.13 ist gegenüber dem vorherigen Betrieb die Polarität des elektrischen Pulses invertiert, in dem die Spannung V_{sign} auf 0 V reduziert wurde.

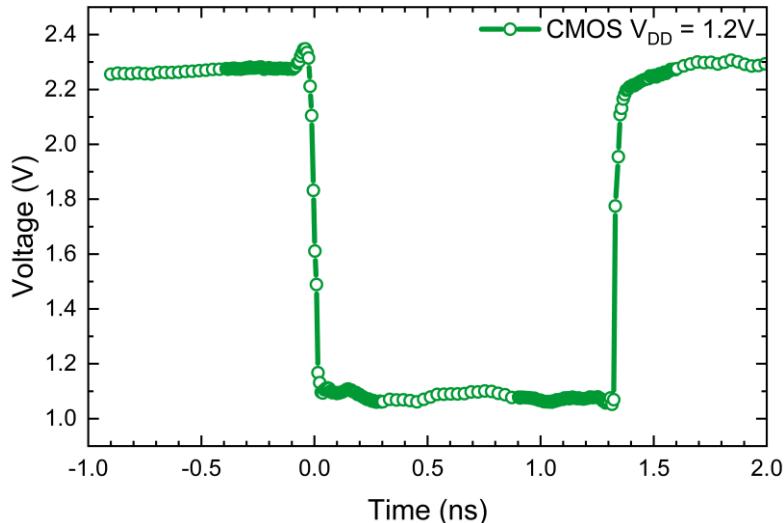


Abb. 6.13: Gesampelter Ausgangspuls des CMOS-Chips V16 mit der optoelektronischen Sampling Methode bei den Betriebsspannungen $V_{\text{DD}} = 1,2 \text{ V}$ und $V_{\text{sign}} = 0 \text{ V}$. Der Ausgangspuls weist eine negative Polarität auf.

Die Verwendung eines invertierten Pulses kann je nach Anwendung im Experiment vorteilhaft sein. Durch den Puls wird die Diode weiter in Sperrrichtung getrieben. Bei der Auslelung der Besetzung des Quantenpunkts via Photostrommessungen kommt es dabei nicht zu Verlusten durch optische Rekombinationen der Ladungsträger, welche hingegen bei positiven Pulsen durch das treiben der Diode in Vorwärtsrichtung auftreten können. Weiter kann es bei positiven Pulsen mit hoher Amplitude dazukommen, dass die Diode im Experiment durch die Pulsspannung soweit in Vorwärtsrichtung getrieben wird, dass es zum Durchbruch der Diode kommt.

Neben der Einstellung der Polarität des Ausgangspulses über die Versorgungsspannung V_{sign} ist eine Einstellung der Spannungssamplitude über die Versorgungsspannung V_{DD} möglich. Im Fall der hier verwendeten Chip Version V16 ist dabei die Einstellung im Bereich von 1,0 V bis 1,5 V problemlos möglich. Die Amplitude des Pulses entspricht dabei jeweils dem Wert der Spannung V_{DD} . In Abbildung 6.14 wird das Resultat des optoelektronischen Samplings für eine Versorgungsspannung von $V_{\text{DD}} = 1,5 \text{ V}$ gezeigt.

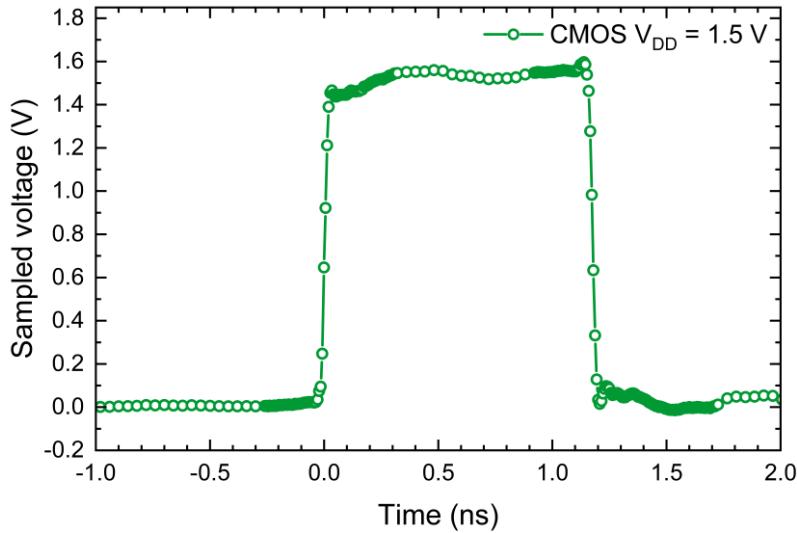


Abb. 6.14: Gesampelter Pulsverlauf des CMOS-Chips V16 bei einer Betriebsspannung von $V_{DD} = 1,5 \text{ V}$. Die Amplitude des Ausgangspulses entspricht der statischen Betriebsspannung V_{DD} und kann über diese variiert werden.

Über die Einstellung der Versorgungsspannungen V_{DD} für die Amplitude ($1,0 \text{ V} - 1,5 \text{ V}$) und V_{sign} für die Polarität ist somit eine präzise Kontrolle des Ausgangspulses des SiGe-Chips „TRR_C04_V16“ erzielbar. Dabei sind unabhängig von den Versorgungsspannungen ultraschnelle Transientenzeiten für die steigenden und fallenden Flanken des Ausgangspulses im sub-20 ps Bereich beobachtbar.

6.5 Theoretische Überlegungen zum Sampling Konzept

Theoretische Überlegungen und numerische Simulationen zum optoelektronischen Sampling Konzept wurden mit der Unterstützung von der Arbeitsgruppe „Theoretical Electrical Engineering“ von Professor Jens Förstner durchgeführt. Im Rahmen dieser Zusammenarbeit wurden die numerischen Simulationen dabei von Dustin Siebert vorgenommen.

Die Grundlage für die numerischen Simulationen zum optoelektronischen Sampling bildet dabei ein Modell [95], welches auf den optischen Bloch-Gleichungen für ein Zwei-Niveau-System basiert und um die offresonanten Dark States ρ_e und ρ_{hh} erweitert wurde, welche den Quantenpunkt nur mit einem einzelnen Loch bzw. Elektron besetzt beschreiben (s. Kap. 2.4) [100]. Weiter berücksichtigt das Modell wichtige quantenpunktspezifische Parameter. Neben dem Quantum Confined Stark Effekt werden die spannungsabhängige Tunnelzeit und die spannungsabhängige Dephasierungszeit berücksichtigt. Diese quantenpunktspezifischen Parameter wurden experimentell ermittelt und in Kapitel 5 zusammengefasst präsentiert.

Eine weitere wichtige Variable, welche in dem Modell berücksichtigt wird, ist der zeitliche Jitter. All diese Erweiterungen des Modells erlauben letztlich die präzise Simulation des experimentellen Setups. Die zentrale Erkenntnis der Simulationen ist, dass für die exakte Ermittlung der Pulsspannung V_p lediglich die Position des Photostrommaximas relevant ist.

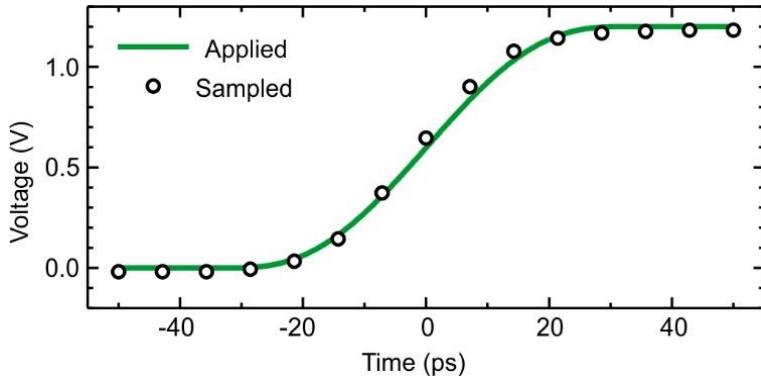


Abb. 6.15: Numerische Simulationen zeigen die sehr gute Übereinstimmung zwischen dem angelegten elektrischen Transienten (15 ps RC Anstiegszeit, grüne Kurve) und den ermittelten Spannungen des Transienten nach der optoelektronischen Sampling Methode (Kreise).

Die Abbildung 6.15 zeigt das numerisch berechnete Samplingresultat im Vergleich zu dem in die Simulation eingespeisten elektrischen Transienten (grüne Kurve). Der Transient weist dabei eine RC Anstiegzeit von 15 ps auf, wobei in der Simulation ein Jitter von 6,5 ps angenommen wurde. Das Ergebnis demonstriert eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem angelegten und dem gesampelten Transienten.

Anhand der numerischen Simulationen konnten weitere Erkenntnisse gewonnen werden. So ist beispielsweise der Einfluss verschiedener Parameter auf das Samplingresultat deutlich geringer als zunächst intuitiv zu erwarten wäre. Die zeitliche Dauer der optischen Pulse, die spannungsabhängigen Tunnelraten sowie schnelle adiabatische Effekte [95] resultieren lediglich in einer Asymmetrie der Photostromresonanz und verursachen letztlich keine signifikante Beeinträchtigung bei der Genauigkeit der Sampling Methode. Es ist aber darauf zu achten, dass tatsächlich ausschließlich die Position des Photostrommaximas für die Bestimmung des Pulses relevant ist.

6.6 Optoelektronisches Sampling: Zeitscans

Der vorherige Abschnitt behandelt das Konzept des optoelektronischen Samplings, wobei bei fixen optoelektronischen Delays Resonanzscans entlang der Spannungsachse durchgeführt wurden. Es gibt auch die Möglichkeit, bei festen Kathodenspannungen V_N Resonanzscans entlang der Zeitachse durchzuführen. Dabei wird das optoelektronische Delay Δt_{OE} zwischen dem optischen und dem elektrischen Puls ver stellt und die Kathodenspannung V_N konstant gehalten. Diese Methode des optoelektronischen Sampling entlang der Zeitachse soll in diesem Abschnitt diskutiert werden (Abb. 6.16).

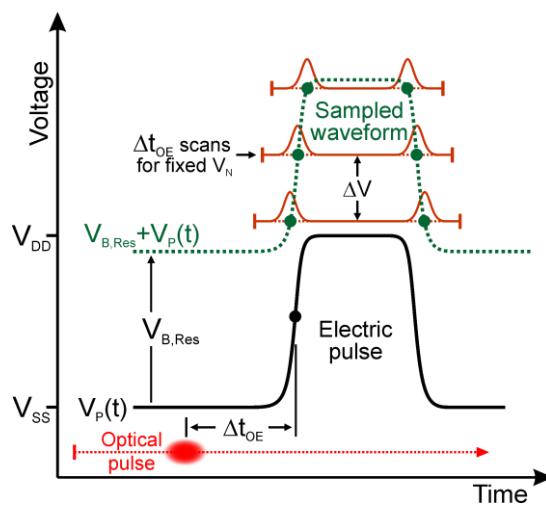


Abb. 6.16: Darstellung zum Konzept des Quantenpunkt-basierten Samplings entlang der Zeitachse. Die Spannung des elektrischen Pulses variiert von V_{SS} zu V_{DD} . Die Ermittlung der unbekannten Pulsform $V_p(t)$ erfolgt durch Photostrom Resonanzscans entlang der Zeitachse, welche durch die Variation des optoelektronischen Delays zwischen optischem und elektrischem Puls bei festen Kathodenspannungen V_N durchgeführt werden. Aus der Positionen der Photostrommaxima wird die unbekannte Pulsform rekonstruiert.

Die experimentelle Ausgangssituation ist analog zu der bei dem optoelektronischen Sampling entlang der Spannungsachse. Zur Erzeugung einer Population im Quantensystem werden ps-Laserpulse genutzt. Die Detektion der Besetzung erfolgt anhand von Photostrommessungen. Dementsprechend sollte die Laserenergie so gewählt werden, dass die Photostromresonanz im Regime des starken Tunnels auftritt. Aufgrund der festen Laserenergie tritt der Resonanzfall immer ein, sofern folgende Bedingung erfüllt ist:

$$V_B(t) = V_p(t) - V_N = V_{B,res} \quad (6.3)$$

Für einen einzelnen Resonanzscan wird jeweils die Kathodenspannung V_N auf einen konstanten Wert gesetzt und das optoelektronische Delay variiert. Ist die Bedingung 6.3 erfüllt,

führt dies zu einer Resonanz. Mit den bekannten Größen für die Kathodenspannung V_N und der resonanten Bias-Spannung $V_{b,res}$ kann dann die für den Zeitpunkt t_{res} an dem die Resonanz auftritt die Pulsspannung $V_p(t_{res})$ ermittelt werden. Durch eine Serie Resonanzscans mit unterschiedlichen Kathodenspannungen V_N wird dann die zeitliche Entwicklung des Pulses rekonstruiert. Dieses Verfahren eignet sich gut um die Flanken des elektrischen Pulses zu analysieren, hingegen sind Plateaus im Puls nicht eindeutig rekonstruierbar.

Die Abbildung 6.17 a zeigt einen einzelnen Resonanzscan entlang der Zeitachse für eine feste Kathodenspannung von $V_N = 1,75$ V. Im Bereich des optoelektronischen Delays von $\Delta t_{OE} = -0,5$ bis ca. $\Delta t_{OE} = 0$ ns wird ein konstanter Photostrom detektiert. In diesem Bereich liegt kein elektrischer Puls an der Anode der Diode an. Aufgrund der großen Dioden-Vorspannung befindet sich der Quantenpunkt im starken Tunnelregime. Der Photostrom resultiert aus der offresonanten Beleuchtung der Diode und dem Dunkelstrom der Diodenkennlinie. Am Zeitpunkt $\Delta t_{OE} = 0$ ns ist die Spannung des elektrischen Pulses so groß, dass die Resonanzbedingung (Gleichung 6.3) erfüllt ist. Der Quantenpunkt wird resonant angeregt und die erzeugten Ladungsträger liefern ein Photostrommaxima.

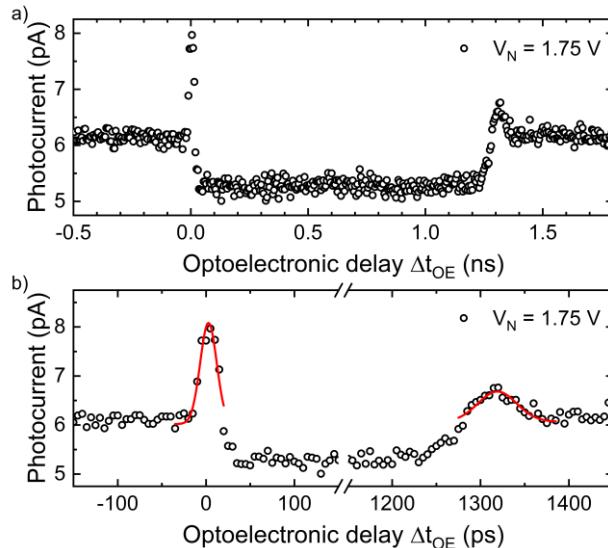


Abb. 6.17: Optoelektronisches Sampling entlang der Zeitachse. a) Einzelner Photostrom-Resonanzscan für eine Kathodenspannung $V_N = 1,75$ V. b) Übergangsbereiche des Resonanzscans mit Gaußfits für die Ermittlung des Resonanzzeitpunkts.

Im Zeitbereich $\Delta t_{OE} = 0,03$ ns bis $\Delta t_{OE} = 1,25$ ns ist das Photostromsignal konstant, allerdings auf einem niedrigeren Niveau als vor dem elektrischen Puls. In diesem Bereich ist der elektrische Puls an, also konstant auf einem Niveau entsprechend der Versorgungsspannung $V_{DD} = 1,2$ V. Dies bedeutet, dass die Diode in diesem Zeitintervall durch den elektrischen

Puls in Vorwärtsrichtung getrieben wird. Zusammen mit der Kathodenspannung kann die Bias-Spannung an der Diode in diesem Intervall auf $V_B = +0,55$ V abgeschätzt werden (*forward bias condition*). Somit ist die Tunnelrate der Ladungsträger in diesem Bereich reduziert und der Dunkelstrom der Diodenkennlinie in diesem Bereich geringer. Im Zeitbereich um $\Delta t_{OE} = 1,3$ ns tritt die fallende Flanke des elektrischen Pulses auf. Es kommt erneut zu einer beobachtbaren Resonanz. Im weiteren Verlauf des Resonanzscans ist die analoge Situation wie vor dem elektrischen Puls hergestellt und entsprechend das gleiche Photostromsignal wie im Zeitintervall von $\Delta t_{OE} = -0,5$ bis ca. $\Delta t_{OE} = 0$ ns zu beobachten. Um aus diesem Resonanzscan entlang der Zeitachse einen Messpunkt für das Sampling des Pulses zu rekonstruieren, ist es notwendig den Zeitpunkt der Photostromresonanz zu ermitteln.

In Abbildung 6.17 b sind die Zeitintervalle der steigenden und der fallenden Flanke des elektrischen Pulses im Detail dargestellt. Die Resonanzposition kann über einen Gaußfit in dem entsprechenden Zeitbereich bestimmt werden. Die Halbwertsbreite der Resonanz an der steigenden Flanke ist dabei deutlich geringer als an der fallenden Flanke. Der Ursprung für die verbreiterte Resonanz an der fallenden Flanke ist in dem deutlich größeren zeitlichen Jitter gegenüber der steigenden Flanke begründet, welcher bereits in den Daten des optoelektronischen Samplings entlang der Spannungsachse vermutet wurde. Die rekonstruierten Flanken des elektrischen Pulses nach dem optoelektronischen Sampling entlang der Zeitachse sind in Abb. 6.18 dargestellt.

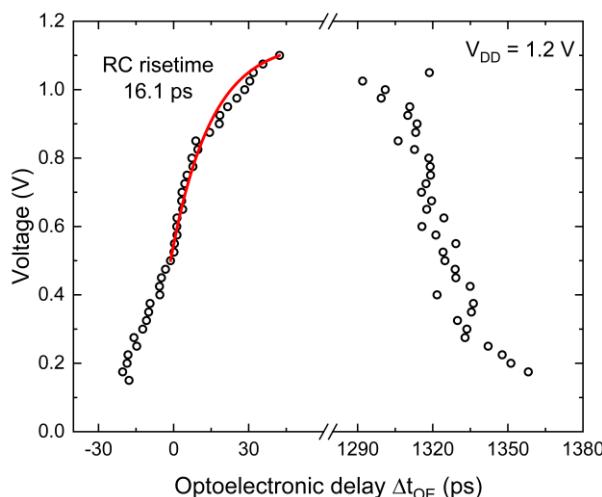


Abb. 6.18: Mittels einer Serie von Resonanzscans entlang der Zeitachse für verschiedene Kathodenspannungen V_N konnten die steigende und die fallende Flanke des elektrischen Ausgangspulses des Chips rekonstruiert werden. Die Anstiegszeit der steigenden Flanke folgt über einen weiten Bereich einem RC-Anstieg von 16,1 ps.

Besonders deutlich sichtbar wird hier der unterschiedliche Jitter an der steigenden sowie der fallenden Flanke des Pulses, womit die Annahmen aus der theoretischen Beschreibung des vorherigen Sampling-Experiments (Abb. 6.12) mit 6 ps Jitter an der steigenden und 20 ps an der fallenden Flanke bestätigt werden können. Die Anstiegszeit der steigenden Flanke folgt über einen weiten Bereich einer 16,1 ps RC-Anstiegszeit. Dieser Wert stimmt gut mit der ermittelten Anstiegszeit aus dem optoelektronischen Sampling entlang der Spannungsachse von 16,3 ps überein (Abb. 6.10 b). Vergleicht man die Samplingresultate der beiden Methoden, fällt die deutlich höhere Dichte an Messpunkten entlang der Flanke für das Sampling entlang der Zeitachse auf. Die Stärke des Samplings entlang der Zeitachse ist eindeutig die höhere Zeitauflösung an schnellen elektrischen Transienten. Das Sampling entlang der Spannungsachse liefert hier insbesondere bei sehr schnellen Transienten nur eine geringere Auflösung, hat dafür aber Stärken beim Abtasten von langsamer variierten Spannungen. Insgesamt stellt die Methode des optoelektronischen Samplings entlang der Zeitachse eine sinnvolle Ergänzung zum Sampling entlang der Spannung im Falle ultraschneller Transienten dar. Durch diese Ergänzung kann dabei ein tieferer Einblick in die Zeidynamik der Signale erfolgen.

7 Elektrische Phasenkontrolle des Exzitons

Die direkte Kopplung zwischen der elektrostatischen Umgebung und den kohärenten Eigenschaften eines Quantensystems ermöglicht eine kohärente Kontrolle des Quantensystems. Dies kann durch die zeitabhängige elektrische Wechselwirkung eines Quantensystems mit einem externen elektrischen Signal realisiert werden. Erste Demonstrationen dieser elektrischen Phasenkontrolle wurden in dieser Arbeitsgruppe auf Basis von sinusförmigen elektrischen RF-Signalen durchgeführt [27, 101]. Weitergehend konnte die kohärente Kontrolle ebenfalls durch die Verwendung von kurzen elektrischen Pulsen erreicht werden [16]. In einem Ramsey-Experiment wurden elektrische Pulse an eine Diodenstruktur mit eingebetteten Quantenpunkten angelegt. Die dabei verwendeten elektrischen Pulslängen lagen im Bereich oberhalb von 500 ps bei Anstiegszeiten von 180 ps. Aufgrund der begrenzten Kohärenzzeit des Quantensystems konnten in den Ramsey-Experimenten zur Phasenkontrolle die elektrischen Pulse nicht vollständig im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen angelegt werden. Dementsprechend war die Performance der elektrischen Phasenkontrolle, u.a. aufgrund von zeitlichen Jitter Einflüssen, eingeschränkt.

In diesem Kapitel werden die neuesten Ergebnisse zur Phasenkontrolle des Exzitons durch kurze elektrische Pulse präsentiert. Durch die Reduktion der Kapazität der Diode kann eine sehr geringe RC-Zeitkonstante des Gesamtsystems mit ultrakurzen Anstiegszeiten realisiert werden. Zur elektrischen Pulserzeugung wurde eine BiCMOS-Schaltung mit HBT-Endstufe verwendet (s. Kap. 4.2.2 u. Anhang), deren Ausgangssignal über die Versorgungsspannungen modifizierbar ist und insbesondere erlaubt, die Pulslänge zu variieren. Somit kann die kohärente Manipulation des Quantensystems vollständig im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen im Ramsey-Experiment erfolgen und die Qualität der Phasenkontrolle deutlich erhöht werden.

Zunächst wird das Prinzip der elektrischen Phasenmanipulation im Ramsey-Experiment erläutert, bevor anschließend die erzielten Ergebnisse zur elektrischen Phasenkontrolle präsentiert werden. Abschließend werden die Ergebnisse einer quantitativen Auswertung unterzogen.

7.1 Quanteninterferenz unter dem Einfluss elektrischer Pulse

Bei der optischen Anregung eines Quantensystems mit zwei optischen $\pi/2$ -Pulsen tritt das Phänomen der Quanteninterferenz auf. Je nach Phasenlage der optischen Pulse zueinander kann dabei konstruktive oder destruktive Interferenz in der Besetzung des Quantensystems beobachtet werden. Bisher wurden zwei verschiedene Fälle diskutiert (Kap. 5.2.6). Im ersten Fall ist die Phasenlage lediglich durch den zeitlichen Abstand zwischen den beiden optischen Pulsen definiert und dieser somit maßgeblich für die auftretende Interferenz verantwortlich. Weiter wurden auch Ramsey-Fringes betrachtet, wobei zwei optische Pulse mit festem zeitlichen Pulsabstand verwendet werden und die Verstimmung der Phasenlage des Quantensystems statisch über die Änderung der Oszillatorkreisfrequenz durch die angelegte Bias-Spannung an der Diode erfolgt.

In diesem Abschnitt soll ein weiterer Ansatz für ein Experiment zur Quanteninterferenz betrachtet werden. Es wird hierbei ein optischer Doppelpuls mit einem konstanten zeitlichen Pulsabstand für die Anregung des Quantensystems verwendet. Die Manipulation der Phasenlage des Quantensystems erfolgt über die dynamische zeitliche Änderung der angelegten Spannung an der Diode durch einen kurzen elektrischen Puls, welcher zeitlich zwischen den beiden optischen Pulsen an die Diode angelegt wird. Der elektrische Puls muss dabei Schaltzeiten im sub-100 ps Bereich aufweisen, damit die Manipulation des Quantensystems innerhalb der Kohärenzzeit stattfinden kann.

Ausgangspunkt für die Quanteninterferenz im Ramsey-Experiment in Kombination mit ultraschnellen elektrischen Pulsen ist ein resonanter $\pi/2$ -Laserpuls, welcher das Quantensystem anregt. Fortan befindet sich das Quantensystem in einem kohärenten Superpositionszustand mit einer definierten Phasenlage entsprechend der Phase des resonanten Anregungslasers. Durch die Interaktion mit einem kurzen elektrischen Puls kann die Phasenlage des Quantensystems manipuliert werden. Der elektrische Puls wird dafür an die Diodenstruktur angelegt. Die angelegte Spannung erzeugt am Ort des Quantensystems ein elektrisches Feld und führt über den Quantum Confined Stark Effekt zu einer Variation der energetischen Lage des Quantensystems. Dementsprechend ändert sich die Eigenfrequenz des Systems und resultiert in einer Verstimmung der Phasenlage gegenüber der Referenzphase des anregenden Lasers. Die Größe der Verstimmung ist dabei durch die elektrische Pulsfäche bestimmt [100].

Abschließend wechselwirkt der zweite $\pi/2$ -Laserpuls, welcher phasengleich mit dem ersten Laserpuls ist, mit dem Quantensystem und Quanteninterferenz tritt auf.

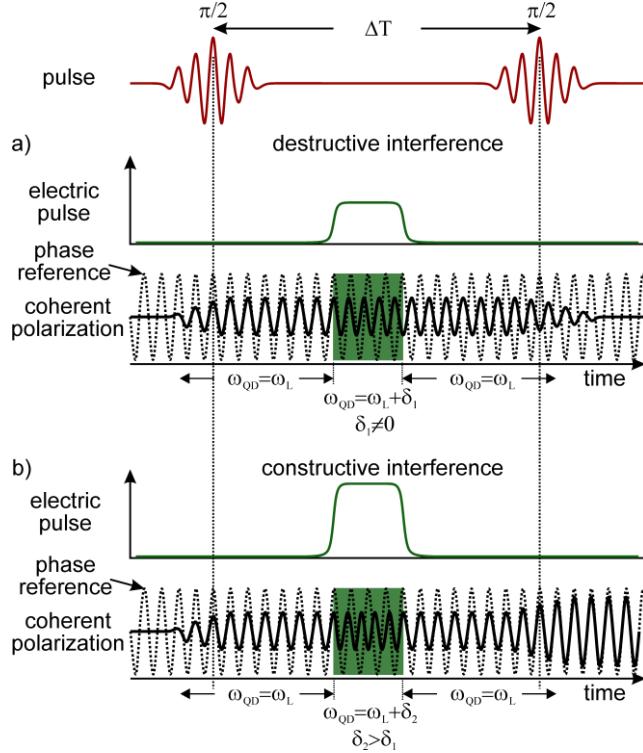


Abb. 7.1: Schematische Darstellung der Auswirkungen eines elektrischen Pulses auf die Phase des Quantensystems im Ramsey-Experiment. Der erste anregende Laserpuls initialisiert eine Phase im Quantensystem. Anschließend wird durch einen elektrischen Puls die Phasenlage des Quantensystems manipuliert. Beim Auftreffen des zweiten Laserpulses entscheidet dessen Phase relativ zur Phase des Quantensystems über die Interferenz. In a) ist der Fall für konstruktive Interferenz und b) für destruktive Interferenz dargestellt.

Bei einer Phasenverschiebung des Quantensystems um $\Delta\phi = (2n + 1)\pi$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$ durch den angelegten elektrischen Puls ergibt sich der Fall der destruktiven Interferenz (Abb. 7.1 a). Entspricht die Phasenverschiebung hingegen einem ganzzahligen Vielfachen von 2π ($\Delta\phi = 2n\pi$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$), befinden sich das Quantensystem und der zweite Laserpuls in konstruktiver Phasenlage zueinander und der Fall der konstruktiven Quanteninterferenz tritt ein (Abb. 7.1 b).

Die Kombination eines Ramsey-Experimentes zum Nachweis der Phasenlage mit maßgeschneiderten kurzen elektrischen Pulsen erlaubt die präzise und skalierbare rein elektrische Kontrolle der Phase eines Quantensystems. Am Beispiel der Phasenkontrolle des Exzitons wird dies in den Abschnitten 7.2 und 7.3 detailliert betrachtet. Bei dem Phänomen der Quanteninterferenz ist zudem eine sehr hohe Sensitivität des Quantensystems gegenüber Veränderungen der kohärenten Phase beobachtbar. Auf dieser Basis bietet sich die Möglichkeit,

eine weitere Sampling Methode zu realisieren, welche gegenüber der Methode des optoelektronischen Samplings eine deutlich erhöhte Spannungsauflösung erreichen kann. Dieses Ramsey-basierte Sampling Konzept wird im Kapitel 8 näher diskutiert.

7.2 Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons

Die elektrische Phasenkontrolle eines Exzitons basiert hier auf der dynamischen Manipulation der kohärenten Phase durch elektrische Pulse auf einer sub-100 ps Zeitskala. Zunächst wird für das bessere Verständnis die experimentelle Umsetzung vorgestellt und darauffolgend werden die erzielten Ergebnisse präsentiert und diskutiert.

7.2.1 Experimenteller Aufbau zur elektrischen Phasenkontrolle

Im Gegensatz zum experimentellen Aufbau für das optoelektronische Sampling (s. Kap. 6.3, Abb. 6.5) bedingt das hier durchgeführte Ramsey-Experiment eine optische Doppelpulsanregung (via Michelson-Interferometer). Zudem wird für die Generation der elektrischen Pulse eine andere Schaltung verwendet. Diese basiert auf einer BiCMOS-Schaltung mit einer HBT-Endstufe, welche eine präzise Kontrolle der Pulsamplitude sowie der Pulslänge erlaubt. Damit können Pulsamplituden im Bereich von einigen 10 mV und Pulslängen unterhalb von 100 ps erreicht werden (s. Kap. 4.2.2 und Anhang).

Als Quelle für die optischen Pulse wird ein Titan-Saphir-Laser (*Coherent, Mira 900-D*, s. Kap. 4.1.1) verwendet, welcher mit einer Wiederholfrequenz von 80 MHz Laserpulse mit einer Pulslänge von 4,5 ps bereitstellt. Diese werden zum einen mithilfe eines schnellen Photoreceivers (Fast detector in Abb. 7.2; *New Focus, 1544-B*) für die Erzeugung eines elektrischen Synchronisationssignals zum Triggern des elektrischen Chips genutzt. Zum anderen werden die optischen Pulse zur Erzeugung eines Doppelpulspaars auf das selbstkonstruierte Michelson-Interferometer (s. Kap. 4.1.5) geschickt, wobei die Leistung der Pulse zuvor über eine motorisierte Leistungsregelung eingestellt werden kann.

Insbesondere für das phasensensitive Ramsey-Experiment ist die Phasenstabilität des Interferometers von enormer Bedeutung für die Qualität der erzielbaren Ergebnisse. Dementsprechend wurde das Interferometer aus speziellen Materialien und Komponenten gefertigt und aufgebaut, sodass u.a. durch die geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien sowie eine kompakte Bauweise der Einfluss von Temperaturschwankungen auf die Phasenstabilität des Interferometers minimiert wurde.

Die Weglängendifferenz der beiden Pfade des Interferometers kann dabei so eingestellt werden, dass durch den eingespeisten Laserpuls ein Doppelpulspaar mit einem einstellbaren festen zeitlichen Abstand im Bereich von 50 bis 350 ps erzeugt wird. Durch die angepasste Leistungsregelung vor dem Interferometer weisen die beiden Pulse eine optische Pulsfäche von je $\pi/2$ auf. Über ein Objektiv mit einer NA von 0,75 werden die Pulse im Tieftemperaturmikroskop auf einen eingebetteten Quantenpunkt in der niederkapazitiven Photodiode fokussiert.

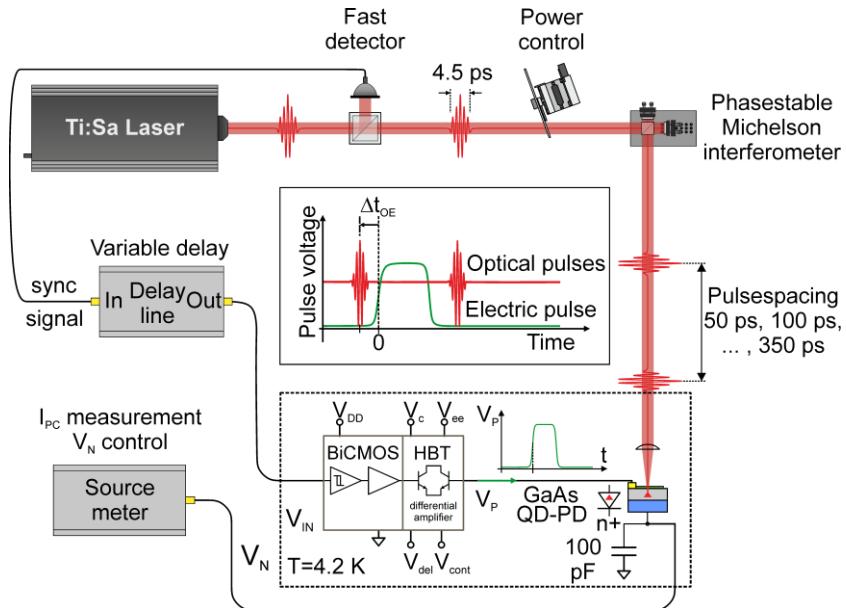


Abb. 7.2: Schematische Darstellung des realisierten experimentellen Aufbaus für die Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle. Die optische Anregung des Quantensystems geschieht über ein ps-Laserpulspaar, welches in einem phasenstabilen Michelson-Interferometer erzeugt wird. Die elektrische Manipulation des Quantensystems erfolgt durch elektrische Pulse, welche durch eine BiCMOS-Schaltung mit nachgeschalteter Hetero Bipolar Endstufe erzeugt werden.

Der Rückkontakt der Photodiode (Kathode, n^+ -Schicht) ist über einen 100 pF Kondensator hochfrequent abgeschirmt und mit einem Sourcemeter verbunden. Dieses erlaubt über eine potentialfreie ultrasensitive Strommessung die Detektion des erzeugten Photostroms und liefert eine variable Kathodenspannung V_N (s.a. Kap. 4.1.4). An der Anode der Photodiode ist der Ausgang der BiCMOS-Schaltung mit HBT-Endstufe über einen kurzen Aluminium Bonddraht angeschlossen. Das Ausgangssignal des schnellen Photoreceivers wird für das Triggern des elektrischen Chips genutzt. Bevor dieses Signal über eine Semi Rigid Koaxialleitung direkt an den Chipeingang geleitet wird, durchläuft das Signal zunächst eine präzise einstellbare Verzögerungseinheit. Über einen Bereich von 6 ns erlaubt diese Einheit das

optoelektronische Delay Δt_{OE} zwischen den optischen Pulsen und dem elektrischen Puls mit einer Präzision von 3 ps einzustellen. Weiter ist der Elektronik-Chip mit fünf weiteren Spannungsquellen verbunden. Diese liefern die statischen Versorgungsspannungen und erlauben die präzise Kontrolle über die Form des elektrischen Ausgangspulses (siehe auch Anhang).

7.2.2 Ergebnisse zur elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons

Die Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle eines Exzitons wurden an der Diode D3 der Probe „Pb_A0389_B_32“ durchgeführt und der SiGe-Chip „TRR_C04_V3“ für die Bereitstellung elektrischer Pulse verwendet. Die Einstellung der elektrischen Pulsdauer erfolgt über die externen Versorgungsspannungen, wobei Pulslängen von einigen ps bis einigen 100 ps bereitgestellt werden, was kürzer als die Kohärenzzeit des Quantenpunktes ist. Dies erlaubt es, den elektrischen Puls im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen an die Diode anzulegen und somit den Einfluss eines zeitlichen Jitters auf das Ergebnis der Quanteninterferenz zu eliminieren. Für die Experimente wurde zunächst eine feste Verzögerung von $t_{\text{delay}} = 100$ ps für die beiden Laserpulse gewählt. Durch die einstellbare Verzögerungseinheit im elektrischen Pfad kann das Timing des elektrischen Pulses relativ zum optischen Pulspaar angepasst werden, sodass der elektrische Puls zeitlich exakt zwischen den beiden Laserpulsen positioniert werden kann (Abb. 7.3).

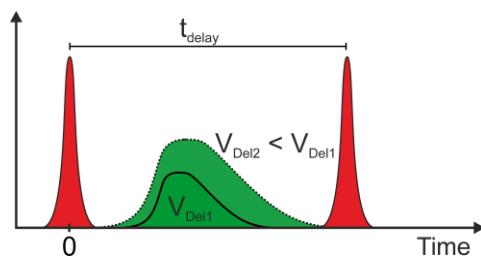


Abb. 7.3: Im Experiment wird die Phasenlage des Quantensystems in der Ramsey-Konfiguration durch einen elektrischen Puls an der Diode manipuliert. Der elektrische Puls liegt zeitlich zwischen den beiden $\pi/2$ -Laserpulsen. Die zeitliche Dauer und die Amplitude des elektrischen Pulses sind über die Betriebsspannung V_{Del} des SiGe-Chips einstellbar.

Der SiGe-Chip wird dabei mit den folgenden Versorgungsspannungen betrieben: $V_c = 0,15$ V, $V_{ee} = -2,08$ V, $V_{\text{cont}} = -0,55$ V und $V_{dd} = 1,5$ V (siehe Anhang für Details zu den einzelnen Versorgungsspannungen). Die Betriebsspannung V_{Del} , mit der die Länge des elektrischen Pulses eingestellt werden kann, wird während des Experimentes variiert. Größere Spannungswerte von V_{Del} bedeuten dabei kürzere elektrische Pulse (s.a. Abb. 7.3).

Zunächst wird die Betriebsspannung V_{Del} auf 2,2 V gesetzt. Bei dieser Spannung gibt der SiGe-Chip keinen elektrischen Puls aus. Durch die Variation der Kathodenspannung V_N an der Diode werden zunächst Ramsey-Fringes ohne elektrischen Puls an der Anode durch die Detektion des Photostroms aufgenommen (Abb. 7.4 a, blaue Kurve). Wird die Betriebsspannung V_{Del} auf 2,08 V reduziert, gibt der SiGe-Chip einen elektrischen Puls aus. Dieser Puls ändert nach der Initialisierung des Quantensystems mit dem ersten $\pi/2$ -Laserpuls die Phasenlage des Systems und dementsprechend lässt sich ein anderes Resultat bei der Quanteninterferenz beim Eintreffen des zweiten $\pi/2$ -Laserpulses beobachten. Die Ramsey-Fringes sind durch die Variation der Kathodenspannung V_N mit dem angelegten elektrischen Puls an der Anode gegenüber denen ohne elektrischen Puls phasenverschoben (Abb. 7.4 a, rote Kurve). In der Abbildung 7.4 b ist der Bereich für die Kathodenspannungen V_N von 0,7 V bis 0,8 V detailliert dargestellt. Es zeigt sich, dass durch den elektrischen Puls eine Phasenverschiebung von annähernd π gegenüber der Messung ohne elektrischen Puls erzielt wurde.

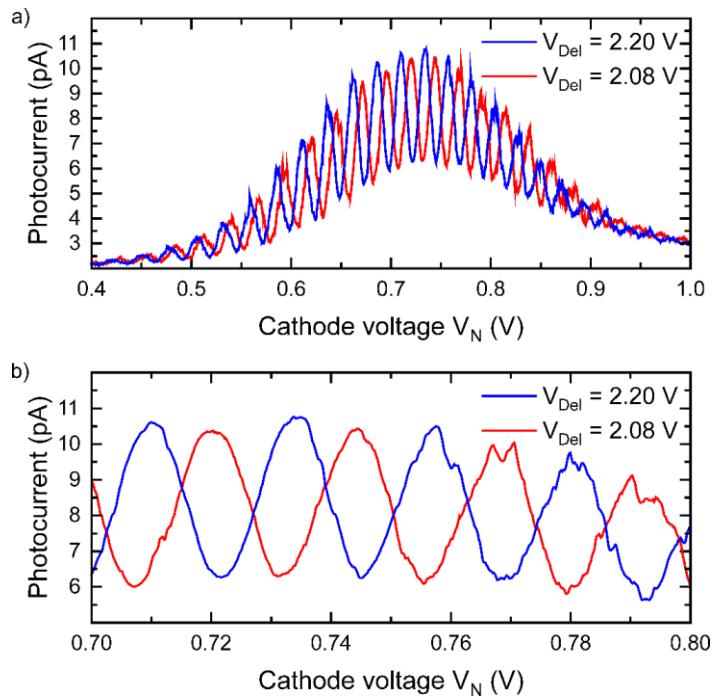


Abb. 7.4: a) Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit von der Kathodenspannung V_N im Ramsey-Experiment ohne eingeschlossene elektrische Pulsläche ($V_{\text{Del}} = 2,10 \text{ V}$, blaue Kurve) und mit anliegendem elektrischen Puls im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen ($V_{\text{Del}} = 2,08 \text{ V}$, rote Kurve). In b) ist eine detaillierte Betrachtung des Kathodenspannungsbereichs von $V_N = 0,7 \text{ V}$ bis $V_N = 0,8 \text{ V}$ dargestellt.

Bemerkenswert ist hier zudem der Vergleich des Interferenzkontrastes der beiden Messungen. Die Interferenzamplitude ist mit und ohne angelegten elektrischen Puls bei jeweils bis

zu 4,5 pA. Dies zeigt das die Phasenmanipulation des Systems verlustfrei durchgeführt werden kann und der Einfluss des zeitlichen Jitters, welcher in vorherigen Arbeiten für einen Verlust des Interferenzkontrasts des Photostroms verantwortlich gemacht werden konnte [16], an dieser Stelle keine Rolle spielt, sofern der elektrische Puls im Ganzen zeitlich zwischen den beiden optischen Pulsen liegt.

Im Folgenden soll anschaulich diskutiert werden, wie sich die Besetzung des Quantensystems in Abhängigkeit von der elektrischen Pulsfäche A_{el} verhält. Dafür wird als Ausgangspunkt der Fall der destruktiven Interferenz ohne elektrischen Puls gewählt, d.h. die Phase des zweiten optischen Pulses ist gegenphasig zur Phase des ersten optischen Pulses. Die quantenmechanischen Besetzungsänderungen während eines Experiments können grafisch anschaulich anhand der Blochkugel dargestellt und für verschiedene elektrische Pulsfächen diskutiert werden (Abb.7.5).

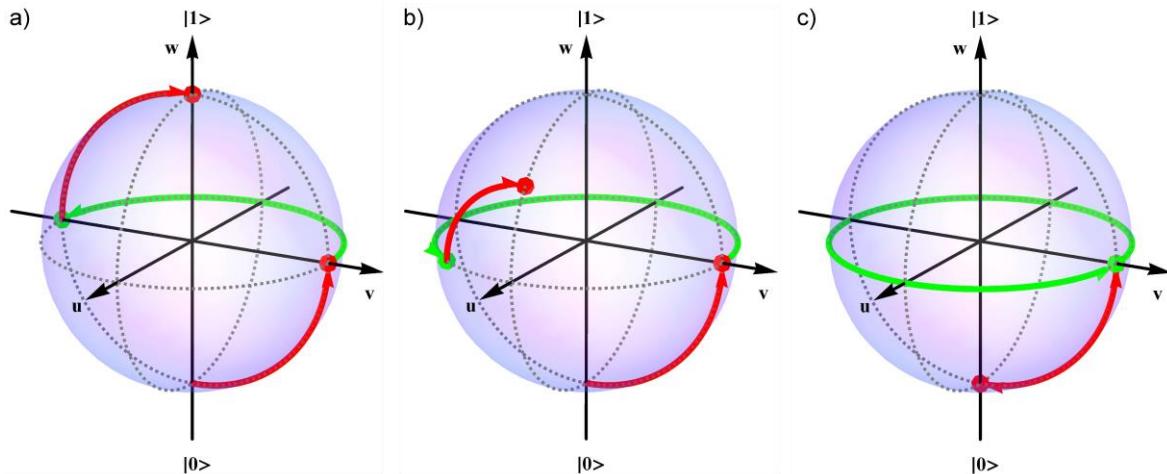


Abb. 7.5: Grafische Veranschaulichung der Änderungen der Besetzung des Quantensystems für das Ramsey-Experiment mittels der Blochkugel. In Rot sind die Besetzungsänderungen durch $\pi/2$ Laserpulse dargestellt, Grün repräsentiert die elektrisch induzierte Phasenänderung des Systems. In dem hier dargestellten Fall weisen die beiden optischen $\pi/2$ -Pulse eine gegenphasige Phasenlage zueinander auf. a) Durch eine elektrische Phasenänderung von π interferiert das Quantensystem mit dem zweiten optischen Puls konstruktiv und erreicht eine Besetzung von 1. b) Wächst die induzierte elektrische Pulsfäche über π an, nimmt die Besetzung des Systems nach der Interferenz mit dem zweiten Laserpuls wieder ab. c) Bei einer elektrisch induzierten Phasenverschiebung von 2π befindet sich das System wieder in der Phasenlage des ersten Laserpulses. Dementsprechend tritt bei der Wechselwirkung mit dem zweiten Laserpuls destruktive Interferenz auf und das Quantensystem ist abschließend unbesetzt.

Die Anregung des unbesetzten Systems erfolgt zunächst mit einem $\pi/2$ -Puls und das Quantensystem befindet sich anschließend in einem Superpositionszustand mit einer Besetzungswahrscheinlichkeit von $1/2$ im angeregten Zustand. Dabei ist die Phasenlage des Quantensystems durch den anregenden optischen Puls definiert. Anschließend wirkt der elektrische Puls auf das Quantensystem ein, wodurch eine Änderung der Phasenlage induziert wird (Abb. 7.5, grüne Pfeile). Zuletzt trifft der zweite optische $\pi/2$ -Puls auf das System, welcher gegenüber dem ersten eine gegenphasige Phasenlage aufweist. Wurde durch den elektrischen Puls eine Änderung der Phasenlage des Quantensystems von π (oder $(2n+1)\pi$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$) erzielt, tritt der Fall konstruktiver Interferenz auf und die Besetzung des angeregten Zustands des Quantensystems erreicht den Wert 1 (Abb. 7.5 a). Entspricht die Änderung der Phasenlage durch den elektrischen Puls hingegen geradzahligen Vielfachen von π , tritt aufgrund des gegenphasigen zweiten optischen $\pi/2$ -Pulses destruktive Interferenz auf. Das Quantensystem befindet sich nach der Wechselwirkung mit dem zweiten Laserpuls abschließend im unbesetzten Zustand (Abb. 7.5 c). Beliebige Phasenänderungen durch den elektrischen Puls resultieren in einem entsprechenden Superpositionszustand des Systems nach dem zweiten $\pi/2$ -Puls mit einer Besetzung zwischen 0 und 1 (Abb. 7.5 b).

Um das zuvor beschriebene Szenario der destruktiven Interferenz für einen fixen zeitlichen Abstand von $t_{\text{delay}} = 100$ ps der beiden Laserpulse im Experiment ohne elektrischen Puls zu realisieren, wurde die Kathodenspannung auf einen Wert von $V_N = 0,744$ V gesetzt (vgl. Abb. 7.4b). Anschließend wird durch die Variation der Spannung V_{Del} (von großen zu kleinen Spannungen) die Länge und damit die elektrische Pulsfläche A_{el} des elektrischen Pulses nach und nach erhöht. Anhand von Photostrommessungen kann dabei die Besetzung des Quantensystems ausgelesen werden und dementsprechend die durch den elektrischen Puls induzierte Phasenverschiebung analysiert werden (Abb. 7.6).

Im Bereich von $V_{\text{Del}} = 2,2$ V bis $V_{\text{Del}} = 2,1$ V ist keine Änderung des Photostroms I_{PC} detektierbar. Dies deutet darauf hin, dass bei diesen Betriebsspannungen kein elektrischer Puls vom Chip ausgegeben wird und somit keine Phasenmanipulation am Quantensystem stattfindet. Ab einer Spannung unterhalb von $V_{\text{Del}} = 2,1$ V setzen Oszillationen des Photostromsignals I_{PC} ein. Jede Oszillation von einem Minima zu einem Maxima und umgekehrt entspricht dabei einer Phasenverschiebung des Quantensystems um $\Delta\varphi = \pi$. Insgesamt kann die Phase des Quantensystems durch den elektrischen Puls in dieser Versuchsanordnung bei ei-

nem zeitlichen Abstand der beiden Laserpulse von $t_{\text{delay}} = 100 \text{ ps}$ um bis zu $\Delta\phi = 8\pi$ verschoben werden. Im Betriebsspannungsbereich von $V_{\text{Del}} = 2,10 \text{ V}$ bis $V_{\text{Del}} = 2,05 \text{ V}$ sind die drei Oszillationen des Photostromsignals entsprechend der elektrisch induzierten Phasenverschiebung von π , 2π und 3π zu sehen. Hierbei wird allerdings erst bei einer Phasenverschiebung von 3π der maximale Photostromwert für die konstruktive Interferenz erreicht.

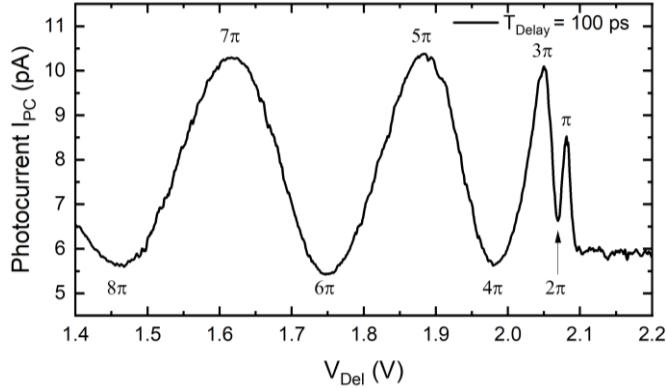


Abb. 7.6: Photostrommessung zur Bestimmung der Besetzung des Quantensystems gegenüber der Betriebsspannung V_{Del} des SiGe-Chips im Ramsey-Experiment mit 100 ps zeitlichen Abstand t_{delay} zwischen dem optischen Pulspaar. Mit kleiner werdender Betriebsspannung V_{Del} wächst der elektrische Puls. Eine Phasenverschiebung von bis zu 8π wird hier ohne nennenswerten Verlust des Interferenzkontrasts erreicht.

Als Ursache für den leicht verringerten Interferenzkontrast bei den Phasenverschiebungen von π und 2π kann die große Änderung der Pulsfläche des elektrischen Pulses bei kleinen Variationen der Betriebsspannung V_{Del} in Betracht gezogen werden. Bei der Aufnahme der Messdaten wurde zudem die Betriebsspannung V_{Del} mit einer konstanten Rate von $0,005 \text{ V/s}$ variiert, wobei der Photostrom mit einer Integrationszeit von 100 ms detektiert wurde. Das Zusammenspiel der Sweep-Rate der Betriebsspannung V_{Del} sowie die daraus resultierende Änderung der elektrischen Pulsfläche bzw. Phasenverschiebung kann für das beobachtete Photostromsignal verantwortlich gemacht werden. Die Änderung der elektrischen Pulsfläche in Abhängigkeit von der Betriebsspannung V_{Del} folgt dabei einem nichtlinearen Verlauf, was auch die abnehmende Oszillationsfrequenz der Phasenverschiebung bei geringer werdenden Betriebsspannungen V_{Del} zeigt. Zu Beginn ist ein signifikant progressives Wachstum der elektrischen Pulsfläche A_{el} aufgrund der Signalzunahme sowohl in der Zeit als auch in der Spannungsamplitude beobachtbar. Nachdem die Spannungsamplitude vollständig ausgeprägt ist, nimmt die Wachstumsrate der elektrischen Pulsfläche ab und geht in ein lineares Regime über, da sich der Puls fortan lediglich in der zeitlichen Dauer ausdehnt. Die Abhängigkeit der Pulsfläche von der Spannung V_{Del} wird im Abschnitt 7.3 analysiert (Abb. 7.12).

Die nach der Methode des optoelektronischen Samplings ermittelten zeitlichen Verläufe der elektrischen Pulse für die Betriebsspannungen $V_{\text{Del}} = 2,08 \text{ V}$ und $V_{\text{Del}} = 1,60 \text{ V}$ sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Das Samplingresultat für die Spannung $V_{\text{Del}} = 1,60 \text{ V}$ zeigt, dass bei dieser Betriebsspannung die elektrische Pulslänge bereits oberhalb von 100 ps liegt. Da die Pulsverzögerung zwischen den beiden Laserpulsen bei 100 ps liegt, können längere elektrische Pulse nicht vollständig innerhalb dieser Zeit angelegt werden und es kann durch unerwünschte Effekte wie dem zeitlichen Jitter des elektrischen Pulses zu einem verminderten Interferenzkontrast kommen. Zudem hat ein angelegter elektrischer Puls zum Zeitpunkt des Laserpulses eine leicht verstimmte sowie gechirpte Anregung [95] des Quantensystems durch den Laser zur Folge und führt damit ebenfalls zu einem veränderten Interferenzkontrast.

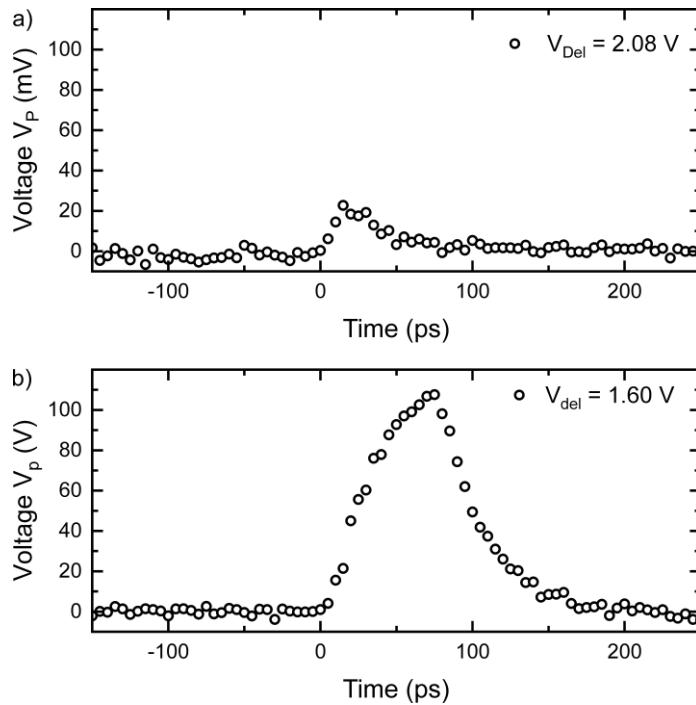


Abb. 7.7: Ergebnisse zum optoelektronischen Sampling des Ausgangspulses des SiGe-Chips „TRR_C04_V3“ für die Betriebsspannungen a) $V_{\text{Del}} = 2,08 \text{ V}$ und b) $V_{\text{Del}} = 1,60 \text{ V}$.

Damit längere elektrische Pulse mit größeren Pulsflächen im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen an die Diode angelegt werden können, wurde im Experiment die Verzögerung des zweiten Laserpulses relativ zum ersten auf 200 ps erhöht, indem die Länge des Verzögerungspfades im Michelson-Interferometer dementsprechend angepasst wurde.

Die längeren elektrischen Pulse ermöglichen die Realisierung einer größeren Phasenverschiebung des Exzitons. Insgesamt ist in Abbildung 7.8 eine elektrisch induzierte Phasenverschiebung von bis zu 18π erkennbar. Bis zu einer Phasenverschiebung von 3π lässt sich wie bei dem Experiment mit 100 ps Abstand der optischen Pulse aus denselben Gründen nur ein verminderter Interferenzkontrast beobachten. Insbesondere im Bereich von 5π bis 14π Phasenverschiebung ist hingegen ein gleichbleibender Interferenzkontrast beobachtbar.

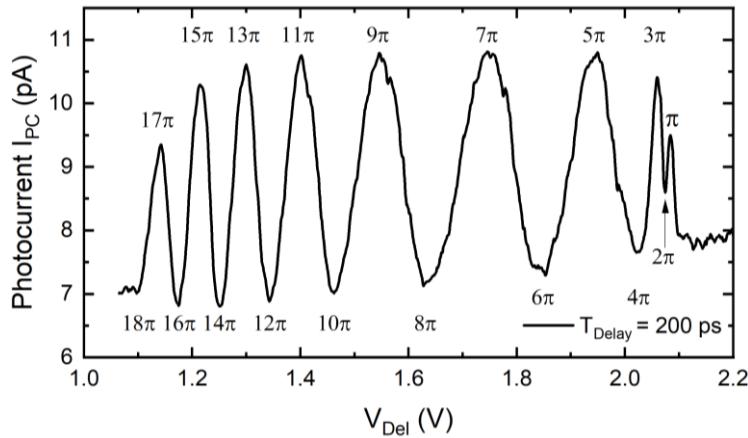


Abb. 7.8: Photostrommessung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung V_{Del} des SiGe-Chips im Ramsey-Experiment mit einem zeitlichem Abstand zwischen den beiden Laserpulsen von $t_{delay} = 200$ ps. Mit kleiner werdender Betriebsspannung V_{Del} wächst der elektrische Puls an. Aus den Photostromdaten kann eine elektrisch induzierte Phasenverschiebung von bis zu 18π ermittelt werden.

Möchte man die elektrische Phasenkontrolle bei der Präparation oder Manipulation von Quantenzuständen verwenden, ist in der Regel eine Phasenverschiebung über einen Bereich von π oder maximal 2π vollkommen ausreichend. Je nach Einsatzzweck der Phasenkontrolle sollte dabei ein geeigneter Arbeitsbereich für die Spannung V_{Del} gewählt werden. Im Falle einer Phasenverschiebung von bis zu π könnte dabei sinnvollerweise ein Bereich gewählt werden, indem die Phasenverschiebung annähernd einen linearen Verlauf aufweist, z.B. der Bereich von $V_{Del} = 1,45$ V bis $V_{Del} = 1,40$ V.

Ab einer Phasenverschiebung von 14π nimmt die Interferenzamplitude wieder ab. Ursächlich dafür ist in diesem Bereich die Zunahme der elektrischen Pulsdauer, welche länger als der Pulsabstand der Laserpulse wird, wodurch erneut ein Einfluss des zeitlichen Jitters hinzukommt und des Weiteren eine verstimmte und gechirpte Anregung den Interferenzkontrast reduziert.

7.3 Quantitative Auswertung der Exziton-Phasenkontrolle

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, wie die Phase des Exzitons im Ramsey-Experiment durch einen angelegten elektrischen Puls manipuliert werden kann. In diesem Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen der Größe der elektrischen Pulsfäche A_{el} und der zugehörigen Phasenverschiebung $\Delta\phi$ quantitativ untersucht.

Für die Beschreibung der optoelektronischen Phasenkontrolle kann analog zur optischen Pulsfäche (s. Kap. 2.2, Gleichung 2.11) eine elektrische Pulsfäche eingeführt werden. Anschaulich beschreibt die optische Pulsfäche die Rotation des Blochvektors um eine Achse in der uv-Ebene der Blochkugel (Abb. 7.9 a). Somit wird mit einem optischen Puls insbesondere die Besetzung sowie die Phase kontrolliert. Im Gegensatz dazu beschreibt die elektrische Pulsfäche eine Rotation des Blochvektors um die w-Achse (Abb. 7.9 b). Dementsprechend kann mit der elektrischen Pulsfäche ausschließlich die Phase des Quantenzustands kontrolliert und manipuliert werden [101].

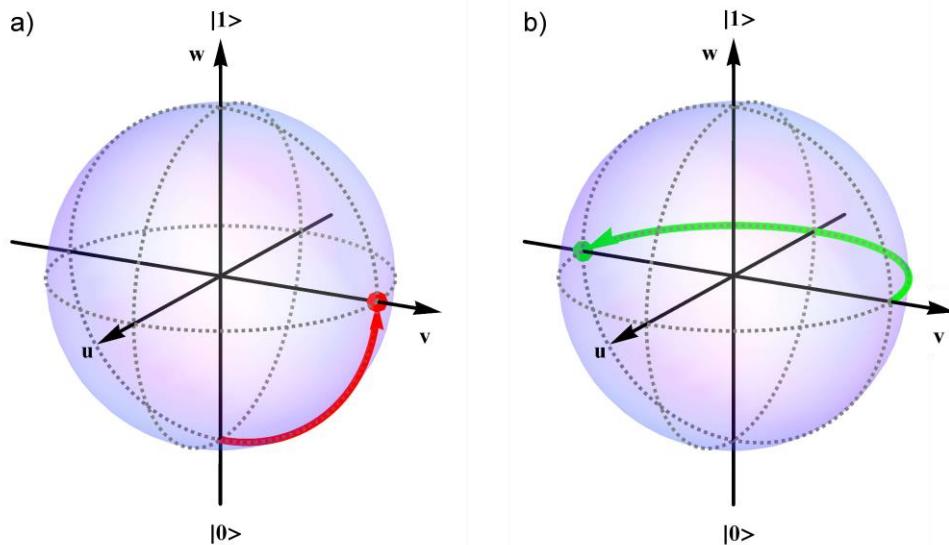


Abb. 7.9: Skizze der Trajektorien des Blochvektors auf der Blochkugel bei einer Interaktion mit einem a) optischen Puls und b) einem elektrischen Puls.

Die gesamte Phasenverschiebung A_{el} (welche dem Rotationswinkel entspricht), die durch die elektrische Manipulation des Quantensystems zwischen den beiden Laserpulsen mit der Verzögerungszeit t_{delay} induziert wird, ist gegeben durch [100]:

$$A_{el} = c_{cm} \int_0^{t_{delay}} V_{cm}(t) dt \quad (7.1)$$

Die Spannung V_{cm} ist dabei für die kohärente Manipulation des Quantensystems verantwortlich und c_{cm} ist der elektrische Manipulationskoeffizient. Die Größe dieses Koeffizienten ist definiert durch die Stärke der spannungsinduzierten Änderung der Exziton Übergangenergie aufgrund des Stark-Effekts.

Die experimentelle Bestimmung des elektrischen Manipulationskoeffizienten c_{cm} kann aus einem Spannungsgesteuerten Ramsey-Experiment erfolgen. Der Wert des Koeffizienten entspricht dabei dem Kehrwert des Produktes aus der Verzögerung zwischen den beiden optischen Pulsen t_{delay} und dem Wert der Spannungsänderung V_π , welche eine Phasenverschiebung von π erzeugt:

$$c_{cm} = \frac{1}{V_\pi \cdot t_{delay}}; \quad [c_{cm}] = \frac{1}{V \cdot s} \quad (7.2)$$

Zur Ermittlung des elektrischen Manipulationskoeffizienten c_{cm} wird nun ein spannungsgesteuertes Ramsey-Experiment mit einem zeitlichen Laserpulsabstand $t_{delay} = 200$ ps betrachtet. In Abbildung 7.10 ist der gemessene Photostrom gegenüber der Spannung aufgetragen.

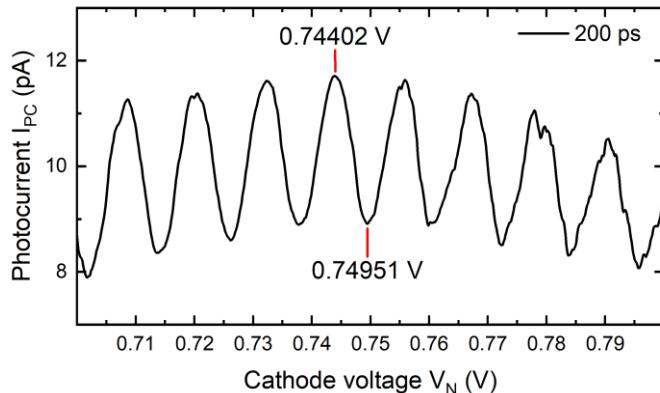


Abb. 7.10: Spannungsgesteuertes Ramsey-Experiment durch die Variation der Kathodenspannung V_N für eine feste Pulsverzögerung zwischen den beiden optischen Pulsen von $t_{delay} = 200$ ps. Aus der Spannungsdifferenz zwischen Interferenzmaxima und -minima (Phasenverschiebung von π) kann zusammen mit der Pulsverzögerung der elektrische Manipulationskoeffizient c_{cm} ermittelt werden.

Aus den experimentellen Ergebnissen kann die notwendige Spannung V_π für eine Phasenverschiebung von π extrahiert werden und somit nach der Formel 7.2 der elektrische Manipulationskoeffizient c_{cm} ermittelt werden. Für den betrachteten Quantenpunkt ergibt sich für den Kehrwert des Koeffizienten der Wert $1/c_{cm} = 1,098$ Vps.

Um mit dem vorliegenden elektrischen Manipulationskoeffizienten die erwartbare Phasenverschiebung des Exzitons zu berechnen, muss das Integral über die Spannung, welche die

kohärente Manipulation des Quantensystems erzeugt, bestimmt werden. Im Fall des betrachteten Experimentes ist das das Integral über den Spannungspuls V_p des Elektronikchips über den Zeitraum zwischen den beiden Laserpulsen (Abb. 7.11). Hierfür ist die genaue Kenntnis über den zeitlichen Spannungsverlauf des elektrischen Pulses notwendig, welcher mittels der Methode des optoelektronischen Samplings für verschiedene Betriebsspannungen V_{Del} ermittelt wird.

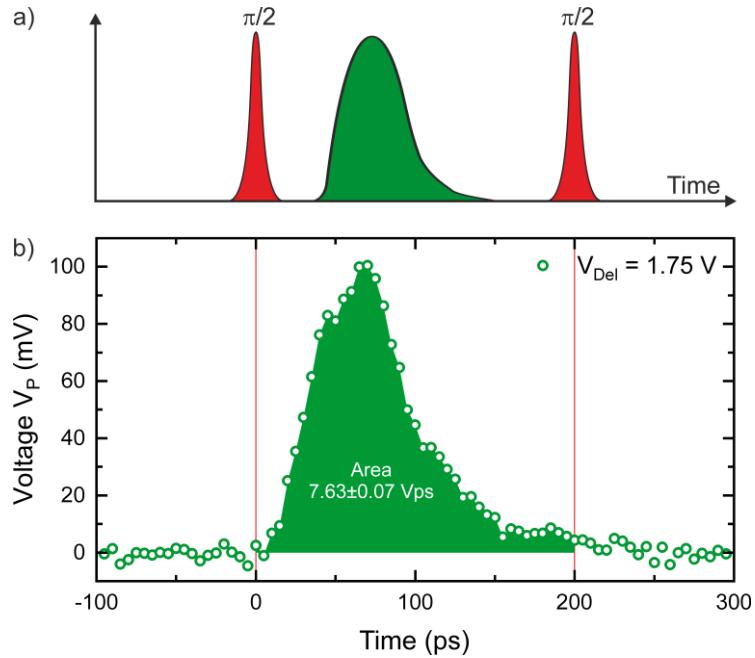


Abb. 7.11: Diagramme zur elektrischen Phasenkontrolle des Exzitons. a) Zeitliche Abfolge zwischen den Laserpulsen (rot) und dem elektrischen Puls (grün) im Phasenkontroll-Experiment. b) Die Ermittlung der elektrischen Pulsfäche A_{el} kann durch die Integration des gesampelten Pulses im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen erfolgen.

Mithilfe der Software *Origin* kann das Integral für den Zeitraum zwischen den beiden Laserpulsen aus dem gesampelten Spannungspuls bestimmt werden (Abb. 7.11 b). Für eine Betriebsspannung von $V_{Del} = 1,75 \text{ V}$ ergibt sich eine elektrische Pulsfäche für das Integral von $(7,63 \pm 0,07) \text{ Vps}$. Zusammen mit dem zuvor ermittelten elektrischen Manipulationskoefizienten ergibt sich damit eine elektrische Pulsfäche von $A_{el} = 6,95 \pm 0,06$, welche einer Phasenverschiebung von $6,95 \pi \pm 0,06 \pi$ entspricht.

Für eine Abschätzung der Messunsicherheit bei der Bestimmung der elektrischen Pulsfäche wurde zum einen eine zeitliche Unsicherheit bei der Synchronisation zwischen dem elektrischen und den Laserpulsen berücksichtigt sowie zum anderen die Auflösung der Sampling Methode. Bei der Bestimmung der integralen Fläche des elektrischen Pulses V_p wird neben dem Zeitbereich zwischen den Laserpulsen auch jeweils das Integral über einen um 10 ps

nach vorne bzw. nach hinten versetzten Zeitbereich ermittelt. Aus den Abweichungen dieser Flächen kann eine obere sowie eine untere Grenze für die Fläche ermittelt werden. Um den Einfluss der Spannungsauflösung der Sampling Methode ebenfalls zu berücksichtigen, wird zu der bestimmten Fläche zudem eine weitere Messunsicherheit addiert, welche sich aus dem Produkt der Spannungsauflösung von etwa 1 mV und der Länge des elektrischen Pulses ergibt, welche im Zeitintervall zwischen den beiden Laserpulsen liegt.

Die errechnete Phasenverschiebung aus den experimentell durch das optoelektronische Sampling ermittelten Pulsverläufen für verschiedene Spannungen V_{Del} ist in der Abbildung 7.12 dargestellt (grüne Datenpunkte). Hierbei wächst der Fehler mit kleiner werdender Spannung V_{Del} . Für kleinere V_{Del} -Spannungen wird der elektrische Ausgangspuls V_p des Elektronikchips länger und daher ergeben sich insbesondere bei Pulslängen oberhalb von der Verzögerungszeit zwischen den beiden Laserpulsen von 200 ps größere Messunsicherheiten.

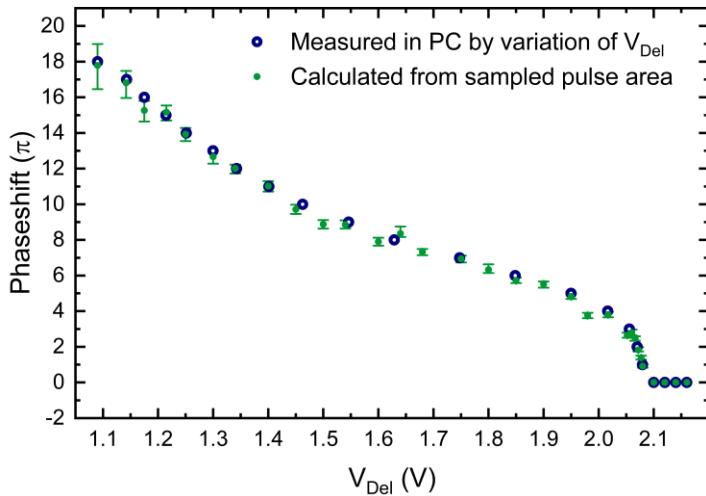


Abb. 7.12: Diagramm zur Phasenverschiebung des Exzitons durch einen elektrischen Puls im Ramsey-Experiment in Abhängigkeit von der Betriebsspannungen V_{Del} des SiGe-Chips. Die blauen Datenpunkte wurden durch eine Messung des Photostroms bei der Variation der Spannung V_{Del} ermittelt. In grün sind die kalkulierten Phasenverschiebungen aus den mit dem optoelektronischen Sampling ermittelten elektrischen Pulsflächen A_{el} des elektrischen Pulses für unterschiedliche Betriebsspannungen V_{Del} dargestellt.

Im vorherigen Abschnitt wurde in der Abbildung 7.8 die Phasenverschiebung über eine Photostrommessung bei der Variation der Spannung V_{Del} gemessen. Aus diesem Diagramm können die Betriebsspannungen V_{Del} für Phasenverschiebungen von ganzzahligen Vielfachen von π extrahiert werden. Diese Werte sind in der Abbildung 7.12 als blaue Datenpunkte dargestellt. Die Messergebnisse der so direkt ermittelten Phasenverschiebung sowie die be-

rechneten Phasenverschiebungen aus den gesampelten Pulsverläufen weisen dabei eine hervorragende quantitative Übereinstimmung auf. Lediglich einzelne kalkulierte Werte für die Phasenverschiebung bei Spannungen von $V_{\text{Del}} = 1,98 \text{ V}$ oder $1,64 \text{ V}$ zeigen kleine Ausreißer. Als Ursprung kann dabei ein verändertes Pulsverhalten des Chips zum Zeitpunkt des Samplings gegenüber der anderen Messung sein. Bei den umfangreichen Charakterisierungsmessungen des gepulsten Chipausgangs konnte eine sehr hohe Sensitivität des Schaltverhalten des Chips gegenüber der Umgebungstemperatur festgestellt werden. Bei niedrigen Helium Füllständen im Kryostat änderte sich bei gleichbleibenden Versorgungsspannungen der Ausgangspuls des Chips, während die Kohärenzeigenschaften des Quantenpunkts zunächst unbeeinflusst bleiben. Da insbesondere zwischen den einzelnen Samplings der verschiedenen V_{Del} Spannungen, aufgrund der Samplingdauer von ca. einer Stunde für eine einzelne Spannung V_{del} , einige Zeit vergangen ist, können hiermit die wenigen Ausreißer erklärt werden.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse in diesem Kapitel, dass mithilfe der ultraschnellen elektrischen Pulse eine hervorragende Phasenkontrolle des Exzitons realisiert werden kann. Entscheidend für die Qualität der erfolgreich umgesetzten elektrischen Phasenkontrolle waren dabei unterschiedliche Gründe. Zunächst ist dabei die Verwendung der CMOS-Schaltung mit nachgeschalteter HBT-Endstufe zu nennen, mit der elektrische Pulse mit Pulsbreiten unterhalb von 100 ps bereitgestellt werden konnten. Durch die Konstruktion und Verwendung eines phasenstabilen Interferometers zur Erzeugung eines optischen Doppelpulspaars konnte die Qualität der Ergebnisse des Phasensensitiven Experiments deutlich erhöht werden. Die genaue Phasenlage ist dabei über die Betriebsspannungen der elektrischen Schaltung präzise kontrollierbar. Gegenüber den herkömmlichen Methoden der Phasenkontrolle über eine rein optische Kontrolle durch maßgeschneiderte Laserpulse, stellt dieser hier verwendete Ansatz der dynamischen Änderung der kohärenten Phase des Quantensystems durch elektrische Pulse eine höchst skalierbare Methode dar.

8 Ramsey-basierte Sampling Methode

Die hier vorgestellte Sampling Methode basiert auf einem Ramsey-Experiment und der Quanteninterferenz, wodurch eine sehr große Sensitivität und Spannungsauflösung ermöglicht wird. Zuvor erfolgte die präzise elektrische Phasenkontrolle eines Quantensystems gezielt durch ultraschnelle elektrische Pulse. Dabei konnte durch die Ausnutzung der Quanteninterferenz eine sehr sensitive Reaktion des Quantensystems auf sehr kleine Änderungen der eingeschlossenen elektrischen Pulsfläche beobachtet werden. Bei dem Ramsey-basierten Sampling Konzept wird das Schema der elektrischen Phasenkontrolle umgedreht. Das zu ermittelnde elektrische Signal wird im Ramsey-Experiment nach und nach schrittweise zeitlich zwischen die beiden Laserpulse geschoben (Abb. 8.1). Bei jedem Schritt wird die Besetzung des Quantensystems durch eine Photostrommessung ausgelesen. Die Besetzung des Quantensystems steht dabei stets in Korrelation zu der eingeschlossenen elektrischen Pulsfläche. Dementsprechend kann aus der Besetzung zunächst die eingeschlossene elektrische Pulsfläche extrahiert werden und über deren zeitliche Variation mathematisch auf den zuvor unbekannten zeitlichen Verlauf des elektrischen Signals rückgeschlossen werden.

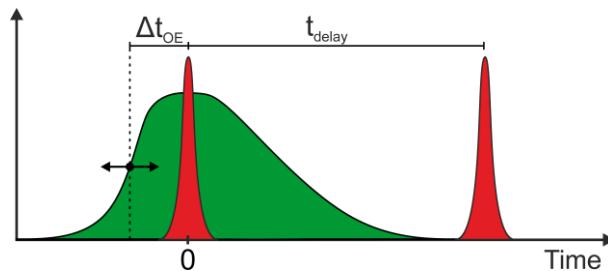


Abb. 8.1: Schematische Darstellung der zeitlichen Zusammenhänge bei der Ramsey-basierten Sampling-Methode. Die beiden optischen Pulse haben eine feste Verzögerung von t_{delay} . Das optoelektronische Delay Δt_{OE} ist definiert als der zeitliche Abstand zwischen dem ersten optischen Puls und der steigenden Flanke des elektrischen Pulses.

Im Folgenden wird exemplarisch anhand von Messdaten und numerischen Simulationen der Zusammenhang zwischen den beobachtbaren Photoströmen und dem zeitlichen Verlauf des elektrischen Pulses präsentiert, wobei der experimentelle Aufbau analog zum Setup bei der elektrischen Phasenkontrolle verwendet wird. Es wird ein Ramsey-Experiment mit zwei $\pi/2$ -Pulsen und einem fixen zeitlichen Abstand von Δt_{delay} von 100 ps betrachtet. An der Kathode der Diodenstruktur wird die Kathodenspannung V_N so gewählt, dass im Ramsey-Experiment ohne ein elektrisches Signal an der Anode der Fall der destruktiven Interferenz der Besetzung auftritt. Nun wird ein elektrisches Signal an die Anode der Diode angelegt, welches

von einer BiCMOS-Schaltung mit HBT-Endstufe („*TRR_C04_V3*“) generiert wird. Die zeitliche Synchronisation des elektrischen Signals und der Laserpulse wird dabei über eine Verzögerungseinheit gesteuert. Somit ist es möglich das elektrische Signal zeitlich schrittweise über den Zeitbereich, in dem die beiden Laserpulse auf die Diode treffen, zu verschieben.

Der Elektronikchip wird zunächst mit einer Betriebsspannung von $V_{\text{Del}} = 2,08 \text{ V}$ betrieben. Mit dieser Betriebsspannung konnte bei der elektrischen Phasenkontrolle eine Verschiebung der kohärenten Phase des Quantensystems von π erzielt werden (s. Kap. 7.2.2, Abb. 7.4).

Nun wird das optoelektronische Delay Δt_{OE} inkrementell variiert und der elektrische Puls nach und nach zwischen die optischen Pulse geschoben (Abb. 8.2).

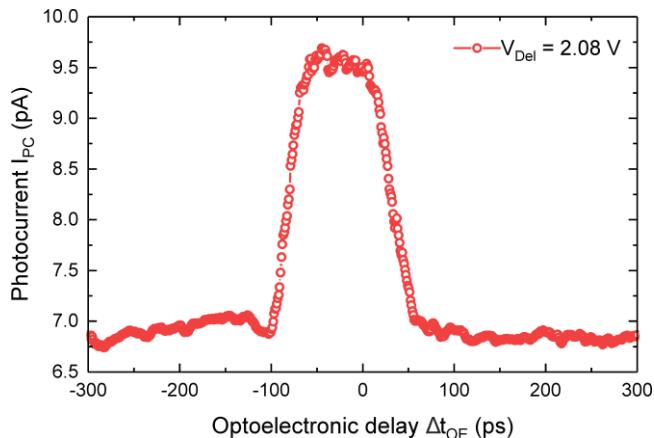


Abb. 8.2: Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit von dem optoelektronischen Delay Δt_{OE} . Durch die Variation von Δt_{OE} wird der elektrische Puls im Ramsey-Experiment gegenüber den beiden optischen $\pi/2$ -Pulsen zeitlich verschoben.

Aus der Photostrommessung in Abhängigkeit vom optoelektronischen Delay Δt_{OE} kann für jedes Delay-Inkrement die Besetzung des Quantensystems ermittelt werden. Im Weiteren soll anhand einer numerischen Analyse dieses Experimentes der Zusammenhang zwischen der beobachtbaren Besetzung und dem zeitlichen Verlauf des elektrischen Pulses betrachtet werden.

Im ersten Schritt wird die Besetzung des Quantensystems während des Experimentes genauer betrachtet. Hierfür wird anhand des Modells der Blochkugel die Änderung der Besetzung des Quantensystems Schritt für Schritt nach jeder Wechselwirkung mit einem optischen oder elektrischen Puls in diesem Experiment analysiert. Jeder Zustand des Quantensystems kann durch einen Punkt auf der Oberfläche der Blochkugel repräsentiert werden.

Dabei beschreibt die w-Komponente die Inversion des Quantensystems und $w = -1$ entspricht einem unbesetzten Quantensystem, während $w = 1$ dem vollständig besetzten Quantensystem entspricht.

Zu Beginn des Experimentes ist das Quantensystem unbesetzt. Der Südpol der Blochkugel repräsentiert den unbesetzten Zustand und der Zustandsvektor \vec{a} kann mit den Komponenten $\vec{a} = (0, 0, -1)$ angegeben werden. Trifft nun der erste optische Puls auf das System, wird entsprechend der Pulsfäche A_{opt} des optischen Pulses eine Besetzung erzeugt. Dies kann durch eine Rotation des Zustandsvektors um die u-Achse auf der Blochkugel dargestellt werden (Abb. 8.3 a) und mit der folgenden Matrix beschrieben werden:

$$R_u(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi) & -\sin(\varphi) \\ 0 & \sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

Der Rotationswinkel φ ist dabei allein durch die optische Pulsfäche A_{opt} bestimmt. Der Vektor $\vec{v}_{\text{opt}1}$ des Endzustands nach dem ersten optischen Puls kann durch die Multiplikation der Rotationsmatrix $R_u(\varphi)$ mit dem Vektor des Ausgangszustandes \vec{a} berechnet werden. Durch einen $\pi/2$ -Puls wird dabei eine Besetzung von $1/2$ erzeugt, was auf der Blochkugel einem Punkt auf dem Äquator entspricht. Nachdem eine Besetzung im Quantensystem erzeugt wurde, wird eine Verstimmung der Phasenlage durch einen angelegten elektrischen Puls generiert. Dies entspricht auf der Blochkugel einer Rotation um die w-Achse (Abb. 8.3 b) und wird durch die folgende Matrix beschrieben:

$$R_w(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (8.2)$$

Die eingeschlossene elektrische Pulsfäche A_{el} bestimmt dabei den Rotationswinkel θ . Nach der Phasenmanipulation des Systems durch den elektrischen Puls kann der Zustand des Systems über den Zustandsvektor $\vec{v}_{\text{ePuls}} = R_w(\theta) * \vec{v}_{\text{opt}1}$ beschrieben werden. Abschließend folgt der zweite optische Puls mit gleicher Pulsfäche, aber gegenphasiger Phasenlage gegenüber dem ersten optischen Puls. Die resultierende Rotation des Zustandsvektors kann mit der inversen Rotationsmatrix $R_u^{-1}(\varphi)$ beschrieben werden.

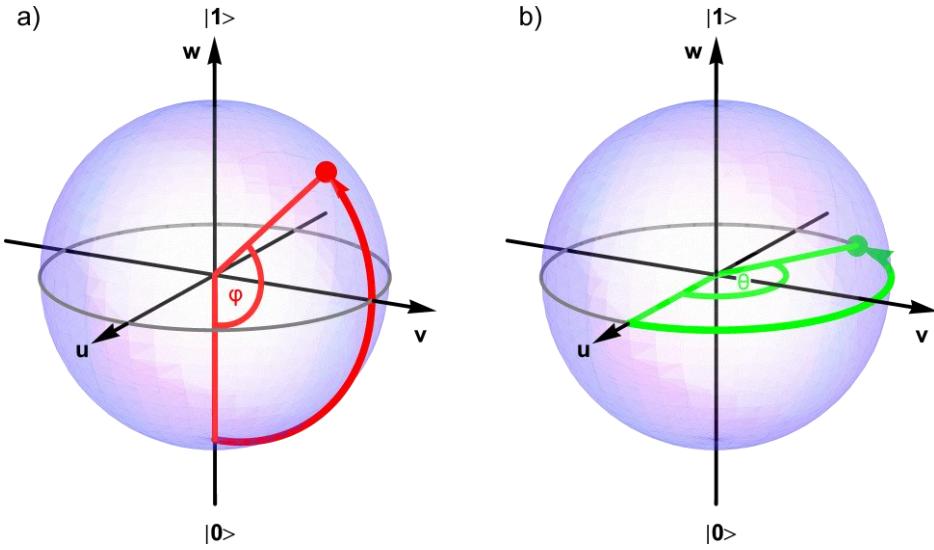


Abb. 8.3: Schematische Darstellung der Blochkugel und der Rotationen des Blochvektors durch a) einen optischen Puls um den Winkel φ um eine Achse in der uv-Ebene und durch b) einen elektrischen Puls um den Winkel θ um die w-Achse.

Der Zustandsvektor des Endzustands des Systems nach der Wechselwirkung mit den beiden optischen Pulsen und dem elektrischen Puls zwischendrin entspricht somit dem folgenden Ausdruck:

$$R_u^{-1}(\varphi) * \vec{v}_{ePuls} = \begin{pmatrix} -\sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \sin(\varphi) \cos(\varphi) \cos(\theta) - \sin(\varphi) \cos(\varphi) \\ -\sin^2(\varphi) \cos(\theta) - \cos^2(\varphi) \end{pmatrix} \quad (8.3)$$

Im Experiment werden für die optische Anregung zwei $\pi/2$ -Pulse genutzt, dementsprechend kann für $\varphi = \pi/2$ eingesetzt werden. Für die w-Komponente des Endzustandsvektors auf der Blochkugel ergibt sich dann:

$$w = -\cos(\theta) \quad (8.4)$$

Aus der Inversion w kann letztlich die Besetzung ρ_{11} des Quantensystems bestimmt werden. Folgende Zusammenhänge gelten dabei:

$$w = \rho_{11} - \rho_{00} \quad (8.5)$$

$$\rho_{00} + \rho_{11} = 1 \quad (8.6)$$

Somit ergibt sich aus der Inversion w die Besetzung ρ_{11} :

$$\rho_{11} = \frac{1}{2}(w + 1) \quad (8.7)$$

Im Fall einer optischen Anregung mit zwei $\pi/2$ -Pulsen und einem dazwischen angelegten elektrischen Puls ist die Besetzung des Quantensystems am Ende dieser Sequenz ausschließlich durch die eingeschlossene elektrische Pulsfläche A_{el} gegeben:

$$\rho_{11} = \frac{1}{2}(1 - \cos(A_{el}\pi)) \quad (8.8)$$

Im Folgenden soll nun die Veränderung der Besetzung des Quantensystems im Experiment bei der Variation des optoelektronischen Delays Δt_{OE} wie bei der Messung in Abbildung 8.2 durch eine numerische Betrachtung in Zusammenhang mit dem zeitlichen Verlauf des elektrischen Pulses gebracht werden. Als Ausgangspunkt für diese Betrachtungen wird der zeitliche Verlauf des elektrischen Pulses verwendet (Abb. 8.4 a, grüne Punkte). Die Pulsform dieses elektrischen Pulses wird mit einer Fitfunktion nachgebildet (Abb. 8.4 a, blaue Kurve), sodass der Verlauf in den numerischen Rechnungen mittels einer kontinuierlichen Funktion verarbeitet werden kann. Hierfür wird an die Messdaten eine Gumbel Wahrscheinlichkeitsdichte Funktion angefittet. Diese Funktion hat die folgende analytische Form:

$$y = y_0 + Ae^{(-e^{-z}-z+1)} \quad (8.9)$$

mit $z = (x - x_c)/w$

Die Auswahl der Fitfunktion erfolgte hier ausschließlich nach dem Gesichtspunkt, den ermittelten Pulsverlauf analytisch abbilden zu können.

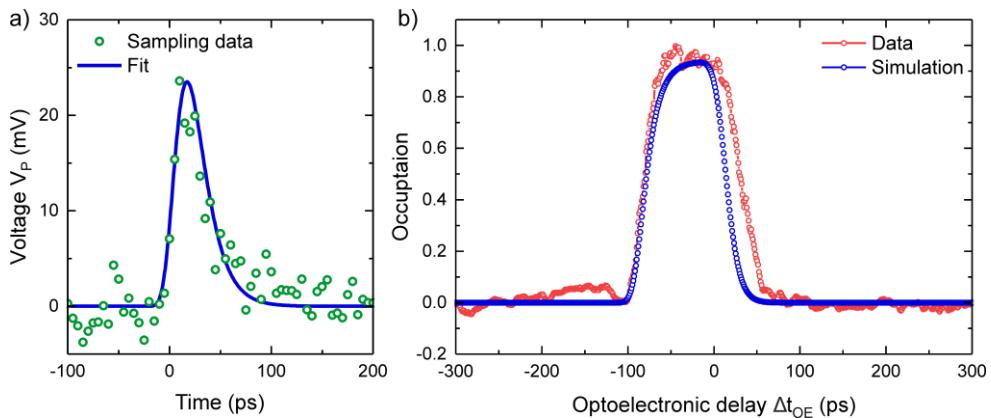


Abb. 8.4: a) Verlauf des elektrischen Pulses bei einer Betriebsspannung von $V_{Del} = 2,08$ V (grüne Messpunkte) sowie Fitkurve (blau). b) Änderung der Besetzung des Quantensystems im Ramsey-Experiment mit elektrischen Puls bei der Variation des optoelektronischen Delay Δt_{OE} (Experimentelle Daten rot und simulierte Daten blau dargestellt).

Da die Phasenänderung des Quantensystems im Experiment allein durch die eingeschlossene elektrische Pulsfläche A_{el} zwischen den beiden optischen Pulsen mit dem Pulsabstand t_{delay}

definiert ist, wird diese zunächst bestimmt. Die eingeschlossene elektrische Pulsfläche A_{el} zwischen den beiden Laserpulsen setzt sich aus dem Integral über der Spannung des Pulses $V_{p,int}$ und dem elektrischen Manipulationskoeffizienten c_{cm} im entsprechenden Zeitbereich zusammen. Das Integral kann mithilfe der analytischen Form für den elektrischen Pulsverlauf $V_{p,fit}$ numerisch für alle Werte des optoelektronischen Delays Δ_{TOE} berechnet werden:

$$V_{p,int} = \int_{\Delta_{TOE}}^{\Delta_{TOE} + t_{delay}} V_{p,fit} dt \quad (8.10)$$

Der elektrische Manipulationskoeffizient kann in einem spannungsgesteuerten Ramsey-Experiment ermittelt werden (Abb. 8.5). Nach der Formel 7.2 ergibt sich aus der Spannungsdifferenz für eine Phasenverschiebung von π und dem Pulsdelay $t_{delay} = 100$ ps der beiden optischen Pulse für den Kehrwert des elektrischen Manipulationskoeffizienten $1/c_{cm} = 1,129$ Vps (s. Kap. 7.2.2 für Beschreibung).

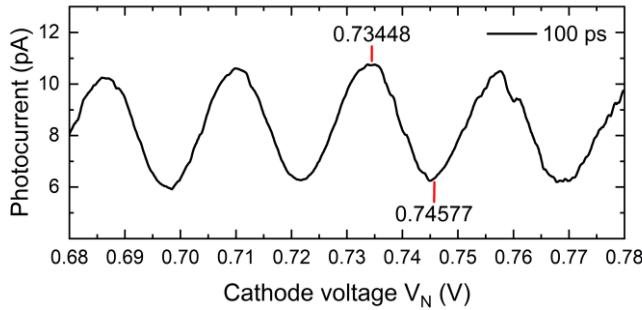


Abb. 8.5: Im Diagramm dargestellt ist der gemessene Photostrom in Abhängigkeit von der angelegten Kathodenspannung V_N im Ramsey-Experiment, bei einer zeitlichen Verzögerung zwischen den beiden optischen Pulsen von $t_{delay} = 100$ ps. Aus der Spannungsdifferenz zwischen Interferenzmaxima und -minima (Phasenverschiebung von π) kann zusammen mit der Pulsverzögerung der elektrische Manipulationskoeffizient c_{cm} ermittelt werden.

Mit der zuvor ermittelten integralen Fläche $V_{p,int}$ sowie dem elektrischen Manipulationskoeffizienten c_{cm} kann zunächst die eingeschlossene elektrische Pulsfläche A_{el} bestimmt werden (Formel 7.1) und anschließend die Besetzung des Quantensystems bei der Variation des optoelektronischen Delays Δ_{TOE} nach Gleichung 8.8 für jeden Zeitpunkt Δ_{TOE} bestimmt werden (Abb. 8.4 b blaue Kurve). Parallel zu der simulierten Besetzung sind in der Abb. 8.4 b die experimentellen Messdaten dargestellt (rote Datenpunkte), wobei die Photostromamplitude auf 1 normiert wurde, sodass die Besetzung des Quantensystems dargestellt wird. Der Pulsabstand t_{delay} ist in der Messung und in der Simulation jeweils 100 ps, während der inkrementelle Abstand von $\Delta_{TOE} = 1$ ps beträgt. Insgesamt zeigt sich eine sehr

gute quantitative Übereinstimmung zwischen der experimentell beobachteten Änderung der Besetzung und der Simulation. Für die geringen Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen können verschiedene Ursachen in Betracht gezogen werden. In der Simulation wird die Form des elektrischen Pulses durch eine gefittete Funktion an die Messdaten aus dem optoelektronischen Sampling beschrieben. Betrachtet man Abb. 8.3 a ist zu erkennen, dass durch den Fit zwar der Verlauf des Pulses nachgebildet werden kann, dieser jedoch nicht den genauen Pulsverlauf wiedergibt. Tendenziell ist die Amplitude des durch die Fitfunktion dargestellten Puls in einigen Bereichen geringer und führt somit zu einer geringeren Pulsfläche sowie einer geringeren Besetzungsänderung in der Simulation. Ein weiterer zu berücksichtigender Punkt ist die Pulsfläche der optischen Pulse. Entspricht die optische Pulsfläche nicht genau dem Wert $\pi/2$, wirkt sich dieses ebenfalls auf die Besetzung des Systems aus. Zudem wird die Besetzung auch durch das Auftreten einer gechirpten Anregung des Systems beeinflusst. Die Pulslänge des elektrischen Pulses ist in der gleichen Größenordnung wie der zeitliche Abstand der beiden optischen Pulse. Dies hat zur Folge, dass im Experiment immer mindestens einer der beiden optischen Pulse mit dem elektrischen Puls überlagert ist. Daraus resultiert eine elektrisch induzierte gechirpte Anregung des Systems und die Besetzungsänderung durch den optischen Puls wird verändert. Durch die zeitliche Variation des optoelektronischen Delays Δ_{TOE} ist damit auch ein zeitlich veränderlicher Chirpkoeffizient verknüpft.

Effekte wie der Chirp könnten durch ein aufwändigeres modelliertes theoretisches Modell auf Basis der optischen Bloch-Gleichungen berücksichtigt werden [95]. An dieser Stelle soll jedoch lediglich das grundsätzliche Prinzip in einfacher Weise betrachtet werden. Dabei ist es mit der simplen Betrachtung möglich, die experimentellen Messdaten mit hoher Übereinstimmung zu modellieren. Neben der Betrachtung für eine Betriebsspannung $V_{Del} = 2,080 \text{ V}$ für den SiGe-Chip sind in Abbildung 8.6 auch die Messdaten und Simulationen der Spannungen $V_{Del} = 2,066 \text{ V}$ und $V_{Del} = 2,052 \text{ V}$ dargestellt. Diese Daten sind miteinander konsistent und liefern mit den gleichen Simulationsparametern ebenfalls hohe Übereinstimmungen.

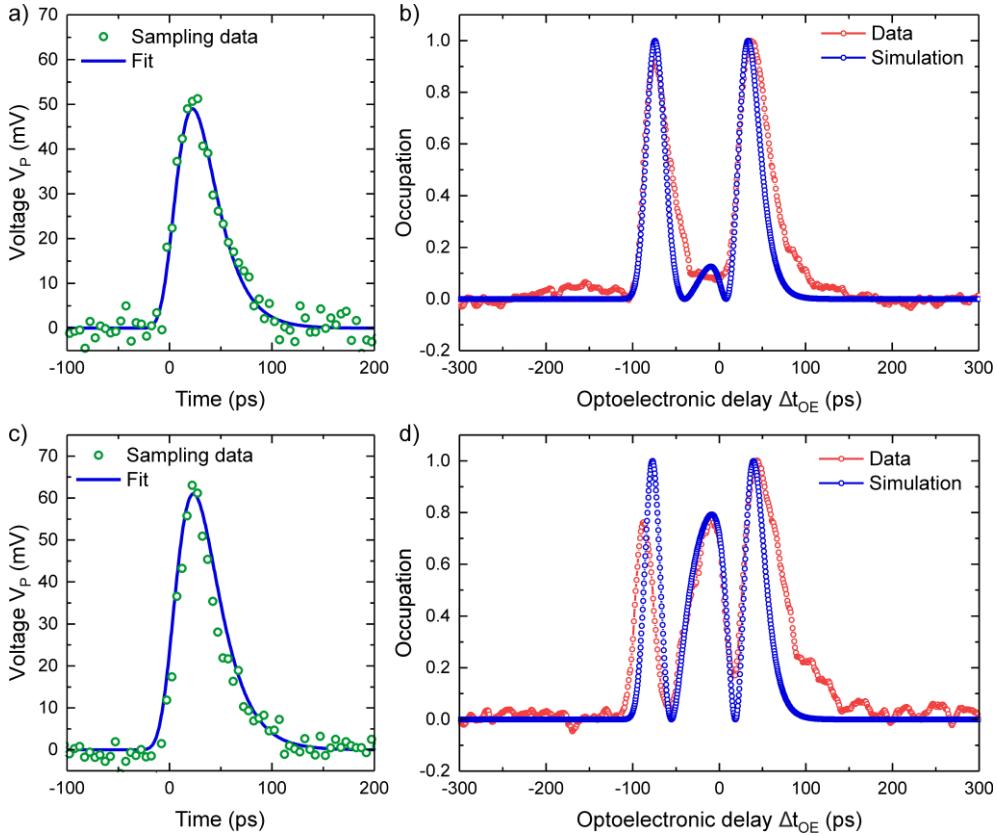


Abb. 8.6: Vergleich zwischen den experimentell ermittelten Daten und der Simulation zum Ramsey-basierten Sampling Experiment. In a) sind für eine Betriebsspannung $V_{Del} = 2,066$ V und in c) für $V_{Del} = 2,052$ V der mit dem optoelektronischen Sampling bestimmte zeitliche Verlauf der elektrischen Pulse (grüne Messpunkte) sowie der Fit der Daten mit einer analytischen Funktion (blaue Kurve) dargestellt. b) und d) zeigen die Änderungen der Besetzung des Quantensystems bei der Variation des optoelektronischen Delays Δ_{OE} im Ramsey-Experiment mit dem elektrischen Puls aus a) bzw. c). In Rot sind die experimentellen Daten dargestellt und in Blau die simulierten Daten auf Basis des analytisch angefitteten elektrischen Pulsverlaufs.

Bei den experimentellen Daten in Abbildung 8.6 b und insbesondere 8.6 d ist eine verringerte Besetzung bei einer elektrisch induzierten Phasenverschiebung von π gegenüber der Simulation zu erkennen. Ursächlich dafür könnte die Form des elektrischen Pulses sowie die Variationsgeschwindigkeit der optoelektronischen Delays sein. Im Zeitbereich um $\Delta_{OE} = -100$ ps bis ca. $\Delta_{OE} = -50$ ps wird die führende Flanke des elektrischen Pulses zwischen die beiden optischen Pulse geschoben. Aufgrund der sehr schnellen Anstiegszeit des elektrischen Pulses ist die Änderung der elektrischen Pulsfäche, welche von den beiden optischen Pulsen eingeschlossen wird, in diesem Zeitbereich sehr groß, d.h. bereits bei kleinen Änderungen von Δ_{OE} wird eine große Änderung der Besetzung erzeugt. Im Experiment wurde das optoelektronische Delay mit einer Rate von 10 ps/s verstimmt. Für die Photostrommessung wurde das Sourcemeter verwendet, welches eine große Zeitkonstante

(0,84 s) aufweist. Die Kombination dieser verschiedenen Effekte führt zu der Detektion eines geringeren Photostroms. Die Abweichung nimmt dabei mit zunehmender Amplitude des elektrischen Pulses zu.

Insgesamt zeigen die Messdaten und die Simulationen, dass die zeitliche Veränderung der Besetzung fundamental durch die Form des elektrischen Pulses bestimmt ist. Dieser Zusammenhang kann ausgenutzt werden, um diese Art des Ramsey-Experiments zu verwenden, um aus der Besetzungsänderung im System den Verlauf des elektrischen Pulses abzutasten. In den betrachteten Simulationen wurde eine Faltung zwischen dem durch die beiden optischen Pulse aufgespannten Zeitfenster und dem zeitlichen Verlauf des elektrischen Pulses durchgeführt, um die Besetzungsänderung des Quantensystems zu ermitteln. Dreht man diese mathematische Operation um, kann aus der gesampelten zeitabhängigen Besetzungsänderung sowie dem bekannten zeitlichen Abstand der Laserpulse der zeitliche Verlauf des elektrischen Pulses ermittelt werden. Hierfür ist es allerdings notwendig, das hier verwendete Modell mit spezifischen Parametern des betrachteten Quantenpunkts zu erweitern, um zum Beispiel die spannungsabhängigen Tunnelraten für die Elektronen und Löcher sowie das Auftreten von Chirp-Effekten zu berücksichtigen.

Dieses sogenannte Ramsey-basierte Sampling bietet dabei gegenüber der optoelektronischen Sampling Methode aufgrund der hohen Sensitivität des Systems gegenüber kleinen Phasenänderungen durch die Ausnutzung des Effekts der Quanteninterferenz die Möglichkeit, eine deutlich erhöhte Spannungsauflösung realisieren.

8.1 Auflösungsgenauigkeit des Ramsey-basierten Samplings

In diesem Abschnitt sollen wichtige Aspekte zur Leistungsfähigkeit hinsichtlich der Auflösung der Ramsey-basierten Sampling-Methodik diskutiert werden. Da diese Methode auf dem Ramsey-Prinzip basiert, nehmen verschiedene Aspekte aus optischer und elektrischer Sicht einen fundamentalen Einfluss auf das Abtastergebnis.

Die Realisierung hochqualitativer Samplingresultate beim Abtasten unbekannter elektrischer Verläufe setzt vor allem eine sehr hohe Stabilität sowie Reproduzierbarkeit der elektrischen Signalverläufe voraus. Aufgrund der kumulativen Signalerfassung über eine gemittelte Anzahl an Pulsverläufen, nimmt insbesondere der zeitliche Puls zu Puls Jitter der elektrischen Signale eine wichtige Rolle ein und sollte somit einen möglichst geringen Wert

aufweisen. Für die Erzielung einer hohen zeitlichen Auflösung ist zudem eine präzise verstellbare Verzögerungseinheit des elektrischen Signals notwendige Voraussetzung. Diese bestimmt fundamental das Abtastverhältnis und hat somit wesentlichen Einfluss auf die erzielbare zeitliche Auflösung.

Aus der optischen Sicht hat zunächst die zeitliche Dauer der optischen Laserpulse einen zentralen Einfluss. Hierbei besteht ein fundamentaler Zusammenhang zwischen der Zeit- und der Spannungsauflösung. Werden die optischen Laserpulse sehr kurz gewählt, so kann zwar die zeitliche Auflösung in Kombination mit einem kleineren zeitlichen Abtastintervall erhöht werden, die Spannungsauflösung erleidet jedoch aufgrund des Zeit-Bandbreitenprodukts der Laserpulse einen Verlust an Genauigkeit. Weiterhin spielt aufgrund der hohen Sensitivität des Ramsey-Interferenz Ergebnisses die Genauigkeit des zeitlichen Abstands der beiden optischen Laserpulse untereinander eine sehr wichtige Rolle. Hierbei wird diese wesentlich durch die mechanische Stabilität des Michelson-Interferometers bestimmt. Darüber hinaus muss das Timing zwischen den optischen Doppelpulspaar und dem elektrischen Triggersignal sehr präzise und möglichst frei von Jitter sein. An dieser Stelle ist die Stabilität des Lasers im gepulsten Betrieb von großer Bedeutung.

Zuletzt spielt die Sensitivität der Strommessung sowie das Signal-Rausch-Verhältnis der Messgeräte eine wichtige Rolle. Da die methodische Abtast-Wiederholrate bei einer fixen, durch den Laser vorgegebenen Frequenz von 80 MHz liegt ergibt sich nach der Rechnung $I = f \cdot e$ ein maximal zu erwartender Photostrom von 12,8 pA. Experimentell ist dieser Wert jedoch aufgrund der Dekohärenz des Quantensystems nicht erreichbar. Realistische Photostrome liegen im Bereich einiger pA.

Im Experiment wird anhand des detektierten Photostromsignals die Besetzung des Quantensystems ausgelesen und es kann entsprechend der nachfolgenden Gleichung ein Zusammenhang zwischen der beobachteten elektrisch induzierten Phasenverschiebung und dem unbekannten elektrischen Signal hergestellt werden:

$$\Delta\varphi = \pi \cdot A_{el} = \pi \cdot c_{cm} \int_0^{t_{delay}} V_{cm}(t) dt \quad (8.11)$$

Für eine zweifelsfreie Zuordnung der beobachtbaren Phasenlage zu einer Spannung sollte beim Sampling die maximale Phasenverschiebung einen Wert von π nicht überschreiten. Somit ergibt sich eine obere Schranke für die Amplitude des elektrischen Signals, welches

abgetastet werden kann. Um diese zu bestimmen, nehmen wir einen zeitlich konstanten Wert V_{\max} an, welcher eine Phasenverschiebung von π erzeugt. Somit erhält man aus Gleichung 8.11 dann die folgende Formel für die maximale Amplitude V_{\max} , welche abgetastet werden kann:

$$V_{\max} = \frac{\Delta\varphi}{\pi \cdot c_{cm} \cdot t_{delay}} = \frac{1}{c_{cm} \cdot t_{delay}} \quad (8.12)$$

Der elektrische Manipulationskoeffizient c_{cm} ist dabei durch die Eigenschaften des Quantensystems sowie die umgebende Diodenstruktur bestimmt. Für die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen mit eingebetteten InGaAs-Quantenpunkten liegt der Wert des elektrischen Manipulationskoeffizienten c_{cm} in der Größenordnung von 1 (Vps)^{-1} . Die maximale Amplitude welche mit dem Ramsey basierten Sampling abgetastet werden kann ist somit über den zeitlichen Abstand des optischen Doppelpulspaars t_{delay} einstellbar (Abb. 8.7 a). Für einen Abstand t_{delay} von 10 ps ist die maximale Amplitude bei einem Wert von 100 mV, bei einem zeitlichen Abstand von $t_{delay} = 100 \text{ ps}$ reduziert sich die maximal abtastbare Amplitude auf 10 mV.

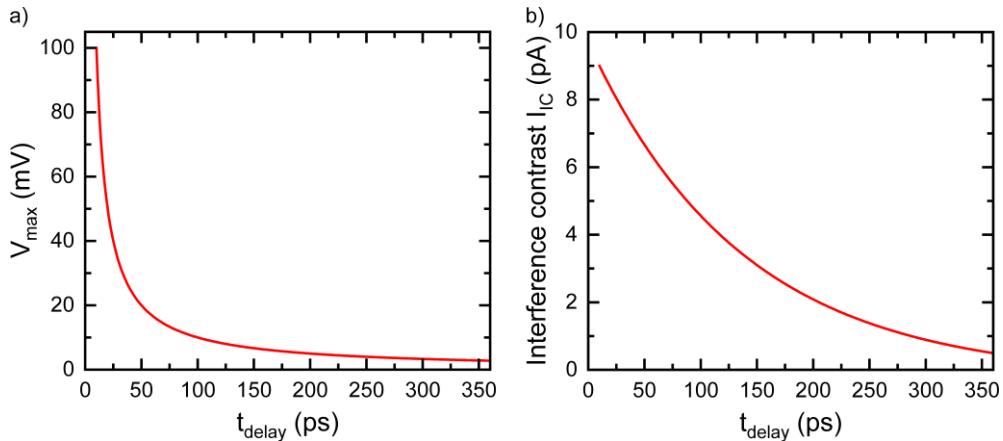


Abb. 8.7: a) Die maximal abtastbare Amplitude V_{\max} mit der Methode des Ramsey-basierten Samplings in Abhängigkeit von dem zeitlichen Abstand der beiden optischen Pulse t_{delay} . b) Experimentell ermittelter Verlauf des beobachtbaren Interferenzkontrastes im Ramsey-Experiment in Abhängigkeit von dem Abstand der beiden optischen Pulse t_{delay} für einen Quantenpunkt mit schmaler Linienbreite ($< 2 \mu\text{eV}$).

Neben der maximal abtastbaren Spannungsamplitude V_{\max} zeigt auch die erzielbare Spannungsauflösung aufgrund der Dephasierungszeit des Quantensystems eine starke Abhängigkeit von dem zeitlichen Abstand t_{delay} zwischen den optischen Pulsen.

Der beobachtbare Interferenzkontrast des Quantensystems nimmt im Ramsey-Experiment mit zunehmendem zeitlichen Abstand der optischen Pulse t_{delay} exponentiell ab.

Beim Ramsey-basierten Sampling wird der Bereich der Phasenverschiebung zwischen einem Minima und einem Maxima bei der Ramsey-Interferenz betrachtet. In der ersten Näherung zeigt dieser Bereich einen linearen Verlauf. Bei einem zeitlichen Pulsabstand von $t_{\text{delay}} = 10 \text{ ps}$ beträgt die Interferenzamplitude $I_{\text{IC}} = 9 \text{ pA}$ (Abb. 8.7, s.a. Kap. 5.2.6, Abb. 5.13 a). Wie in den ultrasensitiven Photostrommessungen zur Linienbreite gezeigt (Kap. 5.2.4, Abb. 5.8) kann ein Strom von 10 fA aufgelöst werden. Dementsprechend kann die Spannungsamplitude V_{max} in 900 inkrementell auflösbare Schritte eingeteilt werden. Für den Pulsabstand t_{delay} von 10 ps liegt die maximale Amplitude des elektrischen Signals bei $V_{\text{max}} = 100 \text{ mV}$ und somit ergibt sich daraus ein Auflösungssinkrement von $V_{\text{AI}} = 0,11 \text{ mV}$. Dies entspricht der minimalen Spannungsänderung, welche beim Ramsey-basierten Sampling bei der Variation eines einzelnen Zeitschritts detektiert werden kann. Aufgrund des Zusammenhangs der Spannungsauflösung zu der maximal abtastbaren Amplitude V_{max} und des beobachtbaren Interferenzkontrastes I_{IC} ist auch die erzielbare Auflösung in der Spannung wesentlich durch den zeitlichen Abstand der optischen Pulse t_{delay} bestimmt. In der nachfolgenden Abbildung ist diese Abhängigkeit grafisch dargestellt.

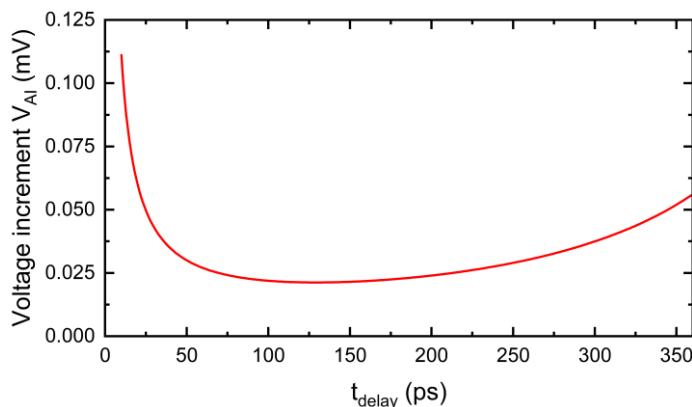


Abb. 8.8: Dargestellt ist das minimal auflösbare Spannungsinkrement beim Ramsey-basierten Sampling in Abhängigkeit von dem zeitlichen Abstand t_{delay} zwischen den beiden optischen Pulsen.

Es zeigt sich, dass das auflösbare Spannungsinkrement zunächst mit zunehmenden zeitlichen Abstand der beiden optischen Pulse t_{delay} geringer wird und somit eine höhere Auflösung erzielt werden kann. Im Bereich von $t_{\text{delay}} = 100 \text{ ps}$ bis etwa 150 ps zeigt sich anschlie-

ßend ein annähernd konstanter Verlauf, bei dem das geringste Auflösungssinkrement im Bereich von 0,025 mV erreicht werden kann. Bei weiter steigenden Werten von t_{delay} wächst das auflösbare Spannungsinkrement erneut an und die erzielbare Auflösung nimmt wieder ab. Ursächlich für diesen Zusammenhang sind die Verläufe der Abtastbaren maximalen Amplituden und des beobachtbaren Interferenzkontrastes. Bei hohen zeitlichen Abständen t_{delay} erzeugen bereits elektrische Pulse mit niedrigen Spannungsamplituden eine Phasenverschiebung von π . Gleichzeitig wird durch die aufgrund des Rauschens begrenzte Auflösung der Photostromdetektion sowie des exponentiell mit t_{delay} abnehmenden Interferenzkontrastes die Anzahl an auflösbaren Spannungsinkrementen verringert, sodass bei hohen Werten von $t_{\text{delay}} > 150 \text{ ps}$ die Auflösung in der Spannung geringer wird.

Eine Möglichkeit die erzielbare Auflösung der Ramsey-basierten Sampling Methode weiter zu erhöhen liegt in der Reduktion bzw. Unterdrückung des störenden Rauschens bei der Photostromdetektion. Durch eine Erhöhung der Integrationszeit kann das Rauschen weiter minimiert werden und dementsprechend die Spannungsauflösung verbessert werden. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass aufgrund längerer Messdauern andere Effekte wie zum Beispiel die zeitliche Stabilität des Interferometers oder des ps-Lasers dem entgegenwirken können.

Insgesamt zeigt die Abschätzung zur Auflösungsgenauigkeit der Ramsey-basierten Sampling Methode, dass anhand dieser auf dem quantenmechanischen Effekt der Ramsey-Interferenz basierenden Methode Signale mit niedrigen Spannungspegeln ($< 100 \text{ mV}$) mit höchster Genauigkeit (0,025 mV) zeitlich abgetastet werden können. Gegenüber der Methode des optoelektronischen Sampling ist dies eine um den Faktor 40 verbesserte Spannungsauflösung. Bei der Umsetzung der Methodik kann es sinnvoll sein, Samplings mit unterschiedlichen zeitlichen Abständen der optischen Pulse durchzuführen. Kleinere zeitliche Pulsabstände bieten dabei den Vorteil der höheren abtastbaren Spannungsamplitude, während die höhere Pulsabstände (bis zu einer gewissen Grenze) höhere Spannungsauflösungen ermöglichen. Durch die kombinierte Auswertung der einzelnen Messungen können dann bei den größeren Pulsabständen auch Phasenverschiebungen von mehr als π eindeutig zugeordnet werden und gleichzeitig die bessere Spannungsauflösung ausgenutzt werden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasste sich mit grundlegenden quantenoptischen Phänomenen hinsichtlich ultraschneller optoelektronischer Vorgänge im Kontext einzelner Quantenpunkte, welche in einer niederkapazitiven Photodiode eingebettet sind. Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Strukturen, bestehend aus Einzelquantenpunkt-Photodioden und kryogenen ultraschnellen BiCMOS-Schaltkreisen, ermöglichen neuartige optoelektronische Anwendungen. Hier wurden die Methoden des optoelektronischen Samplings zum zeitlichen Abtasten hochfrequenter elektrischer Signale sowie der ultraschnellen elektrischen Phasenkontrolle eines exzitonischen Zustands präsentiert und detailliert analysiert. Weiter wurde eine neuartige, auf der Quanteninterferenz basierende, zeitliche Abtastmethode ultraschneller elektrischer Signale entwickelt und validiert. Dieses so benannte Ramsey-basierte Sampling ermöglicht dabei eine um den Faktor 40 verbesserte Spannungsauflösung gegenüber dem optoelektronischen Sampling, bei einer vergleichbaren experimentellen Ausstattung. Die vorliegende Arbeit trägt somit einen Beitrag zur Entwicklung quantentechnologischer Konzepte in den Bereichen der Quantensensorik sowie der Quanteninformationsverarbeitung bei. Im Gesamtkontext lassen sich die wesentlichen Ergebnisse zu den jeweiligen Entwicklungsschritten der Arbeit wie folgt zusammenfassen.

Als Sensorsystem fungiert ein Halbleiter-Quantenpunkt, welcher in einer niederkapazitiven Photodiodenstruktur eingebettet ist. Diese Diodenstruktur wurde an einer GaAs-Probe mit vergrabener n^+ -Schicht sowie eingebetteten InGaAs-Quantenpunkten realisiert. Da die RC-Zeitkonstante des Gesamtsystems wesentlichen Einfluss auf die Experimente hat, wurden sowohl die Kontaktwiderstände als auch die Kapazität mittels geeigneter technologischer Optimierungsschritte minimiert (erforderliche Zeitkonstanten im ps-Bereich). Bei der Herstellung der Quantenpunkt-Photodioden erfolgten angepasste Prozessschritte (Photolithographie, Ätz- und Aufdampfverfahren) zur Realisierung der einzelnen funktionellen Bereiche. Die Photodiodenstrukturen wurden dabei in einem speziell entwickelten, niederkapazitiven Design hergestellt. Die Grundidee ist die Entkopplung von Bondfläche, welche zur Kontaktierung der Probe dient, und der aktiven Diodenfläche. Letztlich steuert somit nur diese aktive Diodenfläche einen nennenswerten Beitrag zur Kapazität der Diode bei. Realisiert wurde dies durch eine räumliche Separation und eine Kontaktierung zwischen den beiden Flächen mittels einer metallischen Leiterbahn über eine isolierende SU8-Schicht. Die

hergestellten Photodioden weisen Kapazitäten im Bereich von 40 fF auf und ermöglichen so die Energie des Quantensystems in ps-Zeitskalen durch einen angelegten elektrischen Puls zu kontrollieren bzw. zu manipulieren.

Seitens der Systemintegration kamen zwei unterschiedliche SiGe-Schaltkreise zum Einsatz. Einerseits ein auf der CMOS-Technologie basierender Chip, der bei sehr kurzer Anstiegszeit im sub-ps Bereich Ausgangspulse mit einem einstellbaren Spannungshub von 1–2 V liefert. Andererseits ein Schaltkreis mit zusätzlicher HBT-Endstufe, der über externe Betriebsspannungen die Erzeugung von einstellbaren Ausgangspulsen mit Amplituden im 10 mV-Bereich bei Pulslängen bis hinab zu 50 ps ermöglicht. Die Verknüpfung von niederkapazitiver Quantenpunkt-Photodiode und dem SiGe-Chip erfolgte anhand von Ultraschall-Drahtbunden, was den finalen technologischen Schritt zum optoelektronischen Sensor darstellt.

Nach erfolgreicher Chipintegration erfolgte eine umfassende Charakterisierung der Quantenpunkt-Photodioden, wobei spezifische Parameter erfasst wurden. Während durch spannungsabhängige Photolumineszenzmessungen zunächst die einzelnen Zustände des Quantenpunktes identifiziert werden konnten, wurden zunächst anhand von resonanter Photostromspektroskopie die Parameter des QCSE des Quantenpunktes ermittelt. Für die Liniенbreite eines InGaAs-Quantenpunktes im Photostrom konnte ein, bis dato unerreichter, Wert von 1,53 µeV bestimmt werden, was die hohe Qualität der verwendeten Quantenpunkte sowie der Messinstrumente belegt. Darüber hinaus wurden anhand von weiterführenden Untersuchungen in Photostrommessungen die spannungsabhängigen Lochtunnelzeiten sowie Dephasierungszeiten des Quantenpunks ermittelt. Die erfassten quantenpunktspezifischen Daten dienen letztendlich als Basiswerte für eine weiterführende theoretische Modellierung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Konzept des optoelektronischen Samplings entwickelt, bei dem die niederkapazitive Quantenpunkt-Photodiode als Sensor Device eingesetzt wird. Aufgrund des Stark-Effekt wird ein zeitabhängiges elektrisches Signal in eine zeitabhängige Verschiebung der Übergangsenergie des Quantenpunkt-Exzitons konvertiert. Es konnte gezeigt werden, dass basierend auf der zeitaufgelösten Vermessung der Energieverschiebung durch resonante ps-Laserspektroskopie mit spektral einstellbarer Photostromdetektion, der

Verlauf des elektrischen Pulses rekonstruiert werden kann. Mit der Methode des optoelektronischen Samplings wurde letztendlich der ultraschnelle Ausgangspuls eines speziell designeden BiCMOS-Schaltkreises bei kryogenen Temperaturen mit hoher zeitlicher Auflösung und Sensitivität abgetastet und somit die Leistungsfähigkeit der Methode demonstriert. Dabei wurde eine sehr hohe zeitliche Auflösung von weniger als 20 ps bei einer Spannungsauflösung im mV-Bereich erzielt. Eine theoretische Modellierung auf Basis der optischen Bloch-Gleichungen, die in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof Förstner durchgeführt wurde, bestätigt dabei eindrucksvoll die experimentell erfassten Daten.

Die Phasenkontrolle von Halbleiter-Quantenpunkten erfolgte bisher in der Regel rein optisch durch maßgeschneiderte Laserpulse. Dieser Ansatz birgt jedoch applikationsbedingte Hürden mit sich. Weiter skalierbar und universeller ist die hier angewandte kohärente optoelektronische Kontrolle, bei der das Laserpulspaar lediglich für die Erzeugung einer kohärenten Superposition sowie die Erzeugung einer Quanteninterferenz verwendet. Die Manipulation des Quantensystems erfolgt im Zeitraum zwischen den beiden Laserpulsen rein elektrisch, wobei ebenfalls die Verstimmung der Frequenz des Quantensystems durch den Stark-Effekt ausgenutzt wird. Die vollständige, kohärente elektrische Kontrolle des Quantensystems wurde dabei in einem Ramsey-Experiment durch die Kombination von schnellen, kurzen elektrischen Pulsen und ps-Laserpulsen durchgeführt. Durch die Verwendung eines SiGe-Schaltkreises, basierend auf einem CMOS-Part und einer HBT-Endstufe, konnten präzise einstellbare elektrische Pulse mit Amplituden im 10 mV-Bereich bei Pulslängen unter 100 ps bereitgestellt werden, sodass die elektrische Manipulation zeitlich komplett zwischen den beiden Laserpulsen erfolgen konnte. Dadurch nimmt der zeitliche Jitter des elektrischen Pulses, welcher für einen Verlust des Phasenkontrastes verantwortlich sein kann, keinerlei Einfluss auf die Phasenmanipulation.

Insgesamt konnte eine hinsichtlich des Interferenzkontrastes nahezu verlustfreie elektrisch induzierte Phasenverschiebung des Quantensystems von bis zu 18π demonstriert werden. Dabei zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen der elektrischen Pulsfläche und der induzierten Phasenmanipulation. Somit kann durch eine maßgeschneiderte elektrische Manipulation im Ramsey-Experiment die Besetzung des Quantensystems mit hoher Präzision kontrolliert werden.

Basierend auf dem Ramsey-Experiment bei der Phasenkontrolle wurde eine neue Abtastmethode entwickelt, die zusätzlich den fundamentalen Effekt der Quanteninterferenz ausnutzt. Bei diesem sogenannte Ramsey-basierten Sampling agiert erneut eine Quantenpunkt-Photodiode als Sensor-Device. Im Ramsey-Experiment wird der elektrische Puls zeitlich gegenüber den optischen Pulsen verschoben. Dabei konnte gezeigt werden, dass die beobachtbaren Besetzungsänderungen des Quantensystems im direkten Zusammenhang zum zeitlichen Verlauf des elektrischen Signals stehen. Ein Vergleich der experimentellen Daten mit entsprechenden numerischen Simulationen zeigt dabei eine sehr gute Übereinstimmung. Eine Abschätzung der erzielbaren Auflösungen mittels des Ramsey-basierten Samplings zeigt, dass mit dieser Methode elektrische Pulsamplituden von bis zu 100 mV mit einer Spannungsauflösung von bis zu 0,025 mV zeitlich abgetastet werden können, was gegenüber dem optoelektronischen Sampling eine Verbesserung um einen Faktor von 40 bedeutet. Die Funktionsweise dieser neu entwickelten Sampling-Methode konnte validiert werden und darüber hinaus deren Potential, durch die zusätzliche Ausnutzung der Quanteninterferenz im Ramsey-Experiment, für höchste Spannungsauflösung demonstriert werden.

Ausblick:

Die Methode des optoelektronischen Samplings ist geradezu für weiterführende Forschung auf dem Gebiet der kryogenen Optoelektronik prädestiniert. Hier werden maßgeschneiderte elektrische Signale u.a. für die Manipulation oder die gezielte Erzeugung von Quantenzuständen eingesetzt. Dabei kann, basierend auf den entwickelten Methoden, der zeitliche Verlauf der elektrischen Signale abgetastet werden. Dessen Kenntnis ist unerlässlich für eine erfolgreiche Umsetzung und Interpretation dieser Experimente. Das Ramsey-basierte Sampling ermöglicht die Rekonstruktion unbekannter elektrischer Signalverläufe mit sehr hoher Präzision. Hier kann das enorme Potential dieses Verfahrens auch auf andere Quantensysteme übertragen werden, so wäre ein mögliches Anwendungsbeispiel die Analyse von Quantenpunkt molekülen. Für einen künftigen universellen Einsatz dieser Methode sollte eine umfassende mathematische Modellierung erfolgen, die alle relevanten experimentellen und quantenpunktspezifischen Parameter berücksichtigt. Ferner bietet die elektrische Phasenkontrolle einen skalierbaren Ansatz welcher zukünftig bei der Entwicklung neuer optoelektronischer Bauelemente eingesetzt werden kann.

Anhang

Ausgangspulse des SiGe-Chips mit HBT-Endstufe

In diesem Abschnitt werden die Ausgangspulse der Chip Version „*TRR_C04_V3*“, welche aus einem CMOS-Pulsgenerator und einer HBT-Endstufe besteht, charakterisiert und die Einstellmöglichkeiten dieser Pulse über die unterschiedlichen Versorgungsspannungen des Chips analysiert. Dafür wurde der Ausgangspuls des Chips mit der Methode des optoelektronischen Samplings für verschiedene Betriebsparameter aufgenommen.

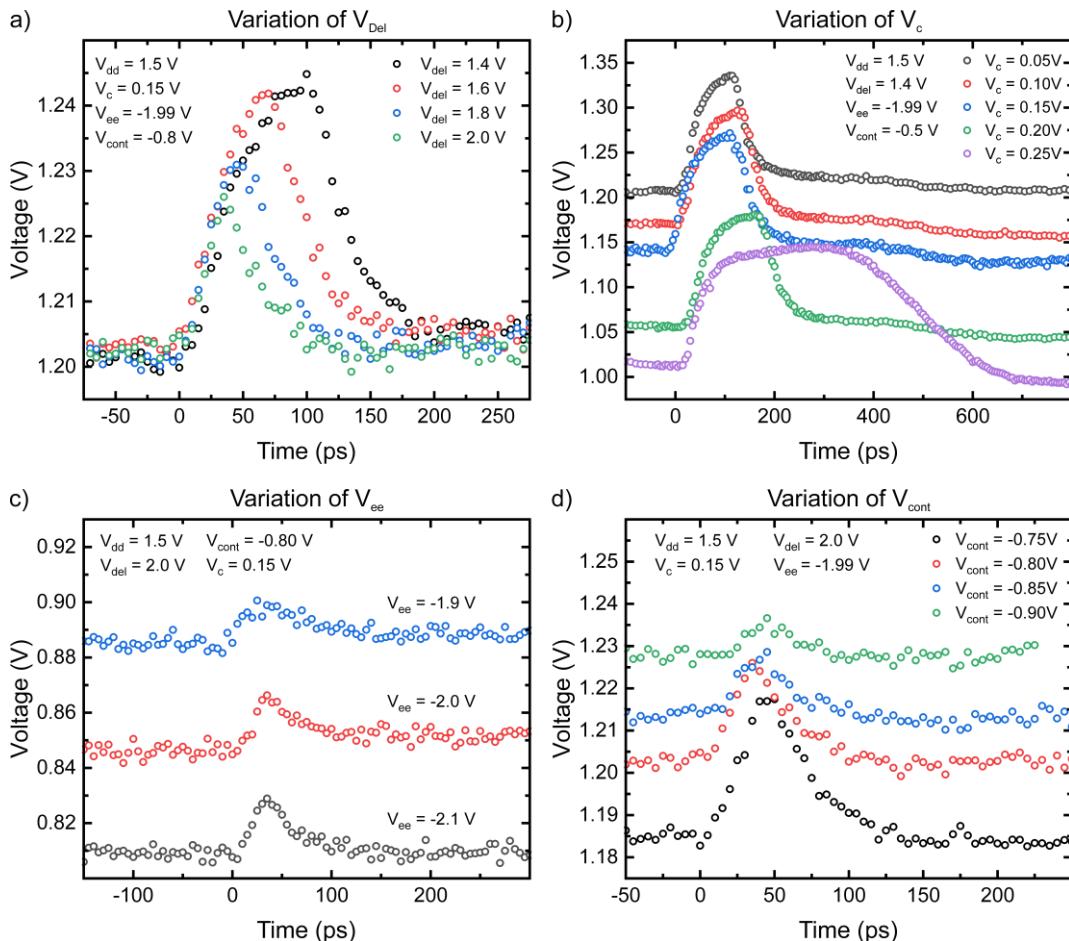


Abb. A.1: Dargestellt sind die Ergebnisse der optoelektronische Samplings des Ausgangspulses des SiGe-Chips der Version „*TRR_C04_V3*“ bei der Variation unterschiedlicher Versorgungsspannungen. a) Variation der Spannung V_{del} . b) Variation der Spannung V_c . c) Variation der Spannung V_{ee} . d) Variation der Spannung V_{cont} .

Die Abbildung A.1 zeigt jeweils die Veränderung des Ausgangspulses, wenn lediglich eine Versorgungsspannung variiert wird und die anderen konstant gehalten werden. Betrachten wir nun zunächst den Einfluss der Spannung V_{del} (Abb. A.1 a), welche den Drain-Source-

Strom I_{DS} eines Inverters im CMOS-Teil des Chips steuert und über diese die Pulslänge variiert werden kann. Über diesen Strom wird das Gate des nachfolgenden Inverters geladen, dementsprechend beeinflusst die Größe des Stroms die Ladedauer und somit die Zeit, bis der Inverter schaltet. Die Verzögerung in diesem Teil der Schaltung bestimmt letztlich den Zeitpunkt, wann der Ausgang des Chips wieder auf „0“ schaltet. Entsprechend kann durch eine Verringerung der Spannung V_{del} der Strom I_{DS} verringert werden und somit die Pulslänge ansteigen. Für Spannungen oberhalb von 2,1 V ist die Verzögerung vernachlässigbar gering, sodass letztlich gar kein Ausgangspuls erzeugt wird. In der Abb. A.1a) zeigt sich auch, dass die Amplitude des elektrischen Pulses bis zu einem gewissen Wert mit niedriger werdenden Spannungen V_{del} ansteigt. Dies liegt an der Tatsache, dass in den Fällen sehr kurzer Pulse, der Puls bereits wieder ausgeschaltet wird, bevor der RC-Anstieg der Ausgangsspannung abgeschlossen ist. Bei den Spannungen $V_{del} = 1,4$ V und $V_{del} = 1,6$ V ist zu erkennen, dass der Chip die maximale Amplitude für diese Betriebsparameter erreicht.

Die Spannung V_c kontrolliert die DC-Ausgangsspannung des Chips (Abb. A.1 b), während die Pulsform davon in der Regel unbeeinflusst bleibt (vgl. $V_c = 0,05$ V bis 0,20 V). Wird der Wert von V_c allerdings zu groß, wird der Ausschaltvorgang den Chips beeinflusst. Dies lässt sich beim Samplingresultat mit einem $V_c = 0,25$ V beobachten. Der Anstieg des Pulses weist zunächst eine identische Form wie bei den anderen V_c -Spannungen, allerdings schaltet der Puls erst deutlich später und langsamer aus.

Die Spannung V_{ee} ist die Haupt-Bias-Spannung und agiert als Stromversorgung der Schaltung (Abb. A.1 c). Wird diese Spannung im geeigneten Spannungsregime betrieben, hat Sie nur einen Einfluss auf die DC-Ausgangsspannung des Pulses, jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die Pulsform. Allerdings zeigt sich, dass mit zunehmender negativer Spannung V_{ee} das Rauschen des Ausgangs geringer wird. So ist für $V_{ee} = -2,1$ V das Rauschen etwas geringer als für eine Spannung $V_{ee} = -2,0$ V.

Mit der Spannung V_{cont} wird der Strom eines Transistors in einer Stromspiegel Konfiguration kontrolliert und somit der Stromfluss des Emitters des Schmitt-Triggers und des Differenzverstärker-Moduls einstellbar. Die Kontrolle der Spannung V_{cont} legt somit auch größtenteils den Leistungsverbrauch des HBT-Moduls fest. Die Wahl von V_{cont} hat einen leichten Einfluss auf die DC-Ausgangsspannung des Chips (Abb. A.1 d). Entscheidender ist allerdings der Einfluss auf den Ausgangspuls. Mittels der Spannung V_{cont} kann die Amplitude des elektrischen Pulses eingestellt werden.

Literatur

- [1] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver und J. E. Mercereau, „Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling“, *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 12, Nr. 7, S. 159–160, 1964, doi: 10.1103/PhysRevLett.12.159.
- [2] H. Fan, S. Kumar, J. Sedlacek, H. Kübler, S. Karimkashi und J. P. Shaffer, „Atom based RF electric field sensing“, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Jg. 48, Nr. 20, S. 202001, 2015, doi: 10.1088/0953-4075/48/20/202001.
- [3] J. M. Taylor *et al.*, „High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution“, *Nature Phys.*, Jg. 4, Nr. 10, S. 810–816, 2008, doi: 10.1038/nphys1075.
- [4] D. Budker und M. Romalis, „Optical magnetometry“, *Nature Phys.*, Jg. 3, Nr. 4, S. 227–234, 2007, doi: 10.1038/nphys566.
- [5] P. Neumann *et al.*, „High-precision nanoscale temperature sensing using single defects in diamond“ (eng), *Nano letters*, Jg. 13, Nr. 6, S. 2738–2742, 2013, doi: 10.1021/nl401216y.
- [6] D. M. Toyli, C. F. de las Casas, D. J. Christle, V. V. Dobrovitski und D. D. Awschalom, „Fluorescence thermometry enhanced by the quantum coherence of single spins in diamond“ (eng), *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, Jg. 110, Nr. 21, S. 8417–8421, 2013, doi: 10.1073/pnas.1306825110.
- [7] T. Jenke *et al.*, „Gravity resonance spectroscopy constrains dark energy and dark matter scenarios“ (eng), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 112, Nr. 15, S. 151105, 2014, doi: 10.1103/PhysRevLett.112.151105.
- [8] K. Bian *et al.*, „Nanoscale electric-field imaging based on a quantum sensor and its charge-state control under ambient condition“ (eng), *Nat Comms*, Jg. 12, Nr. 1, S. 2457, 2021, doi: 10.1038/s41467-021-22709-9.
- [9] M. Kristen *et al.*, „Amplitude and frequency sensing of microwave fields with a superconducting transmon qudit“, *npj Quantum Inf.*, Jg. 6, Nr. 1, 2020, doi: 10.1038/s41534-020-00287-w.

- [10] T. H. Stievater *et al.*, „Rabi oscillations of excitons in single quantum dots“ (eng), *Physical Review Letters*, Jg. 87, Nr. 13, S. 133603, 2001, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.133603.
- [11] A. Zrenner, E. Beham, S. Stufler, F. Findeis, M. Bichler und G. Abstreiter, „Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode“ (eng), *Nature*, Jg. 418, Nr. 6898, S. 612–614, 2002, doi: 10.1038/nature00912.
- [12] S. Boyle *et al.*, „Two-qubit conditional quantum-logic operation in a single self-assembled quantum dot“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 78, Nr. 7, 2008, doi: 10.1103/PhysRevB.78.075301.
- [13] X. Li *et al.*, „An All-Optical Quantum Gate in a Semiconductor Quantum Dot“ (en), *Science*, Jg. 301, Nr. 5634, S. 809–811, 2003, doi: 10.1126/science.1083800.
- [14] N. H. Bonadeo, J. Erland, D. Gammon, D. Park, D. S. Katzer und D. G. Steel, „Coherent Optical Control of the Quantum State of a Single Quantum Dot“ (en), *Science*, Jg. 282, Nr. 5393, S. 1473–1476, 1998, doi: 10.1126/science.282.5393.1473.
- [15] S. Stufler, P. Ester, A. Zrenner und M. Bichler, „Ramsey Fringes in an Electric-Field-Tunable Quantum Dot System“ (da), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 96, Nr. 3, S. 37402, 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.037402.
- [16] A. Widhalm *et al.*, „Ultrafast electric phase control of a single exciton qubit“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 112, Nr. 11, S. 111105, 2018, doi: 10.1063/1.5020364.
- [17] M. Reed, J. Randall, R. Aggarwal, R. Matyi, T. Moore und A. Wetsel, „Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 60, Nr. 6, S. 535–537, 1988, doi: 10.1103/PhysRevLett.60.535.
- [18] M. A. Kastner, „Artificial Atoms“, *Phys. Today*, Jg. 46, Nr. 1, S. 24, 1993, doi: 10.1063/1.881393.
- [19] A. Zrenner, „A close look on single quantum dots“ (ca), *J. Chem. Phys.*, Jg. 112, Nr. 18, S. 7790, 2000, doi: 10.1063/1.481384.
- [20] S. M. Reimann und M. Manninen, „Electronic structure of quantum dots“, *Rev. Mod. Phys.*, Jg. 74, Nr. 4, S. 1283–1342, 2002, doi: 10.1103/RevModPhys.74.1283.
- [21] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu und H. Shtrikman, „Coherence and Phase Sensitive Measurements in a Quantum Dot“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 74, Nr. 20, S. 4047–4050, 1995, doi: 10.1103/PhysRevLett.74.4047.

- [22] R. Rossetti, J. L. Ellison, J. M. Gibson und L. E. Brus, „Size effects in the excited electronic states of small colloidal CdS crystallites“ (en), *J. Chem. Phys.*, Jg. 80, Nr. 9, S. 4464, 1984, doi: 10.1063/1.447228.
- [23] D. Bimberg, Hg., *Semiconductor nanostructures*. Berlin: Springer, 2008. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.worldcat.org/oclc/222164259>
- [24] L. Jacak, P. Hawrylak und A. Wójs, *Quantum dots*. Berlin [u.a]: Springer, 1998.
- [25] D. Bimberg, M. Grundmann und N. N. Ledencov, *Quantum dot heterostructures* (lv). Chichester [u.a.]: Wiley. Verfügbar unter: <http://www.worldcat.org/oclc/833470502>.
- [26] P. Ester, „Coherent Properties of Single Quantum Dot Transitions and Single Photon Emission“. Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2008.
- [27] S. Michaelis de Vasconcellos, „Coherent Optoelectronic Control of Single Excitons“. Dissertation, Department Physik, Universität Paderborn, Paderborn, 2009.
- [28] S. Stufler, „Kohärente optische Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte“. Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2005.
- [29] U. Woggon, *Optical properties of semiconductor quantum dots*. Berlin, New York: Springer, 1997. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.worldcat.org/oclc/35637180>
- [30] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle und G. Weimann, „Sharp-Line Photoluminescence and Two-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 73, Nr. 8, S. 1138–1141, 1994, doi: 10.1103/PhysRevLett.73.1138.
- [31] D. Bimberg, J. Christen, T. Fukunaga, H. Nakashima, D. E. Mars und J. N. Miller, „Cathodoluminescence atomic scale images of monolayer islands at GaAs/GaAlAs interfaces“, *J. Vac. Sci. Technol. B*, Jg. 5, Nr. 4, S. 1191, 1987, doi: 10.1116/1.583710.
- [32] G. Schedelbeck, W. Wegscheider, M. Bichler und G. Abstreiter, „Coupled Quantum Dots Fabricated by Cleaved Edge Overgrowth: From Artificial Atoms to Molecules“, *Science*, Jg. 278, Nr. 5344, S. 1792–1795, 1997, doi: 10.1126/science.278.5344.1792.
- [33] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, G. Abstreiter, M. Rother und M. Bichler, „Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 79, Nr. 10, S. 1917–1920, 1997, doi: 10.1103/PhysRevLett.79.1917.

- [34] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse und G. Le Roux, „Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 47, Nr. 10, S. 1099, 1985, doi: 10.1063/1.96342.
- [35] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars und P. M. Petroff, „Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 63, Nr. 23, S. 3203, 1993, doi: 10.1063/1.110199.
- [36] I. Vurgaftman, J. R. Meyer und L. R. Ram-Mohan, „Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys“ (en), *J. Appl. Phys.*, Jg. 89, Nr. 11, S. 5815, 2001, doi: 10.1063/1.1368156.
- [37] S. M. Sze und K. K. Ng, Hg., *Physics of semiconductor devices*, 3. Aufl. New York: John Wiley & Sons, 2007. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.worldcat.org/oclc/488586029>
- [38] S. Adachi, *Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*. New York: Wiley, 1992.
- [39] D. Leonard, K. Pond und P. Petroff, „Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 50, Nr. 16, S. 11687–11692, 1994, doi: 10.1103/PhysRevB.50.11687.
- [40] A. K. Rai, „Optically pumped and electrically triggered single photon emission from a single quantum dot“. Dissertation, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2013. [Online]. Verfügbar unter: <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/RaiAshishKumar/diss.pdf>
- [41] N. L. Sharma, „Molecular beam epitaxy of tailored (In,Ga)As/GaAs quantum dot heterostructures“, UB-PAD - Paderborn University Library, 2017.
- [42] R. Leon und S. Fafard, „Structural and radiative evolution in quantum dots near the $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ Stranski-Krastanow transformation“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 58, Nr. 4, S. R1726-R1729, 1998, doi: 10.1103/PhysRevB.58.R1726.
- [43] A. Wojs, P. Hawrylak, S. Fafard und L. Jacak, „Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 54, Nr. 8, S. 5604–5608, 1996, doi: 10.1103/PhysRevB.54.5604.

- [44] D. M. Bruls *et al.*, „Determination of the shape and indium distribution of low-growth-rate InAs quantum dots by cross-sectional scanning tunneling microscopy“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 81, Nr. 9, S. 1708, 2002, doi: 10.1063/1.1504162.
- [45] M. Dähne, H. Eisele und K. Jacobi, „The Atomic Structure of Quantum Dots“ in *Nanoscience and technology, Semiconductor nanostructures*, D. Bimberg, Hg., Berlin: Springer, 2008, S. 123–137.
- [46] R. Leon, S. Fafard, D. Leonard, J. L. Merz und P. M. Petroff, „Visible luminescence from semiconductor quantum dots in large ensembles“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 67, Nr. 4, S. 521–523, 1995, doi: 10.1063/1.115175.
- [47] A. Schliwa, M. Winkelkemper und D. Bimberg, „Impact of size, shape, and composition on piezoelectric effects and electronic properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots“, *Phys. Rev. B*, Jg. 76, Nr. 20, 2007, doi: 10.1103/PhysRevB.76.205324.
- [48] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus und P. M. Petroff, „Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 73, S. 2252–2255, 1994, doi: 10.1103/PhysRevLett.73.2252.
- [49] P. Hawrylak und A. Wojs, „Electronic structure and optical properties of self-assembled quantum dots“ (en), *Semicond. Sci. Technol.*, Jg. 11, 11S, S. 1516–1520, 1996, doi: 10.1088/0268-1242/11/11S/011.
- [50] D. Gammon, E. Snow, B. Shanabrook, D. Katzer und D. Park, „Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 76, Nr. 16, S. 3005–3008, 1996, doi: 10.1103/PhysRevLett.76.3005.
- [51] F. Findeis, M. Baier, E. Beham, A. Zrenner und G. Abstreiter, „Photocurrent and photoluminescence of a single self-assembled quantum dot in electric fields“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 78, Nr. 19, S. 2958, 2001, doi: 10.1063/1.1369148.
- [52] P. Fry *et al.*, „Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 84, Nr. 4, S. 733–736, 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.733.
- [53] J. A. Barker und E. P. O'Reilly, „Theoretical analysis of electron-hole alignment in InAs-GaAs quantum dots“, *Phys. Rev. B*, Jg. 61, Nr. 20, S. 13840–13851, 2000, doi: 10.1103/PhysRevB.61.13840.

- [54] H. Polland, L. Schultheis, J. Kuhl, E. Göbel und C. Tu, „Lifetime Enhancement of Two-Dimensional Excitons by the Quantum-Confining Stark Effect“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 55, Nr. 23, S. 2610–2613, 1985, doi: 10.1103/PhysRevLett.55.2610.
- [55] Ohnesorge, Albrecht, Oshinowo, Forchel und Arakawa, „Rapid carrier relaxation in self-assembled In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dots“ (eng), *Physical review. B, Condensed matter*, Jg. 54, Nr. 16, S. 11532–11538, 1996, doi: 10.1103/PhysRevB.54.11532.
- [56] D. Birkedal, K. Leosson und J. M. Hvam, „Long lived coherence in self-assembled quantum dots“ (eng), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 87, Nr. 22, S. 227401, 2001, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.227401.
- [57] A. Widhalm, „Ultraschnelle elektrische Kontrolle optischer Eigenschaften und Übergänge einzelner Halbleiter-Quantenpunkte“. Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2018.
- [58] W.-H. Chang *et al.*, „Photocurrent studies of the carrier escape process from InAs self-assembled quantum dots“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 62, Nr. 11, S. 6959–6962, 2000, doi: 10.1103/PhysRevB.62.6959.
- [59] E. Beham, A. Zrenner, F. Findeis, M. Bichler und G. Abstreiter, „Nonlinear ground-state absorption observed in a single quantum dot“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 79, Nr. 17, S. 2808, 2001, doi: 10.1063/1.1411987.
- [60] E. Beham, A. Zrenner, S. Stufler, F. Findeis, M. Bichler und G. Abstreiter, „Coherent and incoherent properties of single quantum dot photodiodes“ (en), *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Jg. 16, Nr. 1, S. 59–67, 2003, doi: 10.1016/S1386-9477(02)00586-6.
- [61] P. Meystre und M. Sargent, *Elements of Quantum Optics*, 4. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [62] L. Allen und J. H. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms*, 1975. Aufl. New York, NY: Dover, 1987. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.worldcat.org/oclc/610679188>
- [63] D. Mantei, „Polarisationsabhängige Zustandskontrolle einzelner Halbleiter-Quantenpunkte“. Dissertation, Paderborn, 2014.

- [64] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara und H. Ando, „Exciton Rabi Oscillation in a Single Quantum Dot“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 87, Nr. 24, 2001, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.246401.
- [65] N. Ghalichechian und K. Sertel, „Permittivity and Loss Characterization of SU-8 Films for mmW and Terahertz Applications“, *Antennas Wirel. Propag. Lett.*, Jg. 14, S. 723–726, 2015, doi: 10.1109/LAWP.2014.2380813.
- [66] U. Hilleringmann, *Silizium-Halbleitertechnologie*, 4. Aufl. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2004. [Online]. Verfügbar unter: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-322-94072-8>
- [67] E. Relling und A. P. Botha, „Solid state diffusion in GaAs/AuGe/Ni and GaAs/Ni/AuGe/Ni ohmic contacts“, *Applied Surface Science*, Jg. 35, Nr. 3, S. 380–387, 1989, doi: 10.1016/0169-4332(89)90020-2.
- [68] „Gallium arsenide (GaAs), direct energy gap“ in *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties*, O. Madelung, U. Rössler und M. Schulz, Hg., Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2002, doi: 10.1007/10832182_173.
- [69] A. V. Kuhlmann *et al.*, „Transform-limited single photons from a single quantum dot“ (eng), *Nature communications*, Jg. 6, S. 8204, 2015, doi: 10.1038/ncomms9204.
- [70] *Atlas steels technical handbook of stainless steels*, 2013. [Online]. Verfügbar unter: <https://atlassteels.com.au/wp-content/uploads/2021/08/atlas-steels-technical-handbook-of-stainless-steels-12-08-21.pdf>
- [71] K. Wang und R. R. Reeber, „The perfect crystal, thermal vacancies and the thermal expansion coefficient of aluminium“, *Philosophical Magazine A*, Jg. 80, Nr. 7, S. 1629–1643, 2000, doi: 10.1080/01418610008212140.
- [72] K. S. Champlin, „TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MICROWAVE DIELECTRIC CONSTANT OF THE GaAs LATTICE“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 12, Nr. 7, S. 231, 1968, doi: 10.1063/1.1651969.

- [73] F. Findeis, A. Zrenner, G. Böhm und G. Abstreiter, „Optical spectroscopy on a single InGaAs/GaAs quantum dot in the few-exciton limit“ (en), *Solid State Communications*, Jg. 114, Nr. 4, S. 227–230, 2000, doi: 10.1016/S0038-1098(00)00019-3.
- [74] M. Geller, E. Stock, C. Kapteyn, R. Sellin und D. Bimberg, „Tunneling emission from self-organized In(Ga)As/GaAs quantum dots observed via time-resolved capacitance measurements“, *Phys. Rev. B*, Jg. 73, Nr. 20, 2006, doi: 10.1103/PhysRevB.73.205331.
- [75] M. Bayer *et al.*, „Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots“ (af), *Phys. Rev. B*, Jg. 65, Nr. 19, S. 195315, 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.65.195315.
- [76] M. Bayer *et al.*, „Electron and Hole g Factors and Exchange Interaction from Studies of the Exciton Fine Structure in In_{0.60}Ga_{0.40}As Quantum Dots“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 82, Nr. 8, S. 1748–1751, 1999, doi: 10.1103/PhysRevLett.82.1748.
- [77] R. J. Young *et al.*, „Inversion of exciton level splitting in quantum dots“ (af), *Phys. Rev. B*, Jg. 72, Nr. 11, 2005, doi: 10.1103/PhysRevB.72.113305.
- [78] R. Oulton *et al.*, „Temperature-induced carrier escape processes studied in absorption of individual In_xGa_{1-x}As quantum dots“, *Phys. Rev. B*, Jg. 69, Nr. 15, 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.69.155323.
- [79] A. V. Uskov, K. Nishi und R. Lang, „Collisional broadening and shift of spectral lines in quantum dot lasers“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 74, Nr. 21, S. 3081–3083, 1999, doi: 10.1063/1.124068.
- [80] L. Besombes, K. Kheng, L. Marsal und H. Mariette, „Acoustic phonon broadening mechanism in single quantum dot emission“, *Phys. Rev. B*, Jg. 63, Nr. 15, 2001, doi: 10.1103/PhysRevB.63.155307.
- [81] R. Oulton *et al.*, „Manipulation of the homogeneous linewidth of an individual In(Ga)As quantum dot“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 66, Nr. 4, S. 45313, 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.66.045313.
- [82] S. Stufler, P. Ester, A. Zrenner und M. Bichler, „Power broadening of the exciton linewidth in a single InGaAs GaAs quantum dot“ (en), *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 85, Nr. 18, S. 4202, 2004, doi: 10.1063/1.1815373.

- [83] W. Langbein, P. Borri, U. Woggon, V. Stavarache, D. Reuter und A. Wieck, „Radially limited dephasing in InAs quantum dots“ (af), *Phys. Rev. B*, Jg. 70, Nr. 3, S. 33301, 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.70.033301.
- [84] E. Beham, „Photostromspektroskopie an einzelnen Quantenpunkten“. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [85] P. Borri *et al.*, „Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots“ (en), *Phys. Rev. Lett*, Jg. 87, Nr. 15, 2001, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.157401.
- [86] C. L. Degen, F. Reinhard und P. Cappellaro, „Quantum sensing“, *Rev. Mod. Phys.*, Jg. 89, Nr. 3, 2017, doi: 10.1103/RevModPhys.89.035002.
- [87] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau und J. P. Shaffer, „Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances“, *Nature Phys*, Jg. 8, Nr. 11, S. 819–824, 2012, doi: 10.1038/nphys2423.
- [88] M. C. Hoffmann, B. S. Monozon, D. Livshits, E. U. Rafailov und D. Turchinovich, „Terahertz electro-absorption effect enabling femtosecond all-optical switching in semiconductor quantum dots“, *Appl. Phys. Lett*, Jg. 97, Nr. 23, S. 231108, 2010, doi: 10.1063/1.3515909.
- [89] A. Widhalm *et al.*, „Optoelectronic sampling of ultrafast electric transients with single quantum dots“, *Appl. Phys. Lett*, Jg. 119, Nr. 18, S. 181109, 2021, doi: 10.1063/5.0061358.
- [90] W. Heller, U. Bockelmann und G. Abstreiter, „Electric-field effects on excitons in quantum dots“, *Physical review. B, Condensed matter*, Jg. 57, Nr. 11, S. 6270–6273, 1998, doi: 10.1103/PhysRevB.57.6270.
- [91] P. Ester, S. Stufler, S. Michaelis de Vasconcellos, M. Bichler und A. Zrenner, „High resolution photocurrent-spectroscopy of a single quantum dot“ (en), *phys. stat. sol. (c)*, Jg. 3, Nr. 11, S. 3722–3725, 2006, doi: 10.1002/pssc.200671572.
- [92] P. W. Fry *et al.*, „Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots“ (af), *Phys. Rev. B*, Jg. 62, Nr. 24, S. 16784–16791, 2000, doi: 10.1103/PhysRevB.62.16784.
- [93] S. Stufler, P. Ester, A. Zrenner und M. Bichler, „Quantum optical properties of a single $In_xGa_{1-x}As$ -GaAs quantum dot two-level system“ (en), *Phys. Rev. B*, Jg. 72, Nr. 12, 2005, doi: 10.1103/PhysRevB.72.121301.

- [94] A. J. Ramsay *et al.*, „Damping of Exciton Rabi Rotations by Acoustic Phonons in Optically Excited InGaAs/GaAs Quantum Dots“ (af), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 104, Nr. 1, 2010, doi: 10.1103/PhysRevLett.104.017402.
- [95] A. Mukherjee *et al.*, „Electrically controlled rapid adiabatic passage in a single quantum dot“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 116, Nr. 25, S. 251103, 2020, doi: 10.1063/5.0012257.
- [96] W. Xu und E. G. Friedman, „Clock Feedthrough in CMOS Analog Transmission Gate Switches“, *Analog Integr Circ Sig Process*, Jg. 44, Nr. 3, S. 271–281, 2005, doi: 10.1007/s10470-005-3014-y.
- [97] Y. Wu *et al.*, „Population Inversion in a Single InGaAs Quantum Dot Using the Method of Adiabatic Rapid Passage“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 106, Nr. 6, 2011, doi: 10.1103/PhysRevLett.106.067401.
- [98] C.-M. Simon *et al.*, „Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses“ (en), *Phys. Rev. Lett.*, Jg. 106, Nr. 16, 2011, doi: 10.1103/PhysRevLett.106.166801.
- [99] O. Svelto und D. C. Hanna, *Principles of lasers*, 4. Aufl. New York: Plenum Pr, ca. 2005.
- [100] F. Jahnke, Hg., *Quantum optics with semiconductor nanostructures*. Cambridge: Woodhead Pub, 2012. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.woodheadpublishingonline.com/openurl.asp?genre=book&isbn=978-0-85709-232-8>
- [101] S. Michaelis de Vasconcellos, S. Gordon, M. Bichler, T. Meier, A. Zrenner und S. de Michaelis Vasconcellos, „Coherent control of a single exciton qubit by optoelectronic manipulation“ (af), *Nature Photon*, Jg. 4, Nr. 8, S. 545–548, 2010, doi: 10.1038/nphoton.2010.124.

Danksagung

Hiermit möchte ich ganz herzlich bei allen Menschen bedanken, die mich während meiner Promotionszeit unterstützt und begleitet haben.

- Zuerst bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Artur Zrenner, für die Betreuung während dieser Arbeit und die Übernahme des Erstgutachtens.
- Herrn Prof. Dr. Reuter ein Dankeschön für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie die Unterstützung und Bereitstellung von MBE-Proben durch seine Arbeitsgruppe.
- Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Alex Widhalm, für die fruchtbare Zusammenarbeit, viele hilfreiche Diskussionen und Erklärungen und stetige und tatkräftige Unterstützung.
- Bei Herrn Prof. Dr. Jens Förstner und Herrn Dustin Siebert bedanke ich mich für die Zusammenarbeit seitens der theoretischen Betrachtung sowie für die durchgeführten Simulationen und Berechnungen.
- Ein Dank gilt auch allen weiteren und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe. Neben hilfreichen Diskussionen und tatkräftiger Unterstützung bei verschiedenen Problemstellungen habt sie auch zu einer angenehmen Arbeitsatmosphäre beigetragen.
- Zuletzt möchte ich mich herzlich bei meiner Familie für die immerwährende Unterstützung bedanken.

Erklärung

Hiermit wird versichert, dass diese Arbeit selbstständig verfasst wurde, die benutzten Hilfsmittel angegeben und dass alle Zitate kenntlich gemacht worden sind.

Paderborn, am 29.03.2022

(Sebastian Krehs)