

# Ultra-schnelle elektrische Injektion spinpolarisierter Elektronen in einzelne selbstorganisierte InGaAs Quantenpunkte

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Jörg Nannen

aus

Moers

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Gerd Bacher
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 2013



*Meinen Eltern*



# Zusammenfassung

Halbleiterquantenpunkte haben sich in den letzten Jahren zu einem Forschungsgebiet entwickelt, das ein großes Interesse auf sich gezogen hat. Diese Entwicklung liegt insbesondere in den interessanten elektronischen Eigenschaften dieser Strukturen begründet. Da sie Abmessungen von lediglich wenigen Nanometern besitzen, kommt es in allen drei Raumdimensionen zu einer räumlichen Einschränkung der Wellenfunktion eines Ladungsträgers innerhalb des Quantenpunktpotentials. Die daraus resultierende Quantisierung der Energiezustände führt zu einer atomähnlichen energetischen Struktur.

Ein besonderes Augenmerk der Forschung wird nicht nur auf die elektronischen Eigenschaften der Quantenpunkte gelegt, sondern auch auf den Spinzustand eines Ladungsträgers innerhalb des Quantenpunktes. In einem Magnetfeld stellt sich durch die Zeeman-Aufspaltung der Energiezustände ein natürliches Zweiniveausystem ein. Dieses birgt das Potential für eine zukünftige Anwendung von Bauelementen basierend auf Halbleiterquantenpunkten für die Datenverarbeitung bzw. Datenspeicherung, in denen die beiden möglichen einstellbaren Zustände als gespeicherte Information genutzt werden können. Für die Anwendbarkeit dieser Bauelemente müssen die erreichten Rechenleistungen mit den Geschwindigkeiten anderer Konzepte konkurrieren können. Dies bedeutet, dass eine Kontrolle des Ladungs- bzw. Spinzustandes im GHz-Bereich oder sogar darüber hinaus verwirklicht werden muss.

Aufbauend auf dieser Grundidee beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der elektrischen Injektion spinpolarisierter Elektronen in einzelne InGaAs-Quantenpunkte im Nanosekunden- oder sogar im sub-Nanosekundenzeitbereich. Es wurden zwei unterschiedliche Konzepte mit grundsätzlich unterschiedlichen Injektionsmechanismen untersucht, nämlich die Injektion in einer Spin-LED-Struktur<sup>1</sup> sowie die Injektion durch eine Tunnelbarriere in einer *pin*-Diode mit speziell angepasster Bandstruktur. Das Auslesen der Spininformation geschah über Messungen der vom Quantenpunkt emittierten Elektro- bzw. Photolumineszenz.

Da die Injektion der spinpolarisierten Elektronen auf elektrischem Wege stattfand, war es notwendig, ein technologisches Konzept zu entwickeln, das die Anwendung von

---

<sup>1</sup>LED: Licht-emittierende Diode

Spannungspulsen mit entsprechend kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten ermöglicht, da die Injektion über eine Potentialänderung in der Umgebung des Quantenpunktes ausgelöst wird. Hierzu wurden Prozesse etabliert, die sowohl einen optischen Zugang zu einem einzelnen Quantenpunkt als auch eine elektrische Kontrolle im sub-Nanosekundenbereich ermöglichen. Dies geschah über eine Verringerung der elektrisch kontaktierten Probenoberflächen mittels fokussierten Ionenstrahlätzen sowie über Anpassungen der genutzten elektrischen Schaltungen. Die erfolgreiche Anpassung der Probenstrukturen und der elektrischen Kontaktierung an die Nutzung von Spannungspulsen mit Anstiegs- und Abfallzeiten im sub-Nanosekundenbereich konnte sowohl über zeitaufgelöste Elektrolumineszenzmessungen als auch über eine einfache elektrische Messtechnik verifiziert werden. Es zeigte sich, dass die am Quantenpunkt anliegende Spannung auf einer Zeitskala unterhalb einer Nanosekunde gezielt variiert werden konnte.

Die Injektion spinpolarisierter Elektronen in einer Spin-LED-Struktur geschah unter Nutzung des verdünnt-magnetischen Halbleiters ZnMnSe. In diesem weisen die Spins der Leitungsbandelektronen bei den genutzten Magnetfeldern von bis zu 5 T und bei entsprechenden Temperaturen von wenigen K einen Polarisationsgrad von bis zu 100% auf. Der verdünnt-magnetische Halbleiter wurde in der untersuchten Diodenstruktur als *n*-Kontakt genutzt, die InGaAs-Quantenpunkte befanden sich im intrinsischen Bereich der *pin*-Diode. Durch Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung konnten Elektronen aus dem *n*-Kontakt sowie Löcher aus dem *p*-Kontakt in die Quantenpunkte injiziert werden und dort strahlend rekombinieren. Aufgrund der durch Nanoaperturen auf der Probenoberfläche ermöglichten hohen Ortsauflösung konnten die nachfolgenden Untersuchungen am Emissionsspektrum eines einzelnen Quantenpunktes durchgeführt werden.

Unter Einwirkung eines magnetischen Feldes zeigte sich eine bevorzugte Spinausrichtung des in den Quantenpunkt injizierten Elektrons. Die beobachtete Ausrichtung widersprach dabei der thermisch zu erwartenden Ausrichtung innerhalb des Quantenpunktes, sondern spiegelte die Spinausrichtung im verdünnt-magnetischen Halbleiter wider. Es konnte damit in der Diodenstruktur eine elektrische Spininjektion in einen einzelnen Quantenpunkt nachgewiesen werden. Die beobachteten Polarisationsgrade lagen unter Gleichspannungsbedingungen bei bis zu 45%.

Die Anpassung der Diodenstruktur an die ultra-schnellen elektrischen Signale wurde über zeitaufgelöste Elektrolumineszenzmessungen nachgewiesen, so dass im Anschluss die Injektion spinpolarisierter Elektronen in den Einzelquantenpunkt im sub-Nanosekundenbereich verwirklicht werden konnte. Dazu wurden Spannungspulse an die Diode angelegt, deren Pulsbreiten in Bereichen weniger hundert ps bis hin zu ca. 25 ns variiert wurden.

---

Eine erste Emission des Quantenpunktes konnte bereits bei einer Pulsbreite von nur 600 ps beobachtet werden. Die injizierten Elektronen wiesen dabei einen Spinpolarisationsgrad von 70% auf. Die beobachteten Spinpolarisationsgrade lagen damit deutlich über denjenigen, die unter Gleichspannungsbedingungen ermittelt wurden. Das Ziel einer Spininjektion mit Spannungspulsen im sub-Nanosekundenbereich konnte damit erfolgreich verwirklicht werden.

Zusätzlich zu diesen Ergebnissen zeigte sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit, dass der Ladungszustand eines Quantenpunktes sowie der Spinzustand des injizierten Elektrons in sehr eleganter Weise über einen elektrisch gesteuerten Tunnelprozess kontrolliert werden können. Durch ein spezielles Design der Bandstruktur einer rein aus GaAs aufgebauten *pin*-Diode konnten die untersuchten einzelnen Quantenpunkte über eine wenige Nanometer dünne Tunnelbarriere an ein Elektronenreservoir gekoppelt werden. Durch eine anliegende Spannung konnte nachfolgend die genaue Anzahl an Elektronen innerhalb des Quantenpunktes elektrisch kontrolliert und über Photolumineszenzmessungen nachgewiesen werden. Die hier erzielten Ergebnisse spiegeln in hervorragender Weise die über ein Coulomb-Blockade-Modell aufgestellten Erwartungen wider.

Besonders hervorzuheben sind die Beobachtungen bei elektrisch kontrollierter Injektion einzelner Elektronen in den Quantenpunkt unter Anwesenheit eines magnetischen Feldes. Trotz der Tatsache, dass im Elektronenreservoir aufgrund der hier vorliegenden hohen Fermi-Energie keine Spinpolarisation der Elektronen zu erwarten ist, wurde gezeigt, dass eine bevorzugte Besetzung des Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron erreicht wurde. Aufgrund der ausgeprägten Tunnelkopplung zwischen Quantenpunkt und Elektronenreservoir kommt es zu einem Austausch von Elektronen zwischen Quantenpunkt und Reservoir innerhalb weniger Pikosekunden. Dies hat zur Folge, dass sich im Quantenpunkt eine bevorzugte Besetzung gemäß der durch die Boltzmann-Statistik zu erwartenden Verteilung der Spinzustände ausbildet.

Durch eine erfolgte Anpassung der Diodenstruktur konnte zunächst mittels angelegter Spannungspulse mit Anstiegs- und Abfallzeiten von wenigen hundert Pikosekunden die Injektion einzelner Elektronen in einen einzelnen Quantenpunkt nachgewiesen werden. Das Elektron konnte dabei in Zeiten kürzer als seine strahlende Lebensdauer in den Quantenpunkt injiziert bzw. wieder aus ihm entfernt werden, so dass eine Kontrolle des Ladungszustandes im Nanosekundenzeitbereich verwirklicht wurde.

Der Umstand, die relative Lage der Energieniveaus des Quantenpunktes zum Fermi-Niveau der Diodenstruktur über die extern angelegte Spannung kontrollieren zu können, bereitete die Möglichkeit, neuartige Konzepte der Speicherung und Injektion von

Ladungsträgern zu untersuchen. So konnten über einen Laserpuls zunächst auf optischem Wege Elektron-Loch-Paare im Quantenpunkt erzeugt werden, die Elektronen jedoch durch die dünne Tunnelbarriere aus dem Quantenpunkt entfernt werden, so dass ein einzelnes Loch im Quantenpunkt zurück blieb. Durch einen darauf folgenden Spannungspuls konnte anschließend die gewünschte Anzahl von Elektronen in den Quantenpunkt injiziert werden, so dass es wieder zu einer Rekombination des Elektron-Loch-Paares kam. In Anwesenheit eines magnetischen Feldes zeigte sich auch hier aufgrund der bereits angesprochenen ausgeprägten Tunnelkopplung eine bevorzugte Spin-Ausrichtung der Elektronen im Quantenpunkt. Die besondere Relevanz dieses neuartigen Konzeptes für mögliche zukünftige Bauteile zeigte sich insbesondere in der besonders kurzen Pulsbreite der für die Injektion benötigten Spannungspulse von lediglich 250 ps.

**Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:**

- A. Ludwig, B. Sothmann, H. Höpfner, N. C. Gerhardt, J. Nannen, T. KÜmmell, J. König, M. R. Hofmann, G. Bacher und A. D. Wieck  
*Quantum Dot Spintronics: Fundamentals and Applications*  
erschienen in: H. Zabel und M. Farle: *Magnetic Nanostructures*, Springer Tracts in Modern Physics 246, Springer (2013).
- J. Nannen, W. Quitsch, S. Eliasson, T. KÜmmell, K. Brunner und G. Bacher  
*High-frequency electrical charge and spin control in a single InGaAs quantum dot*  
Phys. Rev. B **85**, 035325 (2012).
- J. Nannen, T. KÜmmell, M. Bartsch, K. Brunner und G. Bacher  
*Ultrafast electrical charging and discharging of a single InGaAs quantum dot*  
Appl. Phys. Lett. **97**, 173108 (2010).
- T. KÜmmell, J. Nannen, S. Eliasson, W. Quitsch und G. Bacher  
*High frequency electrical charge and spin control in a single InGaAs quantum dot*  
Konferenzbeitrag auf der *7th International Conference on Quantum Dots*, Santa Fe, New Mexico, USA (2012).
- J. Nannen, W. Quitsch, S. Eliasson, T. KÜmmell und G. Bacher  
*Sub-nanosecond electrical charge control in a single InGaAs quantum dot*  
Konferenzbeitrag auf der *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, Dresden (2011).
- J. Nannen, S. Eliasson, W. Quitsch, T. KÜmmell, G. Bacher und K. Brunner  
*Sub-nanosecond electrical charge control in a single InGaAs quantum dot*  
Konferenzbeitrag auf der *Modulated Semiconductor Structures 15*, Tallahassee, Florida, USA (2011).
- J. Nannen, C. Blumberg, D. Iavarone, W. Quitsch, M. Ghali, T. KÜmmell, G. Bacher, J. Wenisch und K. Brunner  
*Electrical spin injection and ultrafast charging of single InAs quantum dots*  
Konferenzbeitrag auf der *6th International Conference on Quantum Dots*, Nottingham, UK (2010).

- J. Nannen, M. Ghali, T. Kümmell, G. Bacher, J. Wenisch und K. Brunner  
*Electrical spin injection and ultrafast charging of single InAs quantum dots*  
Konferenzbeitrag auf der *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*,  
Regensburg (2010).

### Weitere Publikationen

- P. E. Hohage, J. Nannen, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter, A. D. Wieck  
und G. Bacher  
*Coherent spin dynamics in nanopatterned ferromagnet-semiconductor hybrids at  
room-temperature*  
AIP Conf. Proc. **1199**, 465 (2010).
- P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, J. Puls, F. Henneberger und G. Bacher  
*Coherent Dynamics of Localized Spins in an Inhomogeneous Magnetic Field*  
J. Supercond. Novel Magn, **23**, 135 (2010).
- P. Hohage, J. Nannen, S. Halm und G. Bacher  
*Coherent spin dynamics in nanostructured semiconductor-ferromagnet hybrids*  
Advances in Solid State Physics **48**, 183 (2009).
- S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, E. Neshataeva, L. Schneider, G. Bacher, Y. H.  
Fan, J. Puls und F. Henneberger  
*Manipulation of spin states in a semiconductor by microscale magnets*  
J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 164007 (2008).
- P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, G. Bacher, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze,  
D. Reuter und A. D. Wieck  
*Coherent spin dynamics in Permalloy-GaAs hybrids at room temperature*  
Appl. Phys. Lett. **92**, 241920 (2008).
- S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, G. Bacher, J. Puls und F. Henneberger  
*Precession of localized spins in an inhomogeneous magnetic fringe field*  
Phys. Rev. B **77**, 121303(R) (2008).

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Elektronische und optische Eigenschaften selbstorganisierter InGaAs Quantenpunkte</b>	<b>11</b>
1.1 Elektronische Eigenschaften . . . . .	12
1.1.1 Der quantenmechanische zweidimensionale harmonische Oszillator . . . . .	14
1.1.2 Einteilchenenergien in Anwesenheit eines magnetischen Feldes . . . . .	16
1.1.3 Vielteilchenenergien und Wechselwirkungen . . . . .	18
1.1.4 Bezeichnungen der Vielteilchenkonfigurationen im Quantenpunkt . . . . .	20
1.2 Optische Eigenschaften . . . . .	21
1.2.1 Optische Übergänge im Quantenpunkt . . . . .	21
1.2.2 Polarisation der Lumineszenz . . . . .	25
1.2.3 Form der Spektrallinien . . . . .	25
<b>2 Probenherstellung und experimentelle Methoden</b>	<b>27</b>
2.1 Aufbau und Strukturierung der untersuchten Halbleiterdiodenstrukturen . . . . .	27
2.2 Die Mikro-Magneto-Lumineszenzspektroskopie . . . . .	31
2.3 Anpassung des Messplatzes an hochfrequente elektrische Signale . . . . .	33
<b>3 Betrieb der Bauelemente bei Anliegen von Wechselfeldern</b>	<b>35</b>
3.1 Der Skin-Effekt . . . . .	36
3.2 Anpassung des Realteils der Impedanz . . . . .	41
3.3 Einfluss der elektrischen Anschlüsse . . . . .	45
<b>4 Ultra-schnelle elektrische Spininjektion in einer Spin-LED</b>	<b>51</b>
4.1 Der verdünnt-magnetische Halbleiter ZnMnSe . . . . .	52
4.1.1 Strukturelle Eigenschaften . . . . .	52

4.1.2	Ausrichtung der Mn-Spins in einem externen Magnetfeld . . . . .	53
4.1.3	Antiferromagnetische Kopplung der Mn-Spins . . . . .	54
4.1.4	Die <i>sp-d</i> -Austauschwechselwirkung . . . . .	56
4.1.5	Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter . . . . .	57
4.2	Die untersuchte Spin-LED-Struktur . . . . .	60
4.2.1	Funktionsweise der Heterostruktur . . . . .	60
4.2.2	Elektrische und optische Eigenschaften . . . . .	61
4.3	Elektrolumineszenz eines Einzelquantenpunktes . . . . .	63
4.4	Elektrische Spininjektion in einen Einzelquantenpunkt unter Gleichspannung	67
4.5	Ultra-schnelle Spininjektion durch Spannungspulse im sub-Nanosekundenbereich . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Ultra-schnelle elektrische Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes über einen Tunnelprozess</b>	<b>79</b>
5.1	Das Konzept zur Kontrolle des Ladungszustandes eines Quantenpunktes . .	80
5.1.1	Das Coulomb-Blockade-Modell . . . . .	81
5.1.2	Tunnelkopplung eines nulldimensionalen Quantenpunktes an ein dreidimensionales Elektronenreservoir . . . . .	84
5.2	Die untersuchte Heterostruktur . . . . .	88
5.3	Elektrische Kontrolle des Ladungszustandes unter Gleichspannung . . . . .	90
5.4	Elektrische Kontrolle des Spinzustandes . . . . .	101
5.5	Ultra-schnelle Ladungs- und Spin-Kontrolle in einem einzelnen Quantenpunkt	110
5.5.1	Ultra-schnelles Laden und Entladen eines einzelnen Quantenpunktes	110
5.5.2	Präparation eines Einzellochzustandes und zeitverzögerte ultraschnelle Elektron-Injektion . . . . .	115
5.5.3	Ultra-schnelle Besetzung des Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron über Ko-Tunnelprozesse . . . . .	118
5.5.4	Elektrische Injektion einzelner Elektronen im sub-Nanosekundenbereich . . . . .	122
<b>Anhang</b>		<b>125</b>
A	Strukturierung mittels fokussierten Ionenstrahlätzens . . . . .	125
B	Berechnung des zeitabhängigen Polarisationsgrades der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter . . . . .	127

- C Eigenschaften der Spin-LED-Struktur bei Anliegen von Wechselspannungen 130
- D Verminderung von Schädigungen der Proben durch elektrostatische Entladung 133

**Literaturverzeichnis** **135**

**Danksagung** **151**



# Einleitung

In einem Rhythmus von zwei Jahren wird durch ein Gremium von Vertretern der fünf größten Halbleiter herstellenden Regionen der Welt – USA, Europa, Korea, Taiwan und Japan – die *International Technology Roadmap for Semiconductors* publiziert, in der die wichtigsten Meilensteine für die zukünftige Entwicklung der Halbleiterindustrie zusammengefasst werden. Seit dem Jahr 2005 wird in jeder einzelnen Herausgabe die Identifikation der vielversprechendsten technologischen Ansätze zur Erlangung elektrisch zugänglicher Speichermedien mit hoher Geschwindigkeit und hoher Informationsdichte als wichtige Herausforderung für die nächsten Jahre identifiziert [itr11].

Einen dieser technologischen Ansätze können Bauelemente basierend auf Quantenpunkten bieten [Yus97, Kro04, Bal04, Mic09]. Quantenpunkte sind in der Regel kleine Materialinseln mit Durchmessern von wenigen Nanometern, die in ein anderes Material eingebettet sein können. Ihre Bezeichnung erhalten sie aufgrund der Tatsache, dass ihre Größe so gering ist, dass in allen drei Raumrichtungen eine Einschränkung der Wellenfunktion eines sich im Quantenpunkt aufhaltenden Elektrons oder Lochs stattfindet und es so zu einer Quantisierung der möglichen besetzbaren Energieniveaus kommt. Da dies an die quantenmechanische Beschreibung der Energieniveaus eines Atoms erinnert, werden Quantenpunkte häufig auch als „künstliche Atome“ bezeichnet [Kas93, Ash96, Gam00]. Quantenpunkte sind nicht ausschließlich auf eine räumliche Beschränkung aufgrund von Materialübergängen beschränkt. Auch Quantenpunkte, die allein durch elektrostatische Potentiale innerhalb eines einzelnen Materialsystems definiert sind, wurden bereits verwirklicht [Kas93, Hei93, Elz04, Sch04, Kop06].

Aufgrund ihrer energetischen Struktur und ihrer technologisch leicht zu realisierenden Einbettung in bekannte Halbleiterstrukturen bieten jedoch insbesondere selbstorganisierte Halbleiterquantenpunkte die Grundlage für eine Vielzahl verschiedener Bauelementkonzepte [Koi00, Pet01, Mar09a, Hei08, Mül08, Now09]. Ein herausragendes Gebiet, in dem zurzeit intensiv geforscht wird, stellt sicherlich die mögliche Nutzung von Quantenpunkten zur Verwirklichung von Einzelphotonenquellen dar [Mic00, Yua02, Fed12], welche zur abhör- und manipulationsgeschützten Datenübertragung genutzt werden könnten.

Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch der Ansatz verfolgt, Bauelemente basierend auf Halbleiterquantenpunkten zu entwickeln, die potentiell dem Zweck der Informationsspeicherung dienen können. Die Roadmap stellt drei Grundanforderungen an ein solches Speichermedium: die elektrische Zugänglichkeit, eine hohe Informationsdichte und eine hohe Geschwindigkeit, mit der ein solches Bauteil betrieben werden kann. Aufgrund ihrer geringen Ausmaße und der Einbettung in Halbleiterstrukturen können Halbleiterquantenpunkte zwei dieser geforderten Bedingungen, nämlich die hohe Dichte und die elektrische Zugänglichkeit, ohne weiteres erfüllen, weshalb sie ideale Kandidaten für die Verwirklichung der gewünschten Bauelemente darstellen. In einem solchen Bauelement liegt die grundlegende Anforderung darin, gezielt einen einzelnen Quantenpunkt für die Informationsspeicherung nutzen zu können.

Als Träger der zu speichernden Information kann ein einzelner Ladungsträger, also entweder ein Elektron oder ein Loch, genutzt werden, das kontrolliert in den Quantenpunkt eingebracht, dort gespeichert und anschließend wieder aus dem Quantenpunkt entfernt wird. Für die gespeicherte Information selbst stehen zwei Alternativen zur Verfügung. Dies ist zum einen die Ladung des im Quantenpunkt vorliegenden Ladungsträgers. Die gespeicherte Information ist in diesem Fall durch Anwesenheit oder Abwesenheit der Ladung gekennzeichnet. Eine weitere Möglichkeit stellt die Ausnutzung des Spins des Ladungsträgers dar. Befindet sich der Ladungsträger in einem magnetischen Feld, so spalten die möglichen besetzbaren Energien in spinabhängige Niveaus auf und es ergeben sich – je nach Quantenzahlkonfiguration des Ladungsträgers – verschiedene mögliche Eigenzustände für seinen Spin. Auf diese Weise können auch die unterschiedlichen Spinkonfigurationen als gespeicherte Information dienen.

### **Spininjektion in Halbleiterquantenpunkte**

Zur Verwirklichung eines Speicherkonzeptes müssen drei grundlegende Vorgänge beherrscht werden: Das Schreiben, die Speicherung und das Auslesen der Information. Soll der Spin eines Elektrons als gespeicherte Information genutzt werden, so ist das Schreiben der Information gleichbedeutend mit der Injektion eines spinpolarisierten Ladungsträgers in den Quantenpunkt. Da eine der Grundanforderungen der Roadmap im elektrischen Zugang besteht, sollte diese auf elektrischem Wege stattfinden. Für die Untersuchung der elektrischen Spininjektion hat es sich in den letzten Jahren bewährt, Licht emittierende Dioden (LED's) zu nutzen [Ohn99]. In diesen auch als Spin-LED's bezeichneten Strukturen

---

erfolgt die Injektion in den Quantenpunkt aus einem Material, das ein Reservoir an spinpolarisierten Elektronen zur Verfügung stellen kann.

Als mögliche Materialien, die ein Reservoir spinpolarisierter Elektronen zur Verfügung stellen können, kommen als naheliegende Variante ferromagnetische Strukturen in Frage. Diese können schon bei geringen magnetischen Feldern hohe Spinpolarisationen aufweisen. Aufgrund ihrer hohen Curie-Temperatur wäre dies sogar bei Raumtemperatur zu erreichen. Innerhalb der ersten Hälfte des letzten Jahrzehnts wurde zunächst intensiv an der Injektion von spinpolarisierten Elektronen aus Ferromagneten in *Quantenfilme* geforscht. Erste Ergebnisse zur Spininjektion aus einem Eisen-Kontakt in InGaAs-Quantenfilme wurden von Zhu et al. demonstriert [Zhu01]. Der erreichte Polarisationsgrad der Elektronen lag hier noch bei ca. 2%.

Die Materialklasse der Ferromagneten besitzt jedoch einen entscheidenden Nachteil. Es kommt zwangsläufig zu einem Fluss der Elektronen über eine Metall-/Halbleiter-Grenzfläche. An dieser Grenzfläche liegt eine Leitfähigkeitsfehlانpassung der beiden Materialklassen vor. Diese Fehlanpassung verursacht grundsätzlich eine Reduktion des Spinpolarisationsgrades der transportierten Elektronen [Sch00]. Ein Weg, diese Problematik zu umgehen, besteht in der Nutzung von Tunnelbarrieren. Daher wurden die Diodenstrukturen einerseits so entworfen, dass am Schottky-Übergang zwischen dem metallischen Ferromagneten und dem anschließenden Halbleiter eine Tunnelbarriere entsteht, durch die die Injektion in den Quantenfilm stattfindet. So wurden Polarisationsgrade durch Injektion aus einer Eisenschicht in einen GaAs-Quantenfilm von ca. 4% bis 30% beobachtet [Han02, Han03, Li,04]. Auf der anderen Seite hat es sich als erfolgreiches Konzept erwiesen, oxidische Tunnelbarrieren wie  $\text{Al}_x\text{O}_y$  zwischen Halbleiter und Ferromagnet einzufügen, wodurch beispielsweise Polarisationsgrade von ca. 9% bei Spininjektion aus einer CoFe-Legierung [Mot02] oder bis zu 40% aus einem Eisenkontakt [Erv04] beobachtet wurden. Insbesondere jedoch die Nutzung von MgO als Tunnelbarriere hat zu einer deutlichen Erhöhung der Spinpolarisation der injizierten Elektronen geführt. So beobachteten Jiang et al. einen Polarisationsgrad von 57% bei Injektion aus CoFe [Jia05].

Die Injektion aus ferromagnetischen Materialien in *Quantenpunkte* durch eine Schottky-Tunnelbarriere wurde zunächst aus einem Eisenkontakt mit einem Spinpolarisationsgrad der injizierten Elektronen von etwa 5% bis 7,5% verwirklicht [Li,05, Its06]. Auch hier stellte sich die Nutzung oxidischer Barrieren als erfolgreiches Konzept zur Erhaltung der Spinpolarisation dar [Lom07]. Durch Einbringung einer MgO-Tunnelbarriere konnte die Injektion spinpolarisierter Elektronen in InGaAs-Quantenfilme [Höv08b, Höv08a] und Quantenpunkt-Ensembles [Lud11, Sol11] aus ferromagnetischen Fe/Tb-Kontakten bereits

in Remanenz und bei Raumtemperatur nachgewiesen werden, wobei Polarisationsgrade von bis zu 4% demonstriert wurden.

Sollen jedoch höhere Polarisationsgrade bis hin zu annähernd 100% erzielt werden, so ist es bis heute unerlässlich, verdünnt-magnetische Halbleiter (DMS<sup>1</sup>) als Spin-Reservoir zu nutzen. In einem solchen Halbleiter sind einige der Gitterplätze durch magnetische Ionen besetzt, häufig dient hierzu das Übergangsmetall Mangan [Fur88]. Aufgrund verschiedener Wechselwirkungen der Leitungsbandelektronen mit den magnetischen Mangan-Ionen sind in diesen Materialien bei Temperaturen im Bereich des flüssigen Heliums Polarisationsgrade von annähernd 100% bei Magnetfeldern von wenigen hundert mT zu erreichen. Da hier das Problem der Leitfähigkeitsfehlانpassung nicht besteht, können Elektronen über die Grenzfläche transportiert werden, ohne dass es zu einem wesentlichen Verlust der Spininformation kommt. Fiederling et al. demonstrierten so die erfolgreiche Injektion spinpolarisierter Elektronen aus dem verdünnt-magnetischen Halbleiter BeMnZnSe [Fie99] in einen intrinsischen GaAs-Quantenfilm mit einer Spininjektionseffizienz von 90%. Bereits kurz darauf wurde mit Hilfe von ZnMnSe als spinausrichtendes Material eine Spininjektion mit einer Effizienz von 100% erreicht [Jon00]. Stroud et al. zeigten, dass die Injektionseffizienz in einer ZnMnSe/AlGaAs-GaAs Spin-LED insbesondere durch die Anzahl an Defekten an der Grenzfläche zwischen II-VI- und III-V-Halbleitern gegeben ist [Str02].

Eine erstmalige Spininjektion aus einem verdünnt-magnetischen Halbleiter in ein Ensemble von InGaAs-Quantenpunkten wurde durch Ghosh et al. demonstriert [Gho01]. Zwar lagen die Polarisationsgrade der Elektronen nach Injektion aus einem GaMnAs-Kontakt noch bei lediglich 18%, diese konnten jedoch durch Löffler et al. unter Nutzung von ZnMnSe übertroffen werden, so dass Polarisationsgrade von mehr als 35% erreicht wurden [Löf06].

Bei der Verwirklichung eines zukünftigen Bauelementes ist zu beachten, dass die höchstmögliche Informationsdichte – wie sie Bestandteil der Forderung der Roadmap ist – erreicht ist, wenn jeweils ein einzelner Quantenpunkt mit einem einzelnen Ladungsträger besetzt werden kann. Für eine mögliche Nutzung solcher Bauelemente muss daher zunächst die Injektion eines einzelnen spinpolarisierten Ladungsträgers in einen einzelnen Quantenpunkt auf elektrischem Wege beherrscht werden. Daher wurden mit dem bewährten Konzept einer Injektion aus einem verdünnt-magnetischen Halbleiter die Untersuchung der Spininjektion in einzelne Quantenpunkte vorangetrieben. Es zeigte sich hier, dass die zuvor am Ensemble beobachteten Polarisationsgrade von wenigen 10% durch die Mittelung über verschiedene Quantenpunkte zustande kam. Bei Einzelquantenpunktuntersuchungen konnten jedoch

---

<sup>1</sup>DMS: Diluted Magnetic Semiconductor

---

Polarisationsgrade von 100% erreicht werden [Löf07, Küm09, Ass11]. Somit ist es also bereits gelungen, Elektronen unter Erhaltung der Spininformation elektrisch in einzelne Quantenpunkte zu injizieren.

Für die Nutzung dieser Strukturen ist es jedoch essentiell, dass die Rechenleistungen möglicher Bauelemente mit den heutigen (bzw. zukünftigen) Geschwindigkeiten anderer Konzepte konkurrieren können, so dass auch die dritte Anforderung der Roadmap erfüllt ist. Dies bedeutet, dass eine Spininjektion im GHz-Bereich oder sogar darüber hinaus verwirklicht werden muss. Hierzu existierten bisher nur rudimentäre Untersuchungen. Truong et al. berichteten erstmalig von einer gepulsten Injektion spinpolarisierter Elektronen aus einem ferromagnetischen CoFeB-Kontakt über eine MgO-Tunnelbarriere in einen Quantenfilm [Tru09]. Bei Anlegen eines Spannungspulses mit abgeschätzten Pulsanstiegszeiten von 100 ps beobachteten sie einen zeitlichen Anstieg des Polarisationsgrades, ließen die Ursache hierfür jedoch ungeklärt. Asshoff et al. demonstrierten die Möglichkeit einer schnellen Injektion spinpolarisierter Elektronen aus ZnMnSe in ein InGaAs-Quantenpunktensemble [Ass09]. Weiterhin zeigten sie, dass dieses Konzept Potential für eine mögliche Nutzung als spinpolarisierte Einzelphotonenquelle birgt [Ass11]. Detaillierte Untersuchungen zur schnellen Injektion einzelner Elektronen in Einzelquantenpunkte existierten jedoch bisher nicht. Daher wird in den Kapiteln 3 und 4 anhand einer auf ZnMnSe und GaAs basierenden Spin-LED vorgestellt, welche Schritte zur Verwirklichung einer Spininjektion in Einzelquantenpunkte im sub-Nanosekundenzeitbereich notwendig sind und wie diese erfolgreich umgesetzt wurden, so dass eine Spininjektion durch Spannungspulse mit Pulsbreiten von nur 600 ps mit Spinpolarisationsgraden von 70% erreicht werden konnte.

### **Spinspeicherung in Halbleiterquantenpunkten**

Die bisherige Darstellung beschränkte sich auf den Prozess des Schreibens einer Information in den Quantenpunkt. Die tatsächliche Speicherung wurde bisher nicht diskutiert. Speichern bedeutet in dem hier vorgeschlagenen Konzept, dass der Ladungsträger unter Beibehaltung seines Spinzustandes innerhalb des Quantenpunktes verbleibt. Das Auslesen der Information kann anschließend dadurch gestaltet werden, dass der Ladungsträger den Quantenpunkt verlässt oder – im Falle von Elektron-Loch-Paaren – mit einem zusätzlich in den Quantenpunkt eingebrachten Ladungsträger rekombiniert und dabei die Information über seinen vorherigen Spinzustand abgibt.

Aufgrund der Rekombination des injizierten Elektrons mit dem ebenfalls in den Quantenpunkt injizierten unpolarisierten Loch ist eine Speicherung der Spininformation bei

Nutzung einer Spin-LED nicht möglich. Vielmehr ist es notwendig, die Injektion von Elektronen und Löchern zu entkoppeln. Dies bedeutet, dass es zunächst ermöglicht werden muss, den Quantenpunkt gezielt mit einer definierten Anzahl an Elektronen oder Löchern zu besetzen und damit seinen Ladungszustand kontrollieren zu können. Hierfür stellten sich die atomähnlichen diskreten Energieniveaus eines Quantenpunktes auf der einen Seite und die Wechselwirkungen von zusätzlich in den Quantenpunkt eingebrachten Ladungsträgern auf der anderen Seite als besonders nützlich heraus.

Nachdem Ashoori et al. erstmals anhand von Kapazitäts-Messungen die über eine angelegte Spannung ermöglichte Besetzung der diskreten Niveaus mit Elektronen nachweisen konnten [Ash93], wurde auch in [Tar96] und [Mil97] auf elektrischem Wege und in [Sch98] anhand von Photolumineszenzmessungen eine Kontrolle des Ladungszustandes in Quantenpunktensembles nachgewiesen. Für diese Kontrolle wurden spezifische Diodenstrukturen entworfen, in denen die Lage der Energieniveaus der Quantenpunkte relativ zum Fermi-Niveau eines angrenzenden Materials über eine extern angelegte Spannung kontrolliert werden konnte. Durch eine dünne Tunnelbarriere konnten so Elektronen zwischen dem angrenzenden Reservoir und dem Quantenpunkt tunneln. Es zeigten sich hierbei charakteristische Energiedifferenzen, die zum Besetzen der Quantenpunkte mit Elektronen überwunden werden mussten und die in den Wechselwirkungen der in die Quantenpunkte eingebrachten Ladungsträger begründet liegen (siehe auch [War98]).

Aufbauend auf diesen Ergebnissen zeigten Warburton et al. eindrucksvoll die gezielte Beladung eines einzelnen Quantenrings mit einer kontrollierten Anzahl von Elektronen über einen solchen Tunnelprozess [War00]. Je nach der am Bauelement anliegenden Spannung veränderte sich die Photolumineszenz des Quantenrings in charakteristischer Weise, so dass hieraus auf die exakte Anzahl der zusätzlich in den Quantenring eingebrachten Elektronen geschlossen werden konnte.

Damit wurde die Basis für eine Vielzahl von Untersuchungen geschaffen, die sowohl auf die Entwicklung von Bauelementen abzielten als auch für grundlegende Forschungen relevant waren. Es eröffnete sich auf der einen Seite die Möglichkeit, ein künstliches Atom elektrisch mit einer definierten Anzahl an Elektronen zu besetzen und so die Wechselwirkungen der verschiedenen Ladungsträger zu untersuchen [Fin01b, Fin01a, Bai01]. Dies beschränkte sich nicht nur auf die in dieser Arbeit untersuchten InGaAs-Quantenpunkte, sondern wurde zum Beispiel auch für CdSe-Quantenpunkte in einer ZnSe-Matrix [Seu03] oder auch für CdTe-Quantenpunkte [Leg06] nachgewiesen. Ebenso konnten auch Einblicke in die Tunnelkopplung des nulldimensionalen Quantenpunktes an ein dreidimensionales Elektronenreservoir gewonnen werden [Oul02, Vil05, Sei05, Dal06, Dre08, Mar09b]. So wurden

---

zum Beispiel neuartige Spin-Umklapp-Mechanismen durch einen Tunnelaustausch mit dem Reservoir beobachtet [Smi05] oder bei besonders stark ausgeprägter Tunnelkopplung Mahan-Exzitonenkomplexe zwischen Löchern im Quantenpunkt und Elektronen im Fermi-See des angrenzenden Kontaktes nachgewiesen [Kle10].

Schnell entwickelte sich jedoch auch die Idee, Einzelquantenpunktbauelemente als Speichermedien in Betracht zu ziehen. Marent et al. zeigten außergewöhnlich lange Speicherzeiten eines Lochs in einem quantenpunktbasierten Speicherbauteil [Mar07]. In Abhängigkeit von der Materialzusammensetzung der Quantenpunkte extrapolierten sie so eine Speicherzeit von über einer Million Jahren für das in den Quantenpunkt eingebrachte Loch. Als gespeicherte Information kann neben der Ladung aber auch der Spin des Ladungsträgers genutzt werden, für den bei Elektronen in InGaAs-Quantenpunkten bereits Lebensdauern von mehreren Millisekunden beobachtet wurden [Kro04]. Ghali et al. zeigten so zum Beispiel die gezielte elektrische Besetzung eines einzelnen Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron, die durch die Tunnelkopplung des Quantenpunktes an einen ZnMnSe-Kontakt realisiert wurde [Gha08].

Das Schreiben und Auslesen der gespeicherten Information kann bei Kopplung eines Quantenpunktes an ein Ladungsträgerreservoir durch eine geschickte Abfolge von Spannungspulsen erfolgen. So demonstrierten Heiss et al. sehr lange Spinrelaxationszeiten für ein im Einzelquantenpunkt gespeichertes Loch [Hei07], das durch geeignete Wahl der Spannungsfolge zunächst optisch im Quantenpunkt kreiert wurde und dessen Spininformation anschließend elektrisch durch Rekombination mit einem injizierten Elektron ausgelesen werden konnte. Ein gesamtes Konzept zum Auslesen eines im Quantenpunkt gespeicherten Elektrons wurde bereits in [Hei08] vorgestellt.

Da die gezeigten Bauelementkonzepte ein hohes Potential für das Schreiben, die Speicherung und das Auslesen der Ladungs- und Spinzustände besitzen, besteht der nächste notwendige Schritt darin, die zum Schreiben und Auslesen benötigten Zeiten so weit wie möglich zu verkürzen, um auch hier mit anderen Speichermedien konkurrieren zu können. Erste Ansätze dazu, bei denen eine Kontrolle der geschriebenen Information im niedrigen Nanosekundenbereich verwirklicht wurde, wurden von Geller et al. vorgestellt. Anhand von Kapazitätsmessungen an einem Quantenpunktensemble wiesen sie Schreibzeiten von ca. 15 ns für GaSb-Quantenpunkte bis hinab zu 6 ns für InGaAs-Quantenpunkte nach [Gel08]. Insbesondere zeigte jedoch die Arbeit von McFarlane et al., dass ein Zugang zur Kontrolle der Quantenpunktbesetzung im GHz-Bereich möglich scheint [McF09]. Durch eine speziell für die Hochfrequenzanpassung vorgenommene Strukturierung der untersuchten Proben, wurde es möglich, Spannungspulse mit wenigen hundert ps Anstiegszeiten an die Proben

anzulegen. Die Anstiegszeiten der Spannung an der Probe selbst lagen dabei im Bereich von 1,6 ns. Mit Hilfe dieser Spannungspulse war es möglich, unter Ausnutzung der Tunnelkopplung eines einzelnen Quantenpunktes an ein Elektronenreservoir im Quantenpunkt gespeicherte dunkle Exzitonen in helle Exzitonen umzuwandeln und somit durch ihre strahlende Rekombination auszulesen.

Eine vollständige Kontrolle des Ladungszustandes eines Quantenpunktes sowie des Spinzustandes der gespeicherten Ladungsträger bis in den technisch relevanten sub-Nanosekundenbereich ist jedoch bisher nicht erfolgreich verwirklicht worden. In Kapitel 5 wird daher vorgestellt, welche Schritte notwendig sind, um sowohl Ladungs- als auch Spinzustand im Quantenpunkt bis in den Zeitbereich von wenigen hundert Pikosekunden kontrollieren zu können. Es wird gezeigt, dass die Rekombination eines in einem einzelnen Quantenpunkt gespeicherten Lochs mit einem injizierten Elektron durch Spannungspulse mit Breiten von weniger als 300 ps ausgelöst werden kann.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert.

- In Kapitel 1 werden zunächst einige Grundlagen der in dieser Arbeit untersuchten InGaAs-Quantenpunkte vorgestellt. Im Fokus stehen die besonderen elektronischen Eigenschaften der untersuchten selbstorganisierten InGaAs-Quantenpunkte. Anhand eines Modells werden die erwarteten quantisierten Energieniveaus und anschließend die Wechselwirkungen der Ladungsträger, die diese Energieniveaus besetzen, eingeführt. Im Anschluss wird auf die daraus resultierenden optischen Eigenschaften eingegangen, die für die Untersuchung mit Hilfe der Lumineszenzspektroskopie von Bedeutung sind.
- Kapitel 2 beschäftigt sich mit den experimentellen Methoden dieser Arbeit. Zunächst werden der Aufbau und die vorgenommene Strukturierung der untersuchten Proben diskutiert. Im Anschluss daran wird die genutzte optische Messtechnik der Lumineszenzspektroskopie vorgestellt, die eine hoch örtlich und zeitlich aufgelöste Untersuchung der Quantenpunktstrukturen ermöglichte.
- Kapitel 3 geht im Detail auf die vorgenommene Anpassung sowohl der Proben selbst als auch der elektrischen Anschlüsse an die genutzten Spannungspulse ein. Es stellte sich als erfolgreiches Konzept heraus, die elektrisch kontaktierte Probenoberfläche mittels fokussierten Ionenstrahlätzens zu verringern, so dass nach vorgenommener

---

Anpassung der Anschlüsse Spannungspulse mit wenigen hundert Pikosekunden an die untersuchten Proben angelegt werden konnten.

- Kapitel 4 demonstriert die ultra-schnelle Spininjektion aus dem verdünnt-magnetischen Halbleiter ZnMnSe in einen einzelnen Quantenpunkt in einer Spin-LED-Struktur. Zunächst werden grundlegenden Eigenschaften dieser besonderen Materialklasse eingeführt, woraufhin die erfolgte Spininjektion unter Gleichspannungsbedingungen nachgewiesen wird. Durch Anlegen von sehr kurzen Spannungspulsen wird gezeigt, dass eine Spininjektion mit Polarisationsgraden von bis zu 70% schon bei Spannungspulsbreiten von wenigen hundert ps erfolgreich durchgeführt werden kann.
- In Kapitel 5 wird das Konzept des kontrollierten Beladens eines einzelnen Quantenpunktes durch eine dünne Tunnelbarriere aufgegriffen. Dadurch wird die Besetzung des Quantenpunktes mit einer gewünschten Anzahl von Elektronen ermöglicht, die anhand von Photolumineszenzmessungen nachgewiesen wird. Es wird demonstriert, dass unter Ausnutzung von Ko-Tunnelprozessen in Abwesenheit eines spinpolarisierten Elektronenreservoirs dennoch eine Besetzung des Quantenpunktes mit spinpolarisierten Elektronen erfolgen kann. Die Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes im Nanosekunden- und sub-Nanosekundenzeitbereich wird im Anschluss vorgestellt. Abschließend wird aufgezeigt, welches Potential dieses Konzept für zukünftige Bauelemente besitzt. Die Kontrolle des Ladungszustandes wird bereits durch Spannungspulse mit Pulsbreiten von weniger als 300 ps ermöglicht.



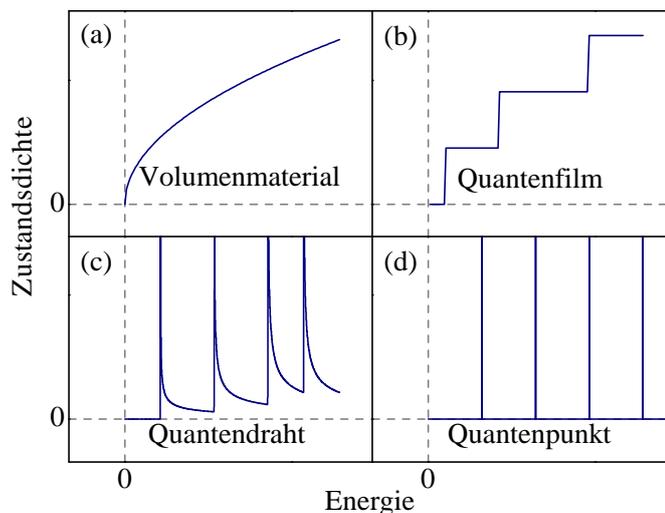
# 1 Elektronische und optische Eigenschaften selbstorganisierter InGaAs Quantenpunkte

Im Zentrum der vorliegenden Arbeit stehen Untersuchungen zur ultra-schnellen Spinkontrolle in selbstorganisierten InGaAs Quantenpunkten mittels hoch orts- und zeitaufgelöster optischer Spektroskopie. Quantenpunkte sind durch eine Einschränkung ihrer Größe in allen drei Raumrichtungen ausgezeichnet. Aus dieser „Nulldimensionalität“ ergeben sich besondere optische und elektronische Eigenschaften, die in den folgenden Kapiteln von entscheidender Bedeutung sind.

Eine der deutlichsten Veränderungen betrifft hier sicherlich die energetische Zustandsdichte, also die Anzahl möglicher besetzbarer Energiezustände pro Volumen und pro Energieintervall. Diese ist in Abbildung 1.1 in schematischen Grundzügen in Abhängigkeit von der Energie  $E$  dargestellt.

Während in einem dreidimensionalen Kristall die Bewegung der Elektronen in allen Raumrichtungen frei ist und sich eine wurzelförmige Zustandsdichte ergibt (Abb. 1.1(a)), so geht diese bereits bei Einschränkung in nur einer Dimension in ein stufenförmiges und anschließend im eindimensionalen Fall in ein divergentes Verhalten gemäß  $1/\sqrt{E - E_i}$  mit diskreten Werten  $E_i$  über. Besonders interessant wird der Fall der nulldimensionalen Zustandsdichte. Für diese ergibt sich eine Diracsche Delta-Funktion, so dass sich diskrete Energieniveaus ausbilden (Abb. 1.1(d)). Eben diese Eigenschaft ist es, die die Grundlage aller in dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen bildet, da die Ausbildung diskreter Energieniveaus ausgenutzt werden kann, um den Quantenpunkt gezielt mit einer definierten Anzahl an Elektronen in einem gewünschten Energieniveau zu besetzen.

Inhalt dieses Kapitels ist die Einführung der energetischen Struktur epitaktisch gewachsener Quantenpunkte. Zunächst steht die Ausbildung der diskreten Energieniveaus im Vordergrund, die mit einzelnen Ladungsträgern besetzt werden können. Anschließend wird aufgezeigt, welche Wechselwirkungen auftreten können, sobald mehrere Energieniveaus



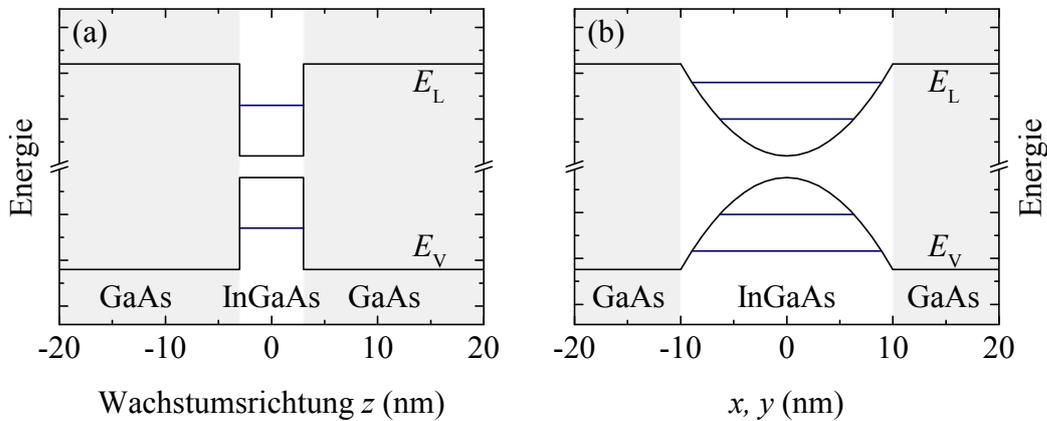
**Abbildung 1.1:** Energetische Zustandsdichte für (a) dreidimensionale, (b) zweidimensionale, (c) eindimensionale und (d) nulldimensionale Strukturen. Durch die räumliche Einschränkung findet ein Übergang zwischen kontinuierlicher Zustandsdichte bis hin zu diskreten Energieniveaus in Quantenpunktstrukturen statt.

mit Ladungsträgern besetzt sind. Zum Abschluss wird auf die daraus resultierenden optischen Eigenschaften eines Quantenpunktes eingegangen, der mit einer definierten Anzahl von Ladungsträgern besetzt ist. Ähnliche Darstellungen, insbesondere zur energetischen Struktur, sind unter anderem in [Sch02, Rus06, Mar11] zu finden.

## 1.1 Elektronische Eigenschaften

Durch Bandlückenunterschiede des Materials eines epitaktisch gewachsenen Halbleiterquantenpunktes und des umgebenden Wirtsmaterials kommt es bei entsprechendem Design der Halbleiterstruktur zur Ausbildung einschränkender Potentiale für Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband. Zur Erklärung der daraus resultierenden energetischen Eigenschaften eines solchen Quantenpunktes existieren verschiedene Modelle. So seien beispielsweise einerseits die Arbeiten der Gruppe um Dieter Bimberg erwähnt, in denen von einer pyramidalen Struktur des Quantenpunktes [Gru95] ausgegangen und die elektronische Struktur mittels 8-Band  $k \cdot p$ -Theorie berechnet wird (siehe z. B.: [Sti99]). Ebenso existieren Modelle, insbesondere durch die Arbeiten von Alex Zunger, in denen ein atomistischer Ansatz gewählt wird und die elektronische Struktur mit Hilfe von Pseudopotentialen beschrieben wird (siehe z. B. [Fra97, Wan99, Wil00]).

Als ein sehr einfaches Konzept stellt es sich andererseits heraus, die Energieniveaus im Quantenpunktpotential mit Hilfe eines Teilchens in einem einfachen Potentialtopf darzustellen. Hierzu hat sich das auch für diese Arbeit genutzte Modell des quantenmechanischen zweidimensionalen harmonischen Oszillators bewährt. In theoretischen Arbeiten konnte gezeigt werden, dass dieses Modell eine ausgezeichnete Näherung darstellt. Hier seien besonders die Publikationen von Wojs et al. [Woj96, Woj97] und Pfannkuche et al. [Pfa93] hervorgehoben. Warburton et al. lieferten eine besonders hilfreiche Übersicht über die angestellten Überlegungen und ein einfaches Modell zur Beschreibung experimenteller Ergebnisse [War98].



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung des Verlaufs der Leitungs- und Valenzbandkante  $E_L$  und  $E_V$  für einen InGaAs Quantenpunkt eingebettet in GaAs, wie in [Mar11] gezeigt. (a) in Wachstumsrichtung der Heterostruktur, (b) in der lateralen  $x-y$ -Ebene. Die energetischen Abstände sind nicht exakt wiedergegeben, sondern dienen lediglich der schematischen Darstellung. Der Nullpunkt der Ortsachsen wurde in den Mittelpunkt des Quantenpunktes gelegt.

In dieser Arbeit werden selbstorganisierte InGaAs Quantenpunkte untersucht, die in eine Halbleiterheterostruktur eingebettet sind. Typische Abmessungen solcher Quantenpunkte liegen im Bereich von ca. 3 bis 8 nm in Wachstumsrichtung der Heterostruktur ( $z$ -Richtung) und ca. 20 bis 30 nm in lateraler Richtung ( $x-y$ -Ebene) [War98, Luy99, Off05, Sei05, Smi05, Blo09]. Dadurch liegt die Quantisierungsenergie in  $z$ -Richtung etwa eine Größenordnung über derjenigen in der  $x-y$ -Ebene. Im hier genutzten Modell wird daher davon ausgegangen, dass in  $z$ -Richtung nur der Grundzustand besetzt ist. Zur Vereinfachung wird hier daher ein kastenförmiges Potential angenommen. Zur Berechnung der weiteren möglichen Quantisierungsenergien ist es dann ausreichend, nur die einschränkenden Potentiale in der  $x-y$ -Ebene zu berücksichtigen. In erster Näherung werden diese als parabelförmig angenommen.

Dies ist schematisch in Abbildung 1.2 dargestellt. Zusätzliche Einflüsse, wie Verspannungen des Halbleitermaterials oder die exakte Geometrie und Materialzusammensetzung der einzelnen Quantenpunkte, werden vernachlässigt. Eine Wechselwirkung verschiedener Quantenpunkte untereinander wird ebenso nicht berücksichtigt. Diese Annahmen haben sich bereits für die Erklärung vielfältiger experimenteller Ergebnisse bewährt (z. B. in [Dre94, Fri96, War98, Sei05]).

### 1.1.1 Der quantenmechanische zweidimensionale harmonische Oszillator

Die folgende Beschreibung richtet sich nach den Darstellungen, wie sie in den üblichen Lehrbüchern der Quantenmechanik zu finden sind (siehe z. B. [Sch07, Nol09]). Den Ausgangspunkt zur Lösung des Problems eines Teilchens im zweidimensionalen harmonischen Oszillatorpotential stellt der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2) \quad (1.1)$$

dar, mit  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$  als Impulsoperator,  $m$  als Teilchenmasse,  $\omega$  als Kreisfrequenz und  $x$  bzw.  $y$  als kartesische Koordinaten.

Da dieser Operator folgendermaßen als Summe der einzelnen Operatoren geschrieben werden kann

$$\hat{H} = \sum_i \left( \frac{\hat{p}_i^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x_i^2 \right), \quad (1.2)$$

mit  $\hat{p}_i = \hat{p}_x, \hat{p}_y$  als Komponenten des Impulsoperators und  $x_i = x, y$ , kann die Lösung der daraus resultierenden zeitunabhängigen Schrödingergleichung

$$\hat{H}\psi_n = E_n\psi_n, \quad (1.3)$$

wobei  $\psi_n$  die zugehörigen Wellenfunktionen und  $E_n$  die entsprechenden Energieeigenwerte darstellen, anhand des eindimensionalen Problems

$$\left( \frac{\hat{p}_i^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 x_i^2 \right) \psi_{n,i} = E_n \psi_{n,i} \quad (1.4)$$

gefunden werden. Dieses liefert die Energieeigenwerte

$$E_n = \hbar\omega \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (1.5)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $\hbar$  und der Quantenzahl  $n$ , sowie die Wellenfunktionen

$$\psi_n(x_i) = \left( \frac{m\omega}{\pi\hbar} \right)^{\frac{1}{4}} (n! \cdot 2^n)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega}{\hbar} x_i^2\right) H_n\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x_i\right), \quad (1.6)$$

mit den Hermiteschen Polynomen

$$H_n(x) = \exp\left(\frac{x^2}{2}\right) \left(x - \frac{d}{dx}\right)^n \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right). \quad (1.7)$$

Die Energieeigenwerte des zweidimensionalen harmonischen Oszillators lauten dementsprechend

$$E_n = \hbar\omega (n_x + n_y + 1), \quad (1.8)$$

mit den Quantenzahlen  $n_x$  und  $n_y$ . Führt man hier die Quantenzahl  $n = n_x + n_y$  ein, so ist zu berücksichtigen, dass eine  $(n + 1)$ -fache Entartung der Energieniveaus vorliegt. Die Energieeigenwerte des zweidimensionalen harmonischen Oszillators lassen sich damit als

$$E_n = \hbar\omega (n + 1) \quad (1.9)$$

darstellen. Es ist ersichtlich, dass sich nur Vielfache der Grundzustandsenergie  $\hbar\omega$  einstellen.

In Analogie zur Klassifizierung der Energieniveaus eines Atoms werden die zwei niedrigsten Energieniveaus mit  $n = 0$  und  $n = 1$  im Folgenden als  $s$ - und  $p$ -Niveaus bezeichnet<sup>1</sup>.

Ebenso werden auch die Wellenfunktionen  $n = 0$  und  $n = 1$  als  $\psi_s$  und  $\psi_p$  bezeichnet. Diese ergeben sich als Produkt der Lösungen des eindimensionalen Falles. Für  $\psi_s$  ergibt sich nach Gleichungen 1.6 und 1.7 entsprechend:

$$\psi_s(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}l_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2l_0^2}\right), \quad (1.10)$$

<sup>1</sup>Höher energetische Niveaus werden im Rahmen dieser Arbeit nicht diskutiert. Ihre Bezeichnung verliefte weiterhin analog zu der üblichen Benennung atomarer Energieniveaus.

wobei zur Vereinfachung  $r^2 = x^2 + y^2$  sowie die effektive Länge

$$l_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \quad (1.11)$$

eingeführt wurden.

### 1.1.2 Einteilchenenergien in Anwesenheit eines magnetischen Feldes

Befindet sich das betrachtete Teilchen zusätzlich in einem magnetischen Feld mit der Flussdichte  $\vec{B}$ , so verändert sich der in Gleichung 1.1 angeführte Hamilton-Operator. Es muss nun zusätzlich das magnetische Feld anhand des Vektorpotentials  $\vec{A}$  mit  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$  berücksichtigt werden, so dass gilt:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left( \hat{\vec{p}} - q\vec{A} \right)^2 + \frac{1}{2}m\omega^2 (x^2 + y^2), \quad (1.12)$$

mit der Ladung des Teilchens  $q$ . Wird, wie in den späteren Experimenten, mit  $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$  die Magnetfeldachse in  $z$ -Richtung gewählt, so lässt sich das Vektorpotential schreiben als  $\vec{A} = \frac{1}{2}(-yB, xB, 0)$ . Damit ergibt sich der Hamilton-Operator zu

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \frac{1}{2m} \left( \begin{matrix} \hat{p}_x + \frac{1}{2}qyB \\ \hat{p}_y - \frac{1}{2}qxB \end{matrix} \right)^2 + \frac{1}{2}m\omega^2 (x^2 + y^2) \\ &= \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 (x^2 + y^2) - \frac{qB}{2m} (x\hat{p}_y - y\hat{p}_x) + \frac{q^2 B^2}{8m} (x^2 + y^2) \\ &= \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega'^2 (x^2 + y^2) + \frac{1}{2}\omega_c \hat{L}_z, \end{aligned} \quad (1.13)$$

wobei die Definitionen  $\omega' = \sqrt{\omega^2 + \omega_c^2/4}$  und  $\omega_c = -qB/m$  eingeführt wurden.  $\hat{L}_z = x\hat{p}_y - y\hat{p}_x$  gibt die  $z$ -Komponente des Drehimpulsoperators an. Hier ist ersichtlich, dass die Lösung der zugehörigen Schrödinger-Gleichung nicht wie zuvor über eine einfache

Separation der Variablen gefunden werden kann. Es ergeben sich vielmehr die folgenden als Fock-Darwin-Niveaus [Foc28, Dar31] bekannten Energieeigenwerte:<sup>1</sup>

$$E_{n,m_l} = \hbar\omega' (n + 1) + \frac{1}{2}m_l\hbar\omega_c, \quad (1.14)$$

mit der magnetischen Drehimpulsquantenzahl  $m_l = -n, -n+2 \dots n-2, n$ . Es wird ersichtlich, dass in Anwesenheit eines magnetischen Feldes die zuvor angesprochene  $(n + 1)$ -fache Entartung der Energieniveaus aufgehoben wird.

Für die  $s$ - und  $p$ -Niveaus ergeben sich damit die folgenden Energien:

$$E_s = \hbar\omega' \quad (1.15)$$

$$E_{p-} = 2\hbar\omega' - \frac{1}{2}\hbar\omega_c \quad (1.16)$$

$$E_{p+} = 2\hbar\omega' + \frac{1}{2}\hbar\omega_c. \quad (1.17)$$

Bei der bisherigen Diskussion ist der Spin des Teilchens mit dem zugehörigen Spin-Operator  $\hat{S}$  mit der Spinquantenzahl  $s$  und der magnetischen Spinquantenzahl  $m_s$  unberücksichtigt geblieben. Über den Spin koppelt das Teilchen ebenso an das magnetische Feld an wie zuvor über den Bahndrehimpuls mit dem Operator  $\hat{L}$ . Betrachtet man nun im Folgenden Elektronen mit den beiden möglichen magnetischen Spinquantenzahlen  $m_s = -\frac{1}{2}$  oder  $m_s = +\frac{1}{2}$  bedeutet dies, dass eine zusätzliche Entartung der Energieniveaus in insgesamt  $2(n + 1)$  mögliche Niveaus stattfindet.

Die Fock-Darwin-Energieniveaus spalten dadurch in einem magnetischen Feld in die als Zeeman-Niveaus bezeichneten Energieniveaus

$$E_{n,m_s} = E_n + m_s g_e \mu_B B \quad (1.18)$$

auf, wobei  $g_e$  den Landéschen  $g$ -Faktor des Elektrons und  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ , mit der Elementarladung  $e$  und der Elektronenmasse  $m_e$ , das Bohrsche Magneton darstellen. Die Differenz

<sup>1</sup>In der Literatur ist häufig eine Darstellung der Form  $E_{n',m'_l} = \hbar\omega' (2n' + |m'_l| + 1) + \frac{1}{2}m'_l\hbar\omega_c$ , mit  $m'_l = -n', -n' + 1 \dots n' - 1, n'$  zu finden. Es kann jedoch gezeigt werden, dass diese Lösung analog zu der gezeigten Darstellung ist. Die hier bevorzugte Darstellung besitzt den Vorteil, dass die geläufige Einteilung in  $s$ - und  $p$ -Niveaus etc. anhand der Quantenzahl  $n$  ermöglicht wird.

dieser beiden Energieniveaus  $E_{n,-\frac{1}{2}} = E_n - \frac{1}{2}g_e\mu_B B$  und  $E_{n,+\frac{1}{2}} = E_n + \frac{1}{2}g_e\mu_B B$  wird im folgenden Verlauf dieser Arbeit als Zeeman-Aufspaltung

$$\Delta E_Z = g_e\mu_B B \quad (1.19)$$

bezeichnet.

### 1.1.3 Vielteilchenenergien und Wechselwirkungen

Die im vorigen Kapitel berechneten Energieeigenwerte sind nur bei Besetzung des Quantenpunktes mit einem einzelnen Teilchen korrekt. Wird der Quantenpunkt jedoch mit mehreren wechselwirkenden Teilchen besetzt, so sind ebenso die auftretenden Wechselwirkungsenergien zu berücksichtigen. In den hier untersuchten InGaAs Quantenpunkten bestehen diese Wechselwirkungen sowohl in den Coulomb- und Austauschwechselwirkungen der Elektronen untereinander sowie von Elektronen mit ebenfalls im Quantenpunkt lokalisierten Löchern. Auf die Wechselwirkungen mehrerer Löcher untereinander soll in diesem Kapitel nicht eingegangen werden, da diese keine weitere Anwendung in den durchgeführten Untersuchungen finden.

Durch die Wechselwirkungen der Ladungsträger wird eine korrekte Berechnung der möglichen Wellenfunktionen und Energieeigenwerte wesentlich komplexer. Zur weiteren Beschreibung wird daher die vereinfachende Annahme getroffen, dass die Coulomb-Energien aufgrund der Abstoßung bzw. Anziehung verschiedener Ladungsträger, die im selben Quantenpunkt lokalisiert sind, geringer sind als die durch die räumliche Einschränkung erhaltenen Quantisierungsenergien, so dass die Wechselwirkungen lediglich als Störungen der Einteilchenenergien angesehen werden können [War98].

Mit Hilfe der Fock-Darwin-Einteilchenwellenfunktionen lassen sich nun die Coulomb-Wechselwirkungen berechnen. Die Coulomb-Abstoßung zweier Elektronen in den Zuständen  $\psi_i^e$  und  $\psi_j^e$  und an den Orten  $\vec{r}_{e1}$  und  $\vec{r}_{e2}$  ergibt sich mit der Permittivität des Vakuums  $\varepsilon_0$  und der relativen Permittivität  $\varepsilon_r$  zu:

$$E_{ij}^c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \int \int \frac{|\psi_i^e(\vec{r}_{e1})|^2 |\psi_j^e(\vec{r}_{e2})|^2}{|\vec{r}_{e1} - \vec{r}_{e2}|^2} d\vec{r}_{e1} d\vec{r}_{e2}, \quad (1.20)$$

die Austauschwechselwirkung zu:

$$E_{ij}^x = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \int \int \frac{\psi_i^{e*}(\vec{r}_{e1}) \psi_j^{e*}(\vec{r}_{e2}) \psi_i^e(\vec{r}_{e2}) \psi_j^e(\vec{r}_{e1})}{|\vec{r}_{e1} - \vec{r}_{e2}|^2} d\vec{r}_{e1} d\vec{r}_{e2}, \quad (1.21)$$

wobei  $\psi^{e*}$  die konjugiert komplexe Wellenfunktion darstellt. Die Wechselwirkung eines Elektrons im Zustand  $\psi_i^e$  mit einem Loch im Zustand  $\psi_j^h$  lässt sich mittels

$$E_{ij}^{eh} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \int \int \frac{|\psi_i^e(\vec{r}_e)|^2 |\psi_j^h(\vec{r}_h)|^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_h|^2} d\vec{r}_e d\vec{r}_h \quad (1.22)$$

berechnen.

Für die Coulomb-Abstoßung zweier Elektronen im  $s$ -Zustand resultiert daraus

$$E_{ss}^c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{l_e} = k \cdot \frac{1}{l_e}, \quad (1.23)$$

wobei  $l_e = \sqrt{\frac{\hbar}{m_e\omega_e}}$  die effektive Länge für das Elektron mit Masse  $m_e$  und Kreisfrequenz  $\omega_e$  und im Folgenden  $l_h = \sqrt{\frac{\hbar}{m_h\omega_h}}$  mit der Lochmasse  $m_h$  und zugehöriger Kreisfrequenz  $\omega_h$  die effektive Länge des Lochs angeben.

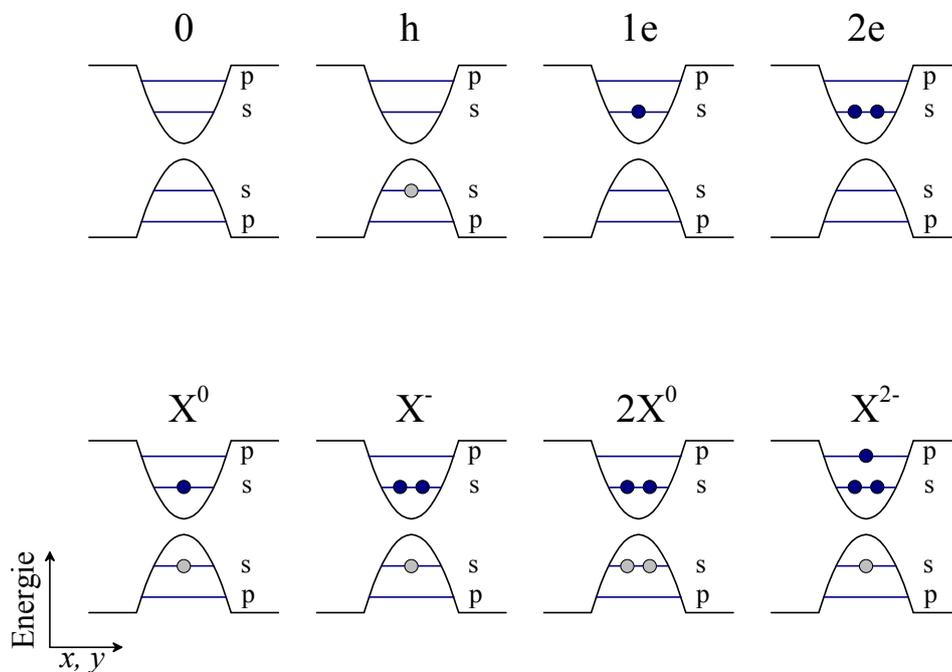
Sämtliche weiteren Energieterme lassen sich nun als Vielfaches der Konstanten  $k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$  berechnen. Die dazu notwendigen Faktoren sind für die hier betrachteten Energiezustände in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

$\psi_i \leftrightarrow \psi_j$	$E_{ij}^c$	$E_{ij}^x$	$\psi_i^e(\vec{r}_e) \leftrightarrow \psi_j^h(\vec{r}_h)$	$E_{ij}^{eh}$
$s \leftrightarrow s$	$\frac{1}{l_e}$	0	$s \leftrightarrow s$	$\frac{1}{\sqrt{l_e^2 + l_h^2}}$
$s \leftrightarrow p_+$	$\frac{3}{4l_e}$	$\frac{1}{4l_e}$	$s \leftrightarrow p_+$	$\frac{1}{2} \frac{2l_e^2 + l_h^2}{(l_e^2 + l_h^2)^{\frac{3}{2}}}$
$p_+ \leftrightarrow p_-$	$\frac{11}{16l_e}$	$\frac{3}{16l_e}$	$p_+ \leftrightarrow p_-$	$\frac{1}{4} \frac{2l_e^4 + 7l_e^2 l_h^2 + 2l_h^4}{(l_e^2 + l_h^2)^{\frac{5}{2}}}$

**Tabelle 1.1:** Faktoren zur Berechnung der Coulomb-Energien  $E_{ij}^c$  und Austauschenergien  $E_{ij}^x$  zwischen zwei Elektronen, sowie der Coulomb-Energien  $E_{ij}^{eh}$  zwischen Elektronen und Löchern für die angegebenen Zustände nach [War98]. Die Energien ergeben sich durch Multiplikation mit dem Faktor  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ .

### 1.1.4 Bezeichnungen der Vielteilchenkonfigurationen im Quantenpunkt

Die Energieniveaus im Quantenpunktpotential können gemäß dem Pauli-Prinzip mit Elektronen oder entsprechend mit Löchern mit unterschiedlichen Quantenzahlen besetzt werden. Dadurch ist eine Vielzahl an Besetzungskonfigurationen möglich. Im Folgenden sollen dafür die Bezeichnungen, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit genutzt werden, eingeführt werden. Dies beschränkt sich auf die Besetzungskonfigurationen, die auch in den anschließenden Kapiteln beobachtet werden. Diese sind in Abbildung 1.3 mit den üblichen Bezeichnungen schematisch dargestellt.



**Abbildung 1.3:** Nomenklatur einiger ausgewählter Besetzungszustände im Quantenpunkt. Gezeigt sind schematisch die Leitungs- und Valenzbandkanten und die aus dem Potentialtopf resultierenden quantisierten Energieniveaus. Elektronen sind durch blau, Löcher durch grau gefüllte Kreise dargestellt.

Gezeigt ist der angenommene parabolische Potentialtopf des Quantenpunktes mit den jeweiligen  $s$ - und  $p$ -Energieniveaus für Elektronen und Löcher.

Im oberen Teil der Abbildung sind die Besetzungskonfigurationen dargestellt, die nicht zu einer strahlenden Rekombination führen können. Der Quantenpunkt ist entweder leer

(0), mit einem einzelnen Loch (h), einem einzelnen Elektron (1e) oder zwei Elektronen mit unterschiedlicher magnetischer Spinquantenzahl im  $s$ -Niveau besetzt.

Im unteren Teil sind diejenigen Zustände dargestellt, die zu einer detektierbaren Lumineszenz beitragen (vgl. Kapitel 1.2). Gezeigt sind die Fälle der Besetzung mit einem Elektron und einem Loch ( $X^0$ ), zwei Elektronen und einem Loch ( $X^-$ ), zwei Elektronen und zwei Löchern ( $2X^0$ ) und drei Elektronen und einem Loch ( $X^{2-}$ ). Die hier gewählten Bezeichnungen richten sich nach der Beschreibung eines Elektron-Loch-Paares als das elektrisch neutrale Quasiteilchen Exziton. Als Exziton wird üblicherweise ein Elektron-Loch-Paar bezeichnet, das aufgrund der Coulomb-Anziehung einen gebundenen Zustand eingeht und sich frei durch den Festkörper bewegen kann. Die hier betrachteten Elektron-Loch-Paare sind im Quantenpunkt lokalisiert. Dennoch hat sich in der Literatur die Bezeichnung Exziton etabliert und soll auch im Rahmen dieser Arbeit genutzt werden. Zwei Elektron-Loch-Paare im Quantenpunkt ( $2X^0$ ) werden analog als Biexziton bezeichnet. Für das geladene Exziton  $X^-$  wird wahlweise auch die Bezeichnung Trion genutzt.

Wird der Quantenpunkt sukzessive weiter mit Elektronen und Löchern aufgefüllt, so ergibt sich eine Vielzahl weiterer Besetzungskonfigurationen. Von weit höheren Besetzungskonfigurationen wird z. B. in [Sch96, Fri96, Bay00] berichtet. Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich jedoch auf die oben aufgeführten Konfigurationen.

## 1.2 Optische Eigenschaften

Teile der zuvor dargestellten Besetzungskonfigurationen lassen sich über das bei der Rekombination eines Elektrons im Leitungsband mit einem Loch im Valenzband emittierte Licht analysieren. In diesem Kapitel soll daher gezeigt werden, welche optischen Übergänge zwischen den zuvor dargestellten Energieniveaus zu erwarten sind und welche Informationen sich aus der resultierenden Lumineszenz über die Spinpolarisation der Elektronen vor der stattfindenden Rekombination gewinnen lassen.

### 1.2.1 Optische Übergänge im Quantenpunkt

Zur Bestimmung der möglichen optischen Übergänge ist es erforderlich, die Quantenzahlen der Ladungsträger in den beteiligten Energieniveaus zu betrachten. Hier sind insbesondere die Quantenzahlen  $l$  und  $m_l$  des Drehimpulsoperators  $\hat{L}$ ,  $s$  und  $m_s$  des Spinoperators  $\hat{S}$  sowie  $j$  und  $m_j$  des Gesamtdrehimpulsoperators  $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$  entscheidend.

An der direkten Bandlücke von InAs am  $\Gamma$ -Punkt liegen die Maxima des Schwerlochbandes ( $hh^1$ ), des Leichtlochbandes ( $lh^2$ ) und des Split-Off-Bandes (so). Ebenso liegt dort das Minimum des Leitungsbandes (LB). Die Quantenzahlen für Elektronen in den entsprechenden Bändern sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst. Mit Hilfe dieser Quantenzahlen ist es nun möglich, die zugelassenen Übergänge zu bestimmen. Im Folgenden wird die Betrachtung auf die Emission eines Photons beschränkt, da dies die Grundlage der in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen bildet. An den optischen Übergängen unter Emission eines Photons sind im InGaAs Quantenpunkt jedoch nur Ladungsträger im Leitungsband und im Schwerlochband beteiligt. Das Leichtlochband und das Split-Off-Band liegen energetisch tiefer, so dass sie in der Regel mit Elektronen besetzt sind.

Band	$l$	$s$	$j$	$m_j$
LB	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$
hh	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$
lh	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$
so	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$

**Tabelle 1.2:** Quantenzahlen der Elektronen in den jeweiligen Bändern in InAs

Bei einem optischen Übergang eines Ladungsträgers von einem Energieniveau in ein anderes ist neben der Energieebenso auch die Drehimpulserhaltung zu berücksichtigen. Da ein beim Übergang emittiertes Photon einen Drehimpuls von  $\pm\hbar$  besitzt, führt dies auf die folgenden optischen Auswahlregeln:  $\Delta l = \pm 1$ ,  $\Delta m_j = 0, \pm 1$  und  $\Delta s = 0$ .

Nach diesen Auswahlregeln ist die Emission eines Photons mit einem Drehimpuls von  $+\hbar$  bei einem Übergang des Elektrons ins Schwerlochband nur möglich, wenn der Gesamtdrehimpuls des Elektrons um den gleichen Betrag vermindert wird. Es muss also ein Übergang vom Zustand  $|j, m_j\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  in den Zustand  $|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$  stattfinden, da hier  $\Delta m_j = -1$  gilt. Die Polarisation dieses Photons mit

Drehimpuls  $+\hbar$  wird im Folgenden mit  $\sigma^+$  gekennzeichnet.

Analog führt der Übergang eines Elektrons aus dem Zustand  $|j, m_j\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$  in den Zustand  $|\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle$  zur Aussendung eines Photons mit einem Drehimpuls von  $-\hbar$ , dessen Polarisation im Folgenden mit  $\sigma^-$  gekennzeichnet wird. In diesem Fall gilt  $\Delta m_j = +1$ .

Konventionsgemäß wird für den Elektronenzustand im Leitungsband mit der Konfiguration  $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$  die Bezeichnung spin-up, für  $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  die Bezeichnung spin-down gewählt. Gekennzeichnet werden diese Zustände in sämtlichen folgenden Abbildungen durch  $\uparrow$  für spin-up und  $\downarrow$  für spin-down.

Da hier jedoch auch Löcher im Schwerlochband an den optischen Übergängen beteiligt sind, ist es hilfreich, in das Bild der Elektron-Loch-Paare oder Exzitonen zu wechseln. Das

---

<sup>1</sup>hh: heavy hole

<sup>2</sup>lh: light hole

Loch wird durch einen Gesamtdrehimpuls mit entgegengesetztem Vorzeichen gekennzeichnet. Es gilt  $m_{l,h} = -m_{l,e}$ ,  $m_{s,h} = -m_{s,e}$  und dementsprechend  $m_{j,h} = -m_{j,e}$ . Die Indizes  $e$  und  $h$  beziehen sich dabei jeweils auf das Elektron bzw. das Loch. Bei dem Übergang von  $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$  in den Zustand  $|\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle$  ist demnach ein spin-down Loch mit  $m_{j,h} = -\frac{3}{2}$  beteiligt. Bei optischen Übergängen zwischen Leitungs- und Schwerlochband sind also immer entweder ein spin-down Elektron und ein spin-up Loch oder ein spin-up Elektron und ein spin-down Loch beteiligt.

Mit Hilfe dieser Darstellung lässt sich auch der Gesamtdrehimpuls des Elektron-Loch-Paares mit  $m_{j,X} = m_{j,e} + m_{j,h}$  einführen. Optische Übergänge sind demnach bei  $m_{j,X} = \pm 1$  möglich. In diesem Fall wird auch von einem hellen Exziton gesprochen. Ergibt sich jedoch aufgrund der parallelen Ausrichtung des Elektron- und Lochspins  $m_{j,X} = \pm 2$ , so ist kein optischer Übergang möglich. Dieser Zustand wird als dunkles Exziton bezeichnet.<sup>1</sup>

Befindet sich der Quantenpunkt in einem Magnetfeld  $B$ , so spalten die besetzbaren Energieniveaus für Elektronen und Löcher um die jeweilige Zeeman-Energie auf. Daraus folgt ebenso eine Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus des Exzitons. Im Folgenden werden die unter anderem in [Kes90, Sne92, Bay99, Bay02a] genutzte Vorzeichenkonvention und Definition des  $g$ -Faktors des Lochs<sup>2</sup> verwendet. In InGaAs-Quantenpunkten ergibt sich damit sowohl für den  $g$ -Faktor des Elektrons als auch für den des Lochs ein negatives Vorzeichen [Bay02a]. Der zusätzliche Term im Hamiltonoperator für das Exziton im Magnetfeld ist damit gegeben durch:

$$\hat{H}_{\text{Zeeman}} = g_e \mu_B / \hbar \cdot \hat{S}_e \cdot \vec{B} - \frac{1}{3} g_h \mu_B / \hbar \cdot \hat{J}_h \cdot \vec{B} \quad (1.24)$$

Für eine Herleitung dieser Gleichungen sei insbesondere auf [Kes90] und [Bay02a] verwiesen.

Besitzt ein helles Exziton bei  $B = 0$  T die Energie  $E_{X^0}$ , so folgt daraus bei anliegendem Magnetfeld  $B > 0$  T eine Aufspaltung dieser Energie in die Energieniveaus

$$E(\sigma^+) = E_{X^0} + g_e \mu_B B \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{3} g_h \mu_B B \cdot \frac{3}{2} = E_{X^0} - \frac{1}{2} \mu_B B (g_e + g_h) \quad (1.25)$$

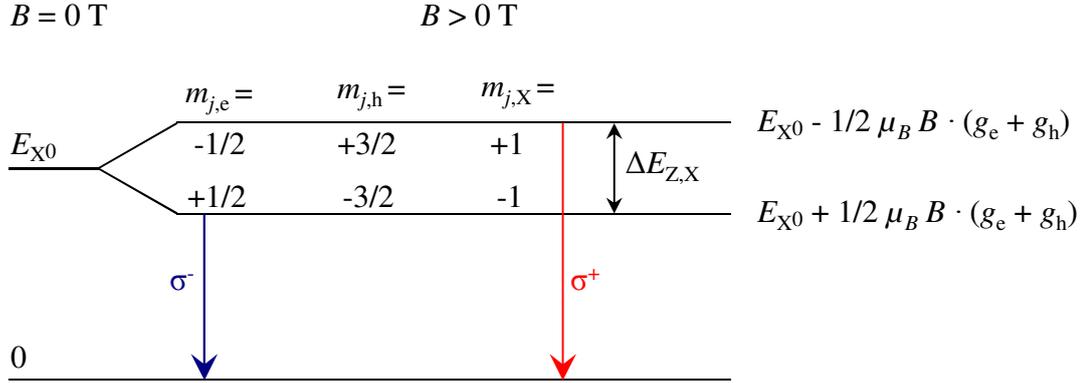
und

$$E(\sigma^-) = E_{X^0} + g_e \mu_B B \cdot \frac{1}{2} - \frac{1}{3} g_h \mu_B B \cdot \left(-\frac{3}{2}\right) = E_{X^0} + \frac{1}{2} \mu_B B (g_e + g_h) \quad (1.26)$$

<sup>1</sup>Dies ist ein vereinfachtes Bild. Bei starker Symmetriebrechung können auch dunkle Exzitonen aufgrund der Mischung der jeweiligen Zustände zur Lumineszenz beitragen [Bay02a].

<sup>2</sup>An dieser Stelle ist durch  $g_h$  ausschließlich der  $g$ -Faktor des Lochs im Schwerlochband  $hh$  gekennzeichnet.

Abbildung 1.4 fasst die angestellten Überlegungen schematisch zusammen. Gezeigt sind die exzitonen Energieniveaus sowohl für  $B = 0$  T als auch für ein anliegendes magnetisches Feld, in dem die Energie des Exzitons in die beiden Zeeman-Komponenten aufspaltet.



**Abbildung 1.4:** Darstellung der nach den optischen Auswahlregeln möglichen Übergänge im Quantenpunkt im Exzitonenbild bei Emission eines Photons für  $B > 0$  T in Faraday-Geometrie. Bei anliegendem magnetischen Feld ist jeweils nur ein energetisch charakteristischer Übergang für die jeweilige Polarisation des emittierten Photons möglich.

Finden beide optischen Übergänge mit beiden möglichen Polarisationen statt, so liegt zwischen den Spektrallinien die Energiedifferenz:

$$\Delta E_{Z,X} = E(\sigma^+) - E(\sigma^-) = -\mu_B B (g_e + g_h) = -g_X \mu_B B, \quad (1.27)$$

mit  $g_X = g_e + g_h$  als  $g$ -Faktor des Exzitons. Anhand dieser Gleichung ist unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die  $g$ -Faktoren im Quantenpunkt negativ sind, ersichtlich, dass der Übergang unter Emission eines  $\sigma^+$ -polarisierten Photons energetisch höher liegt als der unter Emission eines  $\sigma^-$ -polarisierten Photons.

Hier sei zusätzlich erwähnt, dass die beobachtbaren optischen Übergänge von der Geometrie der experimentellen Messtechnik abhängig sind. Es wird unterschieden zwischen der Voigt-Geometrie, bei der die Richtung eines externen Magnetfeldes senkrecht zur Richtung der Lichtausbreitung liegt, und der in dieser Arbeit genutzten Faraday-Geometrie, bei der Magnetfeldrichtung und Lichtausbreitung parallel zueinander liegen. Übergänge mit  $\Delta m_j = 0$  sind ausschließlich in Voigt-Geometrie zu beobachten. Daher beschränkt sich

die Beschreibung der optischen Übergänge auf die für diese Arbeit relevanten Vorgänge in Faraday-Geometrie

### 1.2.2 Polarisation der Lumineszenz

Die Tatsache, dass bei den beiden Polarisationen  $\sigma^-$  und  $\sigma^+$  des emittierten Lichtes nur jeweils ein optischer Übergang mit einer zugeordneten Spinkonfiguration stattgefunden haben kann, eröffnet die Möglichkeit, die Spinzustände im Quantenpunkt über die Polarisation des emittierten Lichtes nachzuweisen. Es folgt nämlich, dass der Spinpolarisationsgrad im Quantenpunkt, gegeben über die Anzahl der Elektronen im spin-up ( $n \uparrow$ ) und im spin-down Zustand ( $n \downarrow$ ), dem zirkularen Polarisationsgrad des Lichtes entspricht, der über die jeweiligen Intensitäten  $I(\sigma^\pm)$  des Lichtes entsprechender Polarisation definiert wird. Für den Polarisationsgrad gilt also:

$$\rho = \frac{n \downarrow - n \uparrow}{n \downarrow + n \uparrow} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \quad (1.28)$$

Durch Messung des zirkularen Polarisationsgrades ist damit eine direkte Aussage über den Spinpolarisationsgrad der Elektronen im Quantenpunkt möglich. Da sich die Energie des beim Übergang emittierten Photons für die beiden Übergänge unterscheidet, sind in den Lumineszenzspektren von Einzelquantenpunkten bei anliegendem magnetischen Feld zwei Spektrallinien zu erkennen, die jeweils eindeutig dem  $\sigma^-$ - und dem  $\sigma^+$ -Übergang zugeordnet werden können.

### 1.2.3 Form der Spektrallinien

Das Spektrum eines Quantenpunktes entspricht nicht einem scharfen Linienspektrum mit scharfen Emissionsenergien. Das angeregte Elektron im Leitungsband fällt nicht instantan auf das energetisch günstigere Niveau zurück. Vielmehr verweilt es für eine gewisse Zeit im angeregten Zustand. Die Rekombination mit dem im Valenzband zurückgebliebenen Loch unter Aussendung eines Photons verläuft entsprechend einem exponentiellen Abfall mit einer material- und besetzungsspezifischen Zeitkonstanten, die als strahlende Lebensdauer bezeichnet wird.<sup>1</sup> Für InGaAs Quantenpunkte liegen beispielsweise die strahlenden Lebensdauern von einfach geladenen sowie von neutralen Exzitonen in der Regel in der Größenordnung von ca. 1 ns (siehe besonders [Smi05, Dal08]).

<sup>1</sup>Ebenso sind nichtstrahlende Rekombinationsprozesse unter der Beteiligung von Phononen möglich, auf die an dieser Stelle jedoch nicht weiter eingegangen werden soll.

Aus dieser zeitlichen Abhängigkeit folgt eine natürliche energetische Verbreiterung der Spektrallinie aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation. Die strahlende Lebensdauer muss jedoch nicht die alleinige Ursache für Verbreiterungen der Spektrallinie sein. Kann sich die Besetzungskonfiguration des Quantenpunktes auch durch weitere zeitabhängige Prozesse verändern, so kann dies ebenfalls zu einer Verbreiterung der Emissionsenergie führen.

Liegen die auftretenden Zeitkonstanten in Bereichen unterhalb der strahlenden Lebensdauer, so können sie die zustande kommende Linienbreite dominieren. So kann beispielsweise eine Dephasierung der Ladungsträgerspins stattfinden [Gam96]. Auch eine Wechselwirkung mit Phononen ist ein viel untersuchter Grund für die Verbreiterung der Spektrallinie [Bor99, Bor01, Rud06]. Diese spielt allerdings erst bei ansteigenden Temperaturen eine Rolle. So wurden in Photolumineszenz-Messungen an einzelnen Quantenpunkten Linienbreiten von weniger als  $2 \mu\text{eV}$  bei einer Temperatur von 2 K bis hin zu 3-5 meV bei Raumtemperatur gemessen [Bay02b]. Im späteren Verlauf dieser Arbeit wird gezeigt, dass auch das Tunneln eines Ladungsträgers zwischen einem Reservoir und dem Quantenpunkt zu einer Verbreiterung der Linienbreite führen kann, wie es auch in [Sei05] diskutiert wird.

Die Linienform der Spektrallinie kann durch ein einfaches klassisches Modell erklärt werden. Der angeregte Zustand des Elektrons wird durch einen gedämpften harmonischen Oszillator beschrieben. Die Dämpfungskonstante entspricht in diesem Fall dem Kehrwert der strahlenden Lebensdauer (bzw. dem Kehrwert der Summe der auftretenden Zeitkonstanten verschiedener beteiligter Prozesse). Eine Fourier-Transformation der Einhüllenden der entsprechenden Schwingung führt zu einer Lorentzkurve im Frequenzraum. Die Spektrallinie eines solchen Übergangs besitzt daher aufgrund der Proportionalität von Energie und Frequenz ebenso eine Lorentz-Form.

Zu erwähnen ist an dieser Stelle, dass in der messtechnischen Praxis auch durch weitere Effekte eine scheinbare Verbreiterung beobachtet werden kann. So kann die Emissionsenergie durch zeitliche Fluktuationen im Potential am Quantenpunkt zeitlich variieren, so dass es zu einer spektralen Diffusion der Emissionsenergie kommt. Durch eine zeitliche Mittelung während der Messung kann dadurch eine verbreiterte Linie aufgenommen werden. Ebenso kann auch bei einer nicht ausreichenden spektralen Auflösung die Überlagerung einzelner Linien zu einer scheinbaren Verbreiterung führen. Dies betrifft bei den hier untersuchten Quantenpunkten insbesondere einzelne Spektrallinien, die auf die Feinstrukturaufspaltung zurückzuführen sind [Bay02a].

## 2 Probenherstellung und experimentelle Methoden

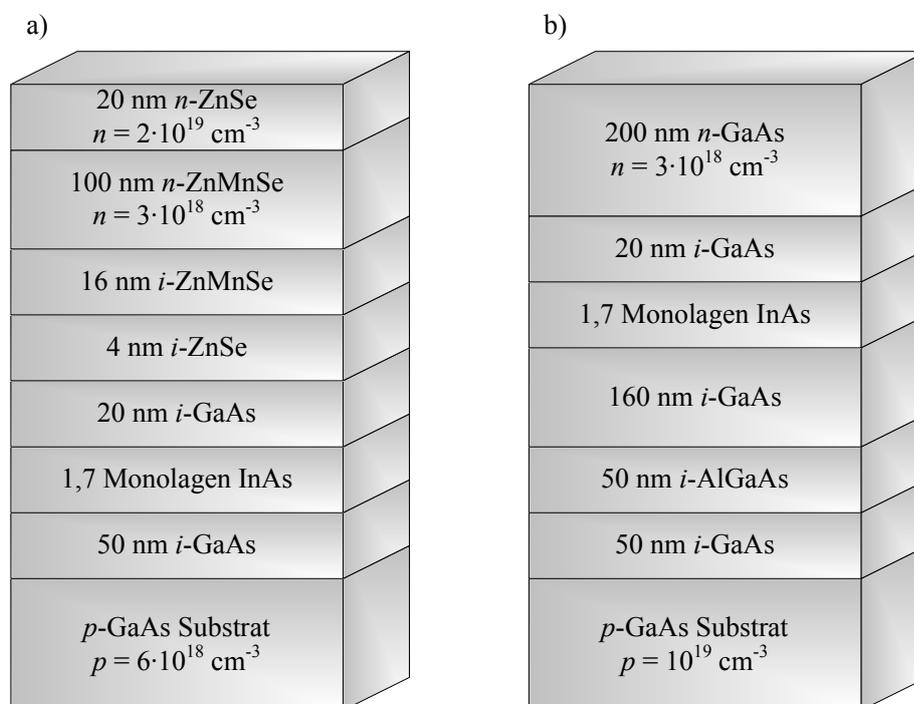
Bevor in den nächsten Kapiteln auf die erzielten Ergebnisse und die daraus gewonnenen Erkenntnisse eingegangen wird, sollen an dieser Stelle zunächst die Herstellung und Strukturierung der untersuchten Proben sowie die experimentellen Techniken erläutert werden, die zum Nachweis der ultra-schnellen Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes in einzelnen Halbleiterquantenpunkten dienen.

Ein grundsätzliches Ziel dieser Arbeit besteht darin, einzelne InGaAs Quantenpunkte elektrisch kontrollieren zu können, um auf diese Weise Ladungsträger in die Quantenpunkte zu injizieren. Als besonders geeignet für den Ansatz der Injektion von Ladungsträgern haben sich *ni*-Schottky- oder *pin*-Diodenstrukturen erwiesen, bei denen die Quantenpunkte in den intrinsischen Bereich eingebettet sind [Fie99, War00]. Durch Anlegen einer externen Spannung kann so entweder durch einen Stromfluss durch die Struktur oder durch einen elektrisch kontrollierbaren Tunnelprozess eine Injektion der Ladungsträger ermöglicht werden. Die dafür entwickelte Strukturierung der Halbleiterproben wird im ersten Teil dieses Kapitels erläutert. Der darauffolgende Teil beinhaltet die optische Messtechnik der Mikro-Magneto-Lumineszenzspektroskopie, die aufgrund der im vorigen Kapitel dargestellten Prozesse zum effektiven Nachweis des Ladungszustandes des Quantenpunktes bzw. des Spinzustandes der entsprechenden Ladungsträger im Quantenpunkt genutzt werden kann.

### 2.1 Aufbau und Strukturierung der untersuchten Halbleiterdiodenstrukturen

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Halbleiterheterostrukturen wurden an der Fakultät für Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität Würzburg in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Karl Brunner mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Es

handelt sich um zwei verschieden aufgebaute *pin*-Diodenstrukturen, deren Schichtabfolge in Abbildung 2.1 gezeigt ist.



**Abbildung 2.1:** Schichtaufbau der untersuchten Halbleiterdiodenstrukturen

Zum einen wurde aufbauend auf dem in [Fie99] demonstrierten Konzept eine Spin-LED Struktur entworfen, wie sie in Abbildung 2.1(a) dargestellt ist. Die Untersuchungen an dieser Struktur sind in Kapitel 4 zu finden. Als Basissubstrat dient hoch *p*-dotiertes GaAs mit einer Dotierstoffkonzentration von  $p = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Auf dieses wurde zunächst mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE<sup>1</sup>) eine 50 nm dicke intrinsische Schicht GaAs aufgebracht, auf der mittels selbst-organisierten Stranski-Krastanov Wachstums [Str39] InGaAs Quantenpunkte geformt wurden. Hierzu wurden 1,7 Monolagen InAs auf das darunterliegende GaAs aufgebracht. Die resultierenden Quantenpunkte wurden mit einer 20 nm dicken intrinsischen GaAs-Schicht abgedeckt. Hierauf erfolgt der Wechsel zwischen dem Wachstum von III-V und II-VI Halbleitern. Dazu wurde die Probe unter Ultrahochvakuum-Bedingungen in eine andere MBE-Kammer transferiert. Dort wurde zunächst eine 4 nm dünne intrinsische Schicht ZnSe gewachsen, auf die 16 nm intrinsisches ZnMnSe mit einer Mangan-

<sup>1</sup>MBE: Molecular Beam Epitaxy

Konzentration von 4% folgen. Als  $n$ -Kontakt dient eine 100 nm dicke ZnMnSe-Schicht mit einer Dotierstoffkonzentration von  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und einer Mangan-Konzentration von ebenfalls 4%. Für einen möglichst guten ohmschen Kontakt zu den anschließend aufgetragenen Metallschichten wurde die Heterostruktur mit einer 20 nm dicken hoch  $n$ -dotierten Schicht ZnSe mit einer Dotierstoffkonzentration von  $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  abgedeckt.

Für die Injektion einzelner Elektronen über einen Tunnelprozess wurde eine  $pin$ -Diodenstruktur verwendet, die in ihrer Funktionsweise den Strukturen in z. B. [War00, Bai01, Fin01a] ähnelt.<sup>1</sup> Dies ist in Abbildung 2.1(b) zu sehen. Auf einem hoch  $p$ -dotierten GaAs-Substrat mit einer Dotierstoffkonzentration von  $p = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  wurde mittels MBE eine 50 nm dicke intrinsische GaAs-Schicht gewachsen, auf die eine ebenfalls 50 nm dicke intrinsische AlGaAs-Schicht folgt. Der Al-Gehalt liegt dabei nominell bei 30%. Diese Schicht dient als Barrierschicht, um den Stromfluss durch die Probe zu minimieren. Anschließend folgt eine 160 nm dicke intrinsische GaAs-Schicht. Auf dieser Schicht wurden wiederum InGaAs Quantenpunkte geformt, indem 1,7 Monolagen InAs abgeschieden wurden. Diese wurden mit einer 20 nm dünnen Tunnelbarriere aus intrinsischem GaAs bedeckt. Das epitaktische Wachstum wurde mit einer 200 nm dicken  $n$ -dotierten GaAs-Schicht mit einer Dotierstoffkonzentration von  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  abgeschlossen.

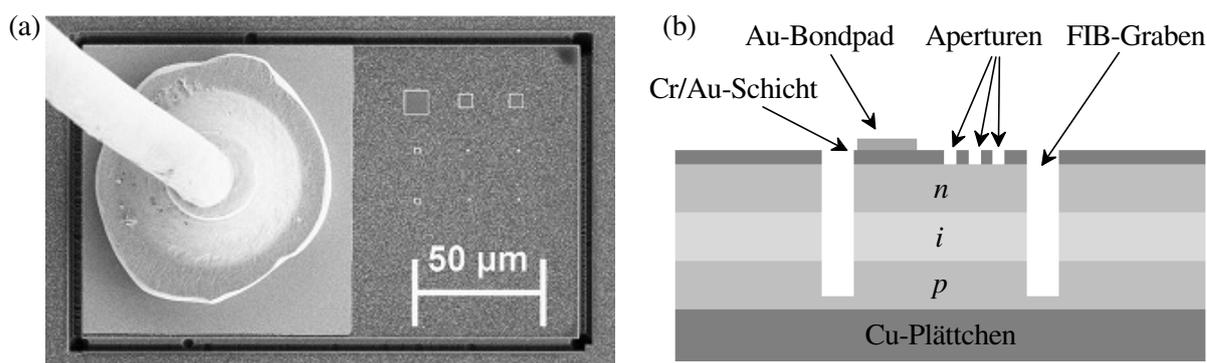
Um einzelne Quantenpunkte sowohl elektrisch als auch optisch adressieren zu können, wurde eine Chrom-Gold-Schicht mit eingebrachten optischen Aperturen von wenigen hundert Nanometern auf die Probenoberfläche aufgebracht. Dazu wurde an beiden Heterostrukturen die folgende elektronenstrahlithografische Prozessierung vorgenommen:

Nach erfolgter Reinigung der Probenoberfläche wurde diese zunächst mit einem Negativlack belackt. Dieser wurde anschließend mit dem Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops an den Stellen belichtet, an denen später die optischen Aperturen liegen sollten. Durch den Elektronenstrahl und eine anschließende Temperung vernetzen sich im Negativlack langkettige Moleküle. An diesen Stellen wird im anschließenden Entwicklungsprozess der Lack nicht entfernt, während er sich an den nicht belichteten Stellen von der Oberfläche löst. Anschließend wurde zunächst mittels eines Elektronenstrahlverdampfers eine 60 nm dicke Cr-Schicht gefolgt von einer thermisch aufgedampften 10 nm dicken Au-Schicht aufgebracht. Im abschließenden Lift-Off-Prozess wurde mit Hilfe eines Lösungsmittels der stehengebliebene Negativlack entfernt, so dass die Strukturierung der Aperturen und der elektrisch leitenden Oberfläche abgeschlossen war.

---

<sup>1</sup>In den genannten Quellen wurden  $ni$ -Schottky-Dioden genutzt. Die prinzipielle Funktionsweise der Strukturen ist jedoch ähnlich.

Die Größe der so geschaffenen optischen Aperturen reicht hinab bis zu ca. 300 nm. Bei einer Quantenpunktdichte von ca.  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  liegen so unter der Annahme kreisförmiger Aperturen im Mittel weniger als zehn Quantenpunkte innerhalb einer Apertur, die optisch adressiert werden können. Aus der Größenverteilung der Quantenpunkte folgt ebenso eine spektrale Verteilung ihrer Bandlückenenergien, so dass in Lumineszenz-Messungen mit Hilfe eines spektralen Filters auf diese Weise einzelne Quantenpunkte unterschieden werden können.



**Abbildung 2.2:** (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Probenoberfläche nach erfolgter Elektronenstrahlolithografie und Strukturierung mittels fokussierten Ionenstrahlätzens. (b) Schematische Abbildung des Querschnittes durch eine auf diese Weise strukturierte *pin*-Diode.

Um mittels des „Ball-Wedge“-Bondverfahrens Bonddrähte auf der Probenoberfläche anbringen zu können, wurden in unmittelbarer Nähe zu den Aperturen zusätzliche Au Bondpads mit Größen von ca.  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  und einer Dicke von 200 nm aufgebracht. Diese Parameter haben sich als Mindestgrößen für eine erfolgreiche Kontaktierung im hier genutzten Bondverfahren herausgestellt. Die lithographische Prozessierung wurde mit Hilfe eines Positivlackes durchgeführt. Dazu wurde erneut die gesamte Probenoberfläche belackt. Anschließend wurden mit dem Elektronenstrahl die Stellen belichtet, an denen später die Bondpads liegen sollten. Die Belichtung führt bei diesem Lack dazu, dass die Bindung langkettiger Moleküle im Lack aufgebrochen wird. Im darauf folgenden Entwicklungsprozess wird daher der Lack an den belichteten Stellen entfernt. Daraufhin wurde die Au-Schicht mit einer Dicke von 200 nm thermisch aufgedampft. Im Lift-Off-Prozess wurde anschließend der nicht belichtete Lack von der Oberfläche entfernt, so dass lediglich die für die elektrische Kontaktierung notwendigen Flächen erhalten blieben.

Mittels fokussierten Ionenstrahlätzens wurden Gräben um die Aperturen und die Bondpads mit einer Breite von ca.  $1 \mu\text{m}$  und einer Tiefe von ca.  $2 \mu\text{m}$  geätzt, so dass Flächen von ca.  $195 \times 210 \mu\text{m}^2$  im Falle der Spin-LED Struktur und ca.  $100 \times 110 \mu\text{m}^2$  im Falle

der Struktur zur Tunnelinjektion von der übrigen Probenoberfläche abgetrennt wurden (vgl. Kapitel 3.1). Die Grabentiefe wurde so gewählt, dass bis ins  $p$ -dotierte GaAs-Substrat geätzt wurde. Die so entstandene Struktur ist in Abbildung 2.2 in einer rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme und als schematischer Querschnitt zu sehen. Im linken Teil der Aufnahme ist das bereits kontaktierte Bondpad zu erkennen, im rechten Teil die Aperturen zur optischen Adressierung. Diese sind in der Abbildung zur Verdeutlichung mit einem weißen Rahmen versehen. Die Aperturen sind in einem  $3 \times 3$ -Raster angeordnet. Die großen Aperturen dienen der Orientierung und dem Auffinden der vier kleinen Aperturen mit den zuvor genannten geringeren Durchmessern.

Die Diodenstrukturen wurden mittels eines leitfähigen Klebers auf ein Kupferplättchen geklebt, so dass über dieses ein elektrischer Kontakt zur Rückseite der untersuchten Probenstrukturen gewährleistet werden konnte.

## 2.2 Die Mikro-Magneto-Lumineszenzspektroskopie

Der zur Durchführung der Lumineszenz-Messungen genutzte Aufbau ist schematisch in Abbildung 2.3 gezeigt. Da dieser Aufbau bereits Gegenstand verschiedener Abschlussarbeiten war, wird er im Folgenden lediglich in Grundzügen dargestellt. Für nähere Details sei daher auf die Dissertationen von Simon Halm, Lars Schneider und Yuansen Chen verwiesen [Hal09, Sch11, Che12].

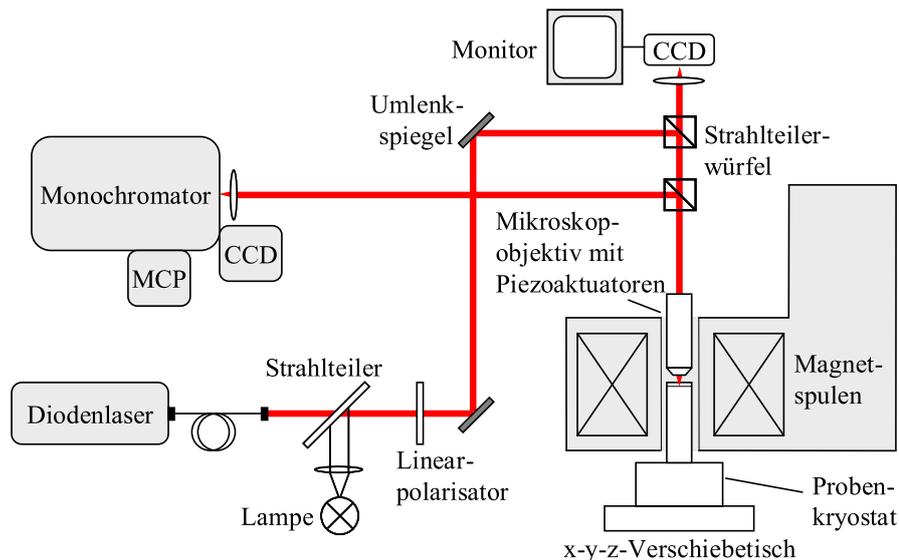


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Mikro-Magneto-Lumineszenz-Messplatzes

Als Anregungsquelle für die Photolumineszenzspektroskopie dient ein Halbleiterdiodenlaser (PDL-800D, PicoQuant) mit einer Wellenlänge von 640 nm, der sowohl im Dauerstrich als auch im gepulsten Betrieb genutzt werden kann. Die zeitliche Halbwertsbreite der Laserpulse ist stark abhängig von der eingestellten Leistung des Lasers. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden Laserpulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 200 ps genutzt. Die Repetitionsrate des Lasers kann entweder durch die zugehörige Kontrolleinheit in Bereichen von 31,25 kHz bis 80 MHz variiert werden oder über ein externes Synchronisationssignal vorgegeben werden. Der emittierte Laserstrahl gelangt über einen Linearpolarisator, mehrere Umlenkspiegel und zwei 50/50-Strahlteilerwürfel auf ein Mikroskop-Objektiv mit einer 100-fachen Vergrößerung bei einer numerischen Apertur von 0,7 und einem Arbeitsabstand von 4 mm (LD EC Epiplan-Neofluar, Carl Zeiss). Mittels dieses Objektivs wird der Strahl auf die untersuchte Probe fokussiert. Der hierbei erreichbare Durchmesser des Laserfokus auf der Probe liegt in der Größenordnung von  $< 1 \mu\text{m}$ . Die hohe numerische Apertur des Mikroskop-Objektivs bei gleichzeitig hohem Arbeitsabstand dient der effizienten Sammlung und Kollimation der von der Probe emittierten Lumineszenz.

Die Probe selbst befindet sich auf dem Kühlfinger eines Flüssighelium-Durchflusskryostaten (MicrostatHiRes, Oxford Instruments), der über ein zusätzliches integriertes Heizelement die Möglichkeit bietet, einen Temperaturbereich von etwa 4 K bis 300 K zu untersuchen. Der Kryostat kann in die Bohrung eines mit flüssigem Helium gekühlten supraleitenden Magneten (MicrostatBT, Oxford Instruments) eingeführt werden. Mit Hilfe dieses Magneten ist es möglich, Magnetfelder in einem Bereich von -5 T bis +5 T in Faraday-Geometrie an die Probe anzulegen. Zur genauen Positionierung des Laserstrahls auf der Probe ist zum einen der Kryostat in allen drei Raumrichtungen verfahrbar. In der Horizontalen geschieht dies über Mikrometerschrauben. Zusätzlich kann das Objektiv über Piezoaktuatoren (ESA-C,  $\mu$ -drive controller, Newport) mit Schrittweiten von ca. 60 nm verfahren werden.

Die von der Probe emittierte Lumineszenz wird über das Mikroskop-Objektiv gesammelt und gelangt über den unteren Strahlteiler und eine nachfolgende Sammellinse mit einer Brennweite von 100 mm auf den Eintrittsspalt eines Monochromators (Triax 550, Horiba Jobin-Yvon) mit einer fokalen Länge von 550 mm. Dort wird das Licht über ein Strichgitter spektral zerlegt und kann anschließend hinter einem Austrittsspalt mit einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten CCD-Kamera<sup>1</sup> mit  $1024 \times 256$  Pixeln zeitintegriert detektiert werden. Es stehen drei verschiedene Gitter mit Strichdichten von 600, 1200 und 1800 Linien pro

---

<sup>1</sup>CCD: Charge-Coupled Device

mm zur Verfügung. Alternativ kann das Licht über einen weiteren Austrittsspalt auf eine Mikrokanalplatte (MCP) geführt werden, die in Kombination mit einem System zur zeitkorrelierten Einzelphotonzählung zur zeitaufgelösten Detektion mit einer Zeitauflösung von bis ca. 40 bis 50 ps herangezogen werden kann (siehe [Che12]).

Zur Orientierung auf der Probenoberfläche dient das Licht einer Halogenlampe, das über einen Strahlteiler in den Strahlengang eingekoppelt wird, so dass über eine oberhalb des Mikroskop-Objektivs befindliche weitere CCD-Kamera und einen Monitor ein Bild der Probenoberfläche betrachtet werden kann.

## 2.3 Anpassung des Messplatzes an hochfrequente elektrische Signale

Die im Rahmen dieser Arbeit wesentliche Erweiterung des vorhandenen Aufbaus bestand in der Anpassung an die erforderlichen Spannungspulse mit den gewünschten kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten.

Für die elektrische Kontaktierung der Proben wurde der Kryostat mit einem semi-rigiden hochfrequenztauglichen Koaxialkabel (EZ 34 TP, Huber + Suhner) mit einer Impedanz von  $50\ \Omega$  ausgestattet, das für Wechselspannungen mit Frequenzen von bis zu 40 GHz bei Raumtemperatur<sup>1</sup> spezifiziert ist und über einen SMA-Verbinder<sup>2</sup> an verschiedene Spannungsquellen angeschlossen werden kann. Der Frequenzbereich des verwendeten Verbinders ist dabei auf maximal 18 GHz spezifiziert.

Als Spannungsquellen stehen sowohl eine Gleichspannungsquelle (SourceMeter 2601A, Keithley Instruments) als auch ein eigens für die ultra-schnelle Spininjektion beschaffter 3,35 GHz Spannungspulsgenerator (PPG 81133A, Agilent Technologies) zur Verfügung. Dieser bietet die Möglichkeit, Spannungspulse an die Probe im Spannungsbereich von -2 V bis +3 V mit nominellen Pulsbreiten bis hinab zu 100 ps anzulegen. Die 20%-80%-Anstiegs- und Abfallszeiten der Pulse liegen dabei bei 60 ps. Zur Kontrolle und Untersuchung der verschiedenen Spannungspulse steht zudem ein Oszilloskop mit einer Bandbreite von 12 GHz zur Verfügung (PicoScope 9211, PicoTechnology).

Wesentlich für die Nutzung dieses Pulsgenerators ist die Möglichkeit, über einen Synchronisationsausgang die zeitkorrelierte Einzelphotonzählung oder den Diodenlaser mit

---

<sup>1</sup>Spezifikationen für den Tieftemperaturbereich sind aufgrund der bisher wenig verbreiteten Anwendung vom Hersteller nicht zu erhalten.

<sup>2</sup>SMA: Sub-Miniature-A

den Spannungspulsen des Pulsgenerators zu synchronisieren. Indem der Synchronisationsausgang des Pulsgenerators mit dem Synchronisationseingang des Laser-Kontrollgerätes verbunden wird, kann ein zeitlicher Zusammenhang zwischen den an der Probe anliegenden Spannungspulsen und den auftreffenden Laserpulsen geschaffen werden. Zwischen dem Synchronisationssignal und den Spannungspulsen kann zusätzlich eine zeitliche Verzögerung eingestellt werden. Auf die exakten jeweiligen messtechnischen Details wird in den entsprechenden Unterkapiteln eingegangen. Zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Elektrolumineszenz-Signale der Spin-LED-Struktur kann das Synchronisationssignal des Pulsgenerators auch zur Synchronisation des Systems zur zeitkorrelierten Einzelphotonzählung mit Hilfe der Mikrokanalplatte genutzt werden, wie es in Kapitel 3.3 gezeigt wird.

# 3 Betrieb der Bauelemente bei Anliegen von Wechselfeldern

Zur zeitlich definierten Kontrolle des Ladungs- bzw. Spinzustandes im Quantenpunkt im sub-Nanosekundenbereich wurden Spannungspulse mit entsprechend kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten an die jeweiligen Bauelemente angelegt. Dazu war es zuvor notwendig, die grundlegenden experimentellen Techniken zu etablieren, sowie die untersuchten Halbleiterheterostrukturen an die Nutzung solch kurzer Spannungssignale anzupassen. Hier ist sowohl die Strukturierung der untersuchten Bauelemente als auch der elektrische Zugang innerhalb des Kryostaten zu berücksichtigen.

Eine erfolgreiche Anpassung der Diodenstruktur ist unerlässlich für die elektrische Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes im Einzelquantenpunkt in den geforderten Zeitbereichen. Geschieht diese Anpassung unzureichend, so kann es zu einem Überschwingen der Spannungspulse an der Probe und zu vergrößerten Anstiegs- und Abfallszeiten der Spannungspulse kommen.

Die Anpassung geschah in zwei Schritten. Zum einen wurde, wie bereits gezeigt, die elektrisch kontaktierte Probenoberfläche mittels fokussierten Ionenstrahlätzens sowie über ein angepasstes Layout deutlich vermindert. Dies geschah zur deutlichen Reduzierung der Lade- und Entladezeiten des Bauelementes. Weiterhin wurde die elektrische Kontaktierung der Bauelemente angepasst. Dazu wurde der Realteil der Impedanz an die Konvention von  $50\ \Omega$  angepasst, um Reflexionen des elektrischen Signals zu minimieren. Hier war insbesondere auf die exakte Art und Weise der verschiedenen Anschlüsse zu achten.

Dieses Kapitel zeigt zunächst die theoretischen Grundlagen der vorgenommenen Anpassung auf und stellt die zu erwartenden Effekte dar, die aus der Verkleinerung der Probenoberfläche resultieren. Anschließend wird auf die elektrische Kontaktierung der Diodenstrukturen eingegangen und die erfolgreiche Anpassung der Bauelemente demonstriert.

### 3.1 Der Skin-Effekt

Für den Betrieb von Halbleiterbauelementen bei elektrischen Wechselfeldern mit Frequenzen im MHz- bis GHz-Bereich hat es sich als erfolgreiches Konzept erwiesen, die Querschnittsfläche des stromdurchflossenen Bereichs so gering wie möglich zu halten [McF09]. Dies ist besonders durch die auftretenden Kapazitäten der Strukturen zu erklären. Als vereinfachtes Modell kann die Kapazität der untersuchten Bauelemente analog zu der eines Plattenkondensators betrachtet werden. Dies ist sowohl durch die aufgetragenen Metalloberflächen und die untere Kontaktierung über ein Kupferplättchen, als auch durch die sehr hoch dotierten Halbleiterschichten mit eingebetteter intrinsischer Schicht gerechtfertigt.

Bei anliegender Wechselspannung wird das elektrische Feld innerhalb eines Leiters an die Außenwände des Leiters verdrängt. Dieses Phänomen wird als Skin-Effekt bezeichnet. Der Widerstand des Leiters hängt damit nicht mehr von seiner Querschnittsfläche sondern von der exakten Feldverteilung in seinem Innern ab. Hier dient die Einführung der Skin-Tiefe  $\delta$  als hilfreiche Modellvorstellung. Bei dieser ist die Stromdichte auf einen Anteil von  $\exp(-1)$  abgefallen. Es lässt sich zeigen, dass der Widerstand des untersuchten Leiters bei Wechselspannung dem eines äquivalenten Leiters bei Gleichspannung entspricht, dessen Dicke gleich der Skin-Tiefe ist.

Zur Herleitung der mathematischen Grundlagen des Skin-Effektes wird von den folgenden beiden Maxwell-Gleichungen in Materie ausgegangen:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (3.2)$$

$\vec{E}$  stellt das elektrische Feld und  $\vec{H}$  die magnetische Feldstärke dar.  $\mu$ ,  $\sigma$  und  $\varepsilon$  geben die magnetische Permeabilität, die Leitfähigkeit sowie die Permittivität des Materials an. Bildet man die Rotation von Gleichung 3.1, so ergibt sich:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left( \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (3.3)$$

Mit der Identität  $\nabla \times \nabla \times \vec{F} = \nabla (\nabla \cdot \vec{F}) - \nabla^2 \vec{F}$  für beliebige Vektorfelder  $\vec{F}$  und der Beziehung  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  innerhalb eines Leiters folgt daraus:

$$-\nabla^2 \vec{E} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.4)$$

Zur Vereinfachung des Problems wird im Folgenden ein zylindrischer Leiter mit kreisförmiger Grundfläche mit Radius  $R$ , deren Mittelpunkt im Nullpunkt der  $xy$ -Ebene liegt, und unendlicher Ausdehnung in  $z$ -Richtung angenommen. Die weitere Rechnung kann dann in Zylinderkoordinaten vorgenommen werden. Das elektrische Feld besteht in diesem Fall nur aus einer von der Variablen  $r$  abhängigen  $z$ -Komponente. Durch Einführung der Zeitabhängigkeit  $\exp(i\omega t)$  mit der imaginären Zahl  $i$ , der Kreisfrequenz  $\omega$  und der Zeit  $t$ , ergibt sich für das elektrische Feld:

$$\vec{E}(r, t) = E_z(r) \exp(i\omega t) \cdot \vec{e}_z. \quad (3.5)$$

Durch Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung 3.3 und Einführung des Differentialoperators in Zylinderkoordinaten ergibt sich schließlich:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + (i\varepsilon\omega - i\mu\sigma\omega) E_z = 0. \quad (3.6)$$

Wird die Konstante  $\alpha^2 = i\varepsilon\omega - i\mu\sigma\omega$  definiert und die obige Gleichung mit  $r^2$  multipliziert, so ergibt sich die folgende Besselsche Differentialgleichung nullter Ordnung:

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + r \frac{\partial}{\partial r} E_z + \alpha^2 r^2 E_z = 0, \quad (3.7)$$

deren Lösung sich zu

$$E_z = C \cdot J(\alpha r) \quad (3.8)$$

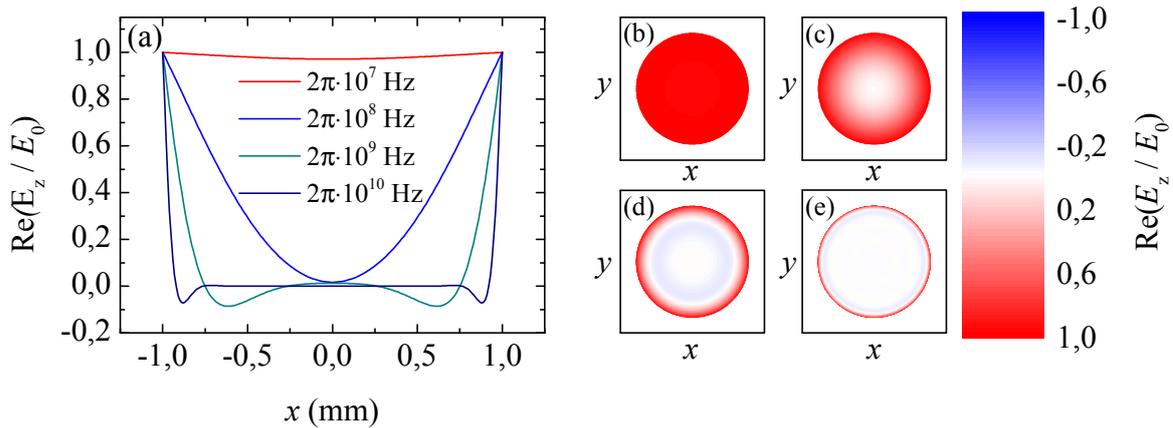
mit der Besselschen Funktion erster Gattung  $J$  und einer Konstanten  $C$  ergibt. Auch die Besselschen Funktionen zweiter Gattung (üblicherweise als  $Y(x)$  bezeichnet) würden diese Differentialgleichung lösen. Da sie aber eine Singularität bei  $r = 0$  liefern, sind sie physikalisch nicht sinnvoll. Für die Darstellung der Besselfunktionen (sowie der darin enthaltenen Gammafunktionen) sei auf die Literatur verwiesen (z. B. [Bro01]). Die Konstante  $C$  lässt sich über die Randbedingung  $E_z(r = R) = E_0$  angeben.  $E_0$  ist dabei das elektrische Feld auf dem Rand des Leiters.

Für die Amplitude der  $z$ -Komponente des elektrischen Feldes innerhalb des Leiters ergibt sich damit:

$$E_z(r) = \frac{E_0}{J(\alpha R)} J(\alpha r). \quad (3.9)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung sollen im Folgenden zur Veranschaulichung zunächst die daraus resultierenden Eigenschaften eines fiktiven  $p$ -dotierten GaAs Drahtes abgeschätzt

werden. Das Modell erhebt keinen Anspruch auf quantitative Exaktheit für die untersuchten Halbleiterdiodenstrukturen. Dies liegt zum einen darin begründet, dass nicht die exakte Geometrie der Strukturen berücksichtigt wurde. Ebenso stellt das Modell des Plattenkondensators eine Vereinfachung dar. Hier soll stattdessen anhand von beispielhaften Rechnungen die Grundidee für die vorgenommene Strukturierung demonstriert werden. Dafür werden die folgenden Parameter genutzt: Da es sich nicht um ein ferromagnetisches Material handelt, wird für die relative Permeabilitätszahl  $\mu_r = 1$  gewählt, so dass gilt  $\mu = \mu_0$  mit der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0$ . Die Permittivität wird mit  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  mit  $\varepsilon_r = 11$  festgesetzt [Mad04]. Es wird angenommen, dass die Feldverteilung innerhalb des gesamten Leiters durch hoch  $p$ -dotiertes GaAs mit einer Dotierstoffkonzentration von  $p=10^{19} \text{ cm}^{-3}$  vorgegeben wird. Für dieses wird gemäß [Sze68] die Leitfähigkeit auf  $\sigma = 10^4 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  gesetzt.



**Abbildung 3.1:** Skin-Effekt in einem zylindrischen Leiter mit einem Radius von 1 mm für verschiedene Frequenzen  $\omega$ . Gezeigt ist jeweils der Realteil der  $z$ -Komponente des elektrischen Feldes normiert auf  $E_0$ . (a) Örtliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes, (b) bis (d) Konturabbildung derselben Daten für (b)  $\omega = 2\pi \cdot 10^7 \text{ Hz}$ , (c)  $\omega = 2\pi \cdot 10^8 \text{ Hz}$ , (d)  $\omega = 2\pi \cdot 10^9 \text{ Hz}$ , (e)  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ .

In Abbildung 3.1 sind die Realteile der elektrischen Felder normiert auf  $E_0$  für verschiedene Frequenzen dargestellt. Abbildung 3.1(a) zeigt den Verlauf des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von der Entfernung zum Drahtmittelpunkt. In Abbildung 3.1(b) bis (e) sind dieselben Daten als Konturdarstellung gezeigt. Zu sehen ist, dass sich das elektrische Feld bei steigender Frequenz zum einen an den Rand des Drahtes verlagert zum anderen sogar in die entgegengesetzte Richtung umkehrt. Der Stromfluss findet nun hauptsächlich nur

noch am Rand des Leiters statt. Die Stromstärke  $I$  lässt sich durch einfache Integration über die Leiterquerschnittsfläche  $A$  berechnen:

$$I = \operatorname{Re} \left( \int_A \sigma E_z dA = \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^R r E_z d\phi dr \right) = \operatorname{Re} \left( \frac{2E_0\pi\sigma}{J(\alpha R)} \int_0^R r J(\alpha r) dr \right) \quad (3.10)$$

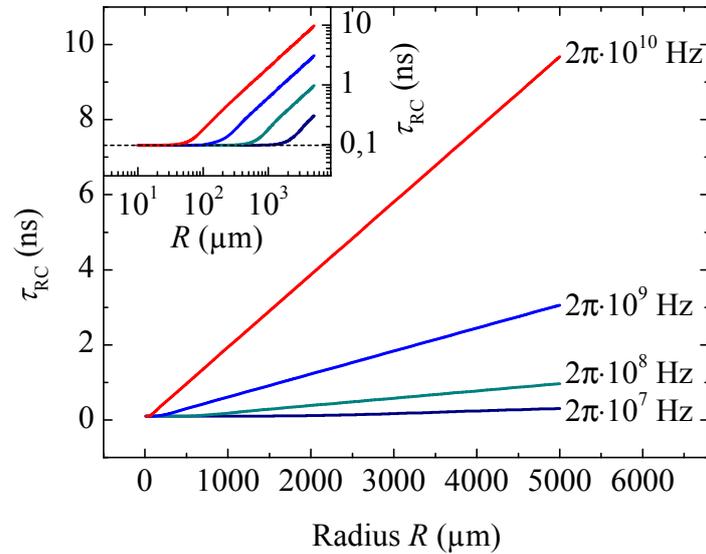
Um nun die Auswirkungen des Skin-Effektes auf die vorliegenden *pin*-Diodenstrukturen abschätzen zu können, wird für das Modell angenommen, dass die zuvor für den *p*-dotierten Draht berechnete örtliche Feldverteilung durch das gesamte Bauteil, also durch *p*-, *i*- und *n*-Schicht hindurch gegeben ist und sich eine Gesamtstromstärke gemäß Gleichung 3.10 ergibt. Als Abstand der Kondensatorplatten wird die Dicke der *pin*-Diodenstruktur  $d$  angenommen. Damit ergibt sich die *RC*-Zeitkonstante  $\tau_{RC}$  zu:

$$\tau_{RC} = \frac{E_0 d}{I} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\pi R^2}{d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r R^2}{2\sigma \operatorname{Re} \left( \frac{\int_0^R r J(\alpha r) dr}{J(\alpha R)} \right)} \quad (3.11)$$

Die Leitfähigkeit des angenommenen Plattenkondensators ist aufgrund der intrinsischen Schicht gegenüber der des zuvor betrachteten *p*-dotierten Leiters deutlich vermindert und zudem stark spannungsabhängig. Zur Vereinfachung wird für die weitere Betrachtung zunächst eine Leitfähigkeit von  $1 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  angenommen. Dieser Wert ist lediglich als Näherung zu betrachten. Die berechneten *RC*-Zeitkonstanten sind umgekehrt proportional zur Leitfähigkeit  $\sigma$ . Eine Variation dieses Parameters hat damit unmittelbar Auswirkung auf die ermittelten Werte für  $\tau_{RC}$ .

In Abbildung 3.2 sind die unter diesen Annahmen zu erwartenden *RC*-Zeitkonstanten dargestellt. Es ergibt sich für hohe Frequenzen eine Proportionalität zum Radius des Leiters. Dies ist unter Zuhilfenahme des Modells der Skin-Tiefe  $\delta$  leicht verständlich. Hier trägt nur die Fläche  $\delta \cdot 2\pi R$  zum Stromfluss bei. Der Widerstand des angenommenen zylindrischen Leiters ist damit antiproportional zu  $R$ , die Kapazität dagegen proportional zu  $R^2$ , so dass die Zeitkonstante  $\tau_{RC}$  wiederum eine Proportionalität zum Radius  $R$  aufweist.

Aus der doppelt-logarithmischen Auftragung im Einschub in Abbildung 3.2 wird ersichtlich, dass die ermittelten Zeitkonstanten bei kleinen Radien gegen einen Grenzwert konvergieren. Dieser ergibt sich aus dem Modell sowohl für kleine Radien als auch für



**Abbildung 3.2:** Anhand des Modells abgeschätzte  $RC$ -Zeitkonstanten für vier verschiedene Frequenzen  $\omega$  in linearer und doppelt-logarithmischer Auftragung

Frequenzen  $\omega \rightarrow 0$  und entspricht dem Wert der sich für diesen Fall unter Vernachlässigung des Skin-Effektes mittels

$$\tau_{RC}(\omega \rightarrow 0) = \frac{d}{\sigma A} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\sigma} \quad (3.12)$$

ergibt.

Aus den Überlegungen in diesem Kapitel ist folgendes zu schließen: Bei Anliegen einer hochfrequenten Wechselfeldung wird das elektrische Feld innerhalb eines Leiters an seinen Rand verdrängt. Eine gleichmäßige Verteilung des elektrischen Feldes sowie des Stromes durch den Leiterquerschnitt ist damit nicht weiter gewährleistet. Ebenso steigt die zu erwartende Lade- und Entladezeit des hier als Plattenkondensator modellierten Bauelementes. Um also bei hohen Wechselfeldfrequenzen eine gleichmäßige Feld- und Stromverteilung sowie eine kurze Lade- und Entladezeit zu gewährleisten, kann es notwendig werden, die Leiterquerschnittsfläche deutlich zu verringern.

Anhand der in den Kapiteln 4.2 und 5.2 vorgestellten Strom-Spannungskennlinien soll nun abgeschätzt werden, inwiefern ein Auftreten des Skin-Effektes in den in dieser Arbeit untersuchten Bauelementen erwartet werden kann. Die zu erwartende  $RC$ -Zeitkonstante sowie die Stromverteilung im Leiter sind in erster Linie durch die Leitfähigkeit des Bauelementes bestimmt. Die in Kapitel 4 vorgestellte Spin-LED-Struktur wird in Durch-

lassrichtung betrieben. Ihr Widerstand wurde in diesem Bereich zu etwa  $220 \Omega$  bestimmt. Anhand der strukturierten Oberfläche und der Dicke der gesamten Probenstruktur von etwa  $300 \mu\text{m}$  lässt sich für das Bauelement eine Leitfähigkeit von ca.  $30 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$  abschätzen, die damit über dem für die in Abbildung 3.2 gezeigten Berechnungen genutzten Wert liegt. Ein Auftreten des Skin-Effektes kann daher für diese Diodenstruktur nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Die in Kapitel 5 vorgestellte Diodenstruktur wird im Gegensatz zur Spin-LED in Sperrrichtung betrieben. Hier liegt ein Widerstand von etwa  $200 \text{k}\Omega$  vor. Die über die Probenoberfläche und die Gesamtdicke der Diodenstruktur abgeschätzte Leitfähigkeit liegt dadurch lediglich im Bereich von ca.  $0,1 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ . Der Einfluss des Skin-Effektes ist hier damit deutlich geringer zu erwarten.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass das hier genutzte Modell eine starke Vereinfachung der realen Effekte darstellt. So wurde zum Beispiel nicht auf die exakte Geometrie des Bauelementes eingegangen. Auch reale Stromverteilungen wurden nicht in Betracht gezogen. Es ist zu bedenken, inwiefern sich eine gleichmäßige Stromverteilung über die aufgebrachtten Goldkontakte in den Halbleiter hinein einstellen wird. Insbesondere am Rand der optischen Aperturen kann es zu inhomogenen Verteilungen kommen.

Dennoch erwies sich die durchgeführte Prozessierung zur Verkleinerung der kontaktierten Leiterquerschnittsfläche mittels fokussierten Ionenstrahlätzens als sehr erfolgreich in Hinblick auf die ultra-schnelle Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes von Einzelquantenpunkten mit sub-ns Spannungspulsen.

## 3.2 Anpassung des Realteils der Impedanz

Beim Anliegen einer Wechselspannung breitet sich das elektrische Feld innerhalb eines Leiters in Form von Wellen aus. In Analogie zur (Teil-) Reflexion von Lichtwellen bei Übergängen von Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes kann es zu Reflexionen des elektrischen Feldes an Übergängen der Impedanzen verschiedener Leiter kommen. Konventionsgemäß wurde für die Hochfrequenztechnik eine standardisierte Impedanz von  $50 \Omega$  festgesetzt. Besitzen sämtliche Leiter innerhalb einer Schaltung eben diese Impedanz, so kann sich das elektrische Signal ohne Reflexionen ausbreiten.

Bei der Hochfrequenzanpassung des Aufbaus wurden Kabel und SMA-Anschlüsse mit einer Impedanz von  $50 \Omega$  gewählt, so dass hier im Idealfall keine Reflexionen zu erwarten sind. Die Proben selbst wiesen jedoch Widerstände in Bereichen von bis zu mehreren  $\text{k}\Omega$  auf.

Da eine vollständige Anpassung der Impedanz aufgrund ihres Imaginärteils nur mit Hilfe komplizierterer Schaltungen mit passenden Induktivitäten und Kapazitäten ermöglicht werden kann, wurde zunächst eine Anpassung des Realteils verwirklicht. Aufgrund des hohen Widerstandes der Proben kann dies durch eine einfache Parallelschaltung eines zusätzlichen Widerstandes von  $50\ \Omega$  geschehen. Hierzu wurde im ersten Schritt über ein abgeschirmtes flexibles Kabel innerhalb des Kryostaten ein herkömmlicher  $50\ \Omega$  Abschlusswiderstand parallel an die Probe angeschlossen.

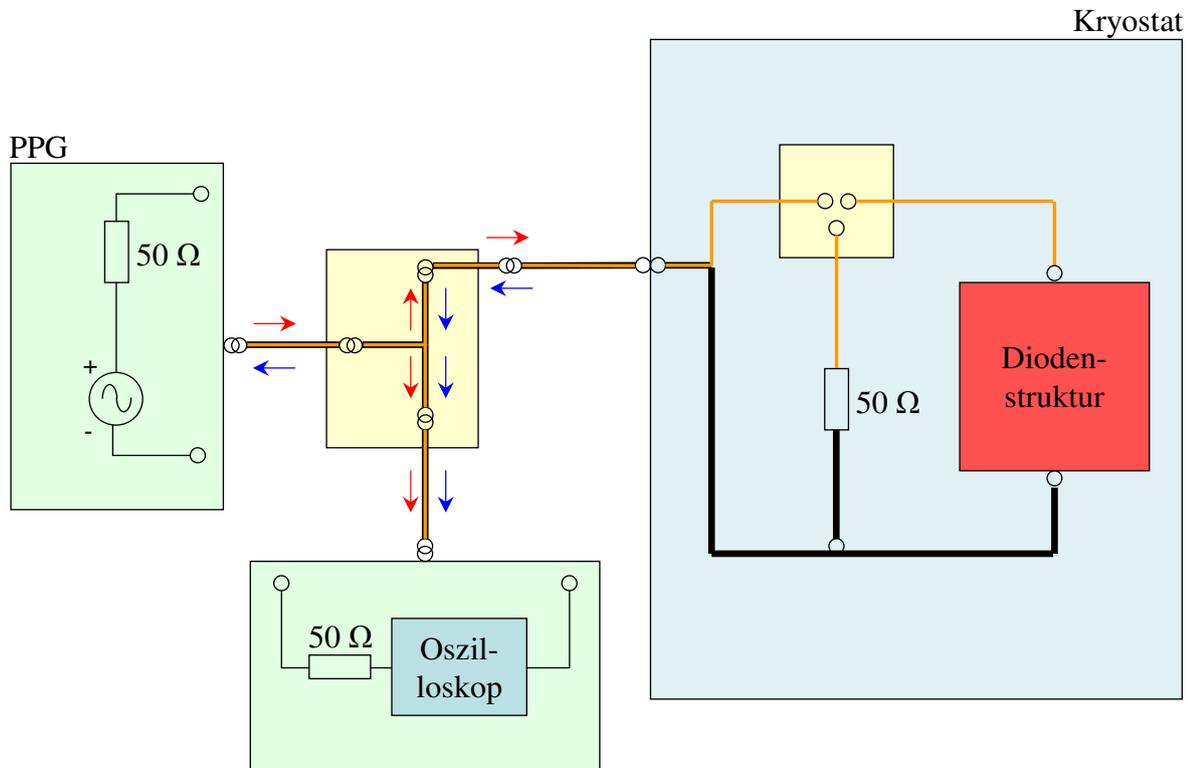
Die gesamte Probe selbst bestand zum einen aus einem Kupferplättchen, auf das mit Hilfe von Leitsilberkleber die Diodenstruktur aufgeklebt wurde. Zusätzlich wurden vergoldete Kontakte mit Hilfe eines isolierenden Klebers auf das Kupferplättchen geklebt, von denen aus mittels eines Bonddrahtes der elektrische Kontakt zur Probenoberfläche hergestellt wurde. Das semi-rigide Kabel wurde über mehrere Millimeter von seiner Abschirmung befreit und auf den vergoldeten Kontakt gelötet. An den  $50\ \Omega$  Widerstand wurde ein flexibles abgeschirmtes Kabel gelötet, dessen Innenleiter ebenfalls auf den vergoldeten Kontakt auf dem Kupferplättchen gelötet wurde. Der Außenleiter des flexiblen Kabels wurde mit dem Außenleiter des semi-rigiden Kabels verlötet. Auf diese Weise wurde eine gesamte Schaltung mit einem Widerstand von ca.  $50\ \Omega$  geschaffen.

Um die Tauglichkeit dieses einfachen Prinzips zu untersuchen und mit nicht-angepassten Strukturen vergleichen zu können, wurde ein Oszilloskop parallel zur Probe und den Puls-generator angeschlossen. Ein vereinfachtes Schaltbild analog zu dem in [Che12] gezeigten Schema ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Das Spannungssignal des Pulsgenerators (PPG<sup>1</sup>) gelangt zunächst auf einen Spannungsteiler. Dieser teilt durch eine einfache Verbindung der jeweiligen Innen- (orange dargestellt) und Außenleiter (schwarz dargestellt) dreier Koaxialkabel das eintreffende Signal des einen Kabels auf die zwei anderen Kabel auf. Eines dieser Kabel führt zu einem Oszilloskop mit einer Bandbreite von 12 GHz, so dass das Spannungssignal detektiert werden kann. Das andere Kabel führt zum SMA-Übergang am Kryostaten. Von dort gelangt das Signal über das semi-rigide Kabel zur Probenoberfläche. Innen- und Außenleiter sind in Abbildung 3.3 zur besseren Übersichtlichkeit innerhalb des Kryostaten getrennt dargestellt. Kommt es an dieser Stelle oder auch an anderen elektrischen Übergängen zu Reflexionen des Signals, so gelangen diese auf gleichem Wege zurück und werden zum Teil an das Oszilloskop geleitet, so dass es hier zu einer Überlagerung der reflektierten Signal mit den detektierten Eingangssignalen kommt. Die hier genutzte Technik ähnelt der bekannten Zeitbereichs-reflektometrie, die dazu genutzt wird, über zeitlich aufgelöste Messungen der erhaltenen

---

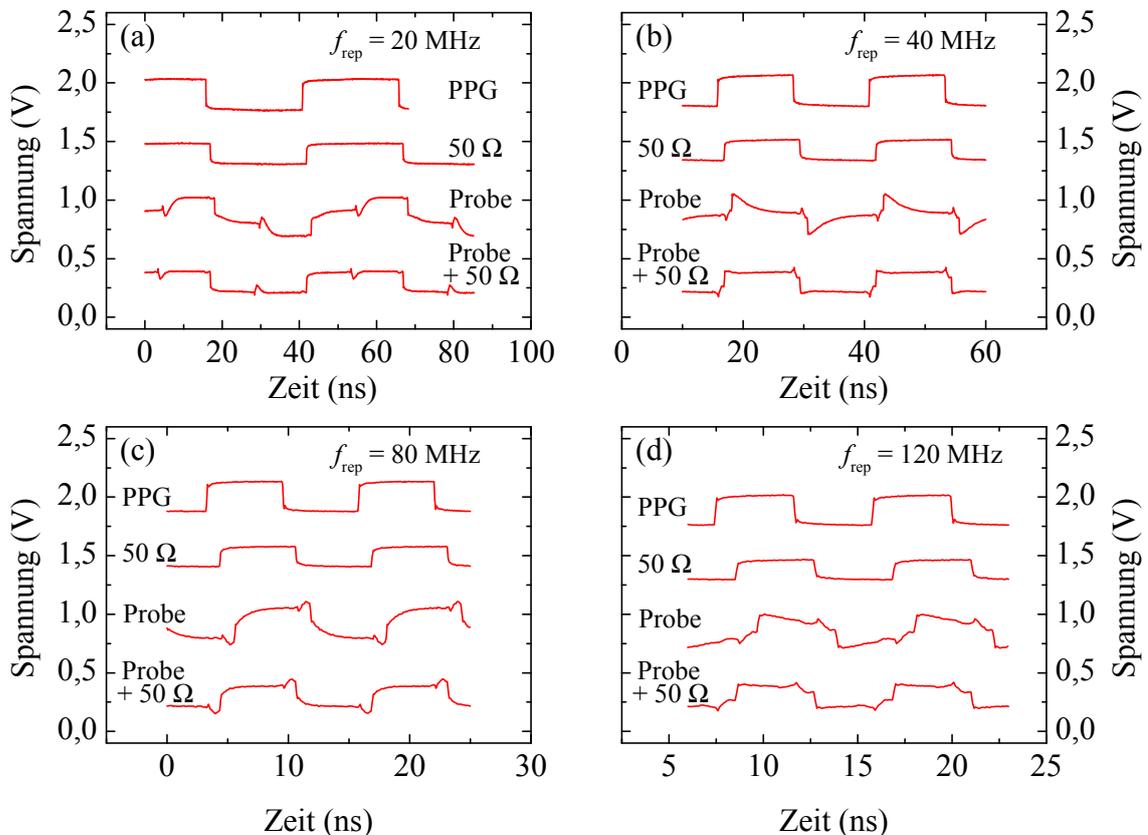
<sup>1</sup>PPG: Pulse Pattern Generator



**Abbildung 3.3:** Vereinfachtes Schaltbild der zur Überprüfung der Anpassung genutzten Technik mittels eines 12 GHz Oszilloskopes. Rote Pfeile kennzeichnen das eingehende, vom Pulsgenerator kommende Signal, blaue Pfeile stellen reflektierte Signale dar. Die Innenleiter der Koaxialkabel sind orange, die Außenleiter schwarz dargestellt.

Pulsformen exakte Aussagen über die genauen Ursprünge von Reflexionen zu treffen. Aus der Form der sich am Oszilloskop insgesamt ergebenden Signale soll hier jedoch lediglich in erster Näherung auf die Güte der Anpassung geschlossen werden.

Es wurden Spannungspulse mit variierten Frequenzen an das Gesamtsystem angelegt. In Abbildung 3.4 sind für vier verschiedene Repetitionsfrequenzen  $f_{\text{rep}}$  die so erhaltenen Pulsformen gezeigt. Die Amplitude der vom Pulsgenerator ausgegebenen Spannungspulse wurde auf 0,3 V eingestellt. Für eine direkte Vergleichbarkeit und eine bessere Übersichtlichkeit wurden die Nullpunkte der jeweiligen erhaltenen Kurven in der Abbildung gegeneinander verschoben. Es wurde zunächst das Signal des Pulsgenerators ohne weitere angeschlossene Elemente aufgenommen. Anschließend wurde anstelle der Probe ein mit 50 Ω abgeschlossenes Kabel parallel zum Oszilloskop angeschlossen. Die so erhaltenen Kurven sind in der Abbildung mit „50 Ω“ gekennzeichnet. Die jeweils dritte Kurve zeigt das erhaltene Signal, ohne dass der 50 Ω Widerstand parallel zur Probe angeschlossen



**Abbildung 3.4:** Über ein parallel angeschlossenes Oszilloskop aufgenommene Spannungspulse des Pulsgenerators mit nomineller Amplitude von  $0,3 \text{ V}$ , an einem  $50 \Omega$  Abschlusswiderstand, an der nicht-angepassten Probe und an der über einen  $50 \Omega$  Widerstand angepassten Probe (von oben nach unten) für vier verschiedene Repetitionsfrequenzen. Die Nullpunkte der Kurven wurden für eine verbesserte Übersichtlichkeit gegeneinander verschoben.

wurde. Die unteren Kurven wurden nach der Anpassung des realen Widerstandes über die Parallelschaltung des  $50 \Omega$  Widerstandes aufgenommen. Bei Betrachtung der Kurven ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der verschiedenen Schaltungen und der damit verbundenen unterschiedlichen Widerstände im System die Amplitude der am Oszilloskop abfallenden Spannungen variieren kann.

Deutlich zu erkennen ist, dass der  $50 \Omega$  Widerstand alleine keine Verzerrungen des Signals hervorruft, da hier eine nahezu ideale Impedanzanpassung gegeben ist. Bei der nicht-angepassten Probe ist eine ausgeprägte Verzerrung der Pulsform zu erkennen, die sich sowohl in veränderten Anstiegs- und Abfallszeiten als auch im Überschwingen der

Spannung und dem Ausbleiben der Einstellung eines konstanten Spannungsniveaus äußern. Diese Verzerrungen liegen in Reflexionen an den gelöteten Kontakten sowie der Probe selbst begründet. Die Parallelschaltung des  $50\ \Omega$  bewirkt eine deutliche Glättung der Pulsform. Es sind jedoch auch hier, insbesondere bei höheren Frequenzen, weiterhin sowohl ein überschwingendes Verhalten als auch eine verzerrte Pulsformen aufgrund nicht angepasster Übergänge zu erkennen. Es ist jedoch bei Frequenzen von bis zu 80 MHz eine hinreichende Anpassung an die genutzten Wechselspannungen gelungen.

Die hier dargestellte Anpassung wurde für das in Kapitel 5 vorgestellte Bauelement genutzt und hat sich für die erfolgreiche Injektion von Elektronen in einen einzelnen Quantenpunkt im sub-Nanosekundenbereich bewährt.

### 3.3 Einfluss der elektrischen Anschlüsse

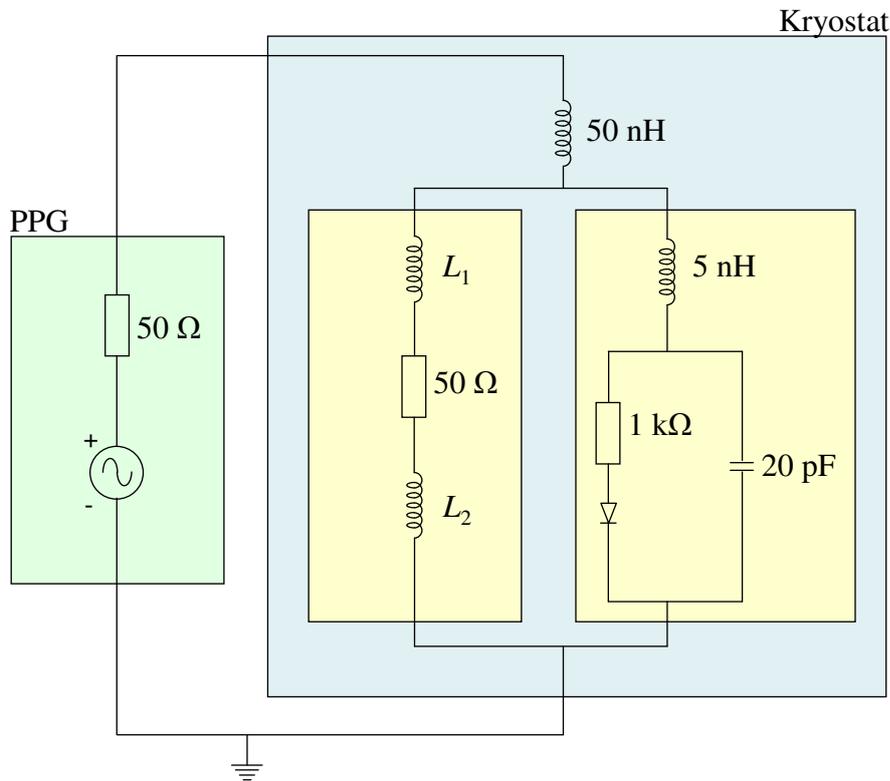
Um einen noch besseren Eindruck über den zeitlichen Verlauf der am untersuchten Bauelement anliegenden Spannung zu erhalten, wurden mit Hilfe der frei verfügbaren Simulationssoftware „LTSpice“ (Linear Technology<sup>1</sup>) Simulationen der vorliegenden Schaltungen durchgeführt. Anhand dieser Berechnungen können verschiedene Konfigurationen der elektrischen Anschlüsse innerhalb des Kryostaten auf einfache Weise verglichen und anschließend am realen Bauteil umgesetzt werden. Es sei darauf hingewiesen, dass die in der Simulation genutzten Werte auf Abschätzungen beruhen und daher keine exakte quantitative Genauigkeit liefern können. Es zeigte sich allerdings, dass auf diese Weise ein qualitatives Verständnis erreicht werden konnte, das zu einer deutlichen Verbesserung der elektrischen Eigenschaften im Wechselspannungsfall führte.

Abbildung 3.5 zeigt das für die Simulationen genutzte vereinfachte Schaltbild. Als Spannungsquelle grün hinterlegt dargestellt ist der Pulsgenerator mit enthaltenem seriellen  $50\ \Omega$  Widerstand. Der blau hinterlegte Teil zeigt das Innere des Kryostaten. Die Übergänge an Anschlüssen am Pulsgenerator sowie am Kryostaten selbst werden für die Simulation als ideal angenommen, so dass sie im Schaltbild nicht erscheinen.

Im Innern des Kryostaten findet der erste nicht-angepasste Übergang statt. Hier wurde das semi-rigide Kabel über einige Millimeter von seinem Außenleiter befreit, um es über Lötung auf das vergoldete Kontaktfeld an die Probe anschließen zu können. Da eine freie Leitung zu einer Induktivität führt, wurde für diesen Übergang für die anschließend

---

<sup>1</sup>[www.linear.com](http://www.linear.com)



**Abbildung 3.5:** Zur Simulation der elektrischen Eigenschaften mit „LTSpice“ genutztes vereinfachtes Schaltbild.

gezeigten Simulationen eine Induktivität von 50 nH angenommen.<sup>1</sup> An diesen Übergang angeschlossen ist zum einen das Probenplättchen (rechts) sowie der 50 Ω Widerstand zur Anpassung des Widerstandes (links).

Die Halbleiterstruktur wurde über einen Bonddraht mit dem zuvor erwähnten Kontaktfeld verbunden. Da dieser Übergang durch die Bondungen unter definierten Bedingungen vollzogen werden konnte als die durchgeführte Lötung, wurde die hier auftretende Induktivität um eine Größenordnung niedriger angenommen. Für die Halbleiterdiode wurde als Ersatzschaltbild eine ideale Diode mit einem in Reihe geschalteten Widerstand von 1 kΩ und einem parallel geschalteten Kondensator mit einer Kapazität von 20 pF gewählt. Die Kapazität des Kondensators wurde hier zum Vergleich mit der in Kapitel 4 vorgestellten Spin-LED über das Modell eines einfachen Plattenkondensators abgeschätzt.

<sup>1</sup>Zur Abschätzung der Induktivität pro Länge einer freien Leitung wird häufig eine Größenordnung von 10 nH/cm angegeben. [Bra08]. Diese Größe wurde aufgrund der vorgenommenen Lötungen als weiter erhöht angenommen.

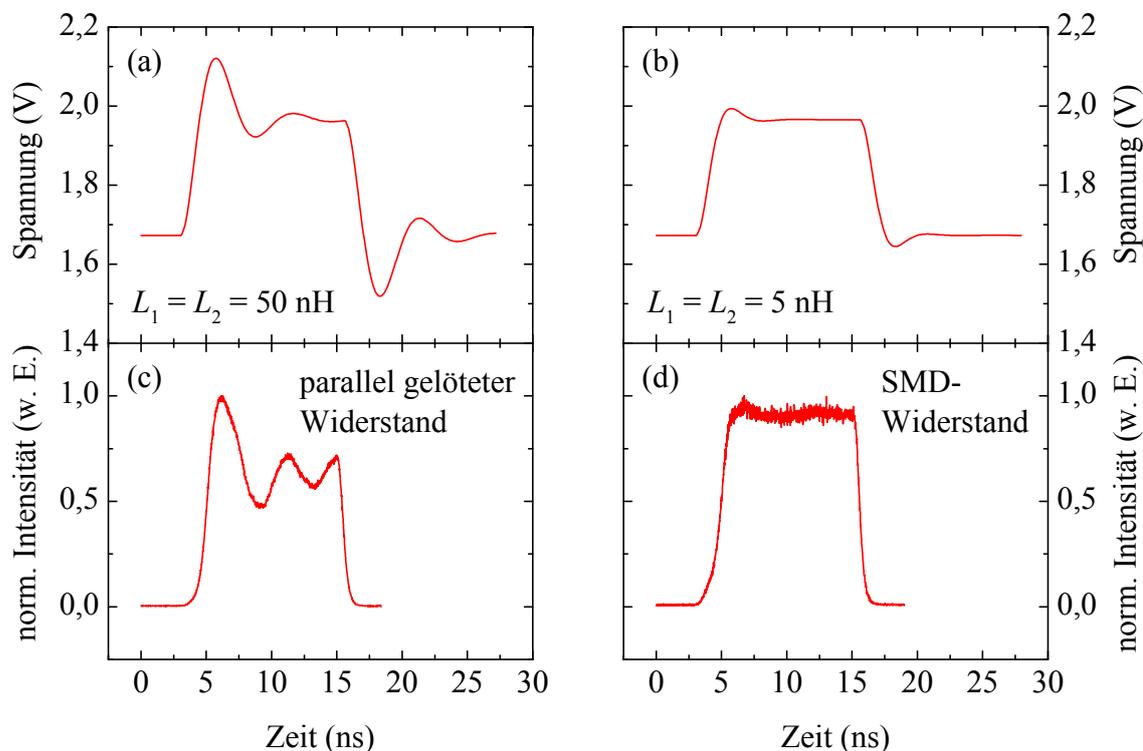
Parallel zur Probe wurde ein  $50\ \Omega$  Widerstand angeschlossen. Hier wurden die Übergänge an den Kontakten durch die Induktivitäten  $L_1$  und  $L_2$  modelliert. In den Simulationen wurden Spannungspulse mit einer Repetitionsfrequenz von 40 MHz und einem Tastverhältnis von 50% an die Probe angelegt.

Die mit Hilfe dieser Simulationen erhaltenen Ergebnisse sind in den Abbildungen 3.6(a) und (b) für zwei verschiedene Induktivitäten  $L_1$  und  $L_2$  dargestellt. Die Abbildungen 3.6(c) und (d) zeigen experimentelle Daten der Spin-LED-Struktur. Diese Struktur bietet den entscheidenden Vorteil, dass mittels zeitaufgelöster Elektrolumineszenzmessungen über das emittierte Licht Rückschlüsse auf den Stromverlauf und dadurch auch auf die Spannungen an der Probe gezogen werden können. Daher wurden mit Hilfe einer Mikrokanalplatte zeitaufgelöste Messungen der Elektrolumineszenz bei einer Wellenlänge von 840 nm durchgeführt, bei der die Intensität des emittierten Lichtes ein Maximum aufwies. An die Probe wurden Spannungspulse mit gleicher Repetitionsfrequenz und gleichem Tastverhältnis wie in den Simulationen angelegt. Diese Messungen eignen sich damit in hervorragender Weise, um den zeitlichen Verlauf der tatsächlich am Bauelement anliegenden Spannung zu untersuchen und mit den Ergebnissen der Simulationen zu vergleichen.

Anhand dieser Daten ist insbesondere der Einfluss der elektrischen Kontaktierung zu beobachten. Zum Vergleich wurde hier zunächst wie zuvor erwähnt ein  $50\ \Omega$  Widerstand parallel zum Bauelement an das Probenplättchen sowie an das semi-rigide Kabel gelötet. Da auch hier von nicht-angepassten Übergängen ausgegangen werden muss, wurden an diesen Stellen für die Simulation Induktivitäten von  $L_1 = L_2 = 50\ \text{nH}$  angenommen. Die Simulationsergebnisse sowie die normierten Intensitäten der Elektrolumineszenz für diese Form der Kontaktierung sind in Abbildung 3.6(a) und (c) gegenübergestellt.

Durch den erhaltenen Schwingkreis zwischen den Induktivitäten an den Kontakten und dem Plattenkondensator kommt es zu Schwingungen der am Bauteil anliegenden Spannung, wie sie sowohl in der Simulation als auch in den experimentellen Ergebnissen beobachtet werden können. Hier sei angemerkt, dass die Schwingung auf dem unteren Spannungsniveau in den Elektrolumineszenzmessungen nicht beobachtet werden kann, da bei diesen Spannungen keine Emission der Diode stattfindet.

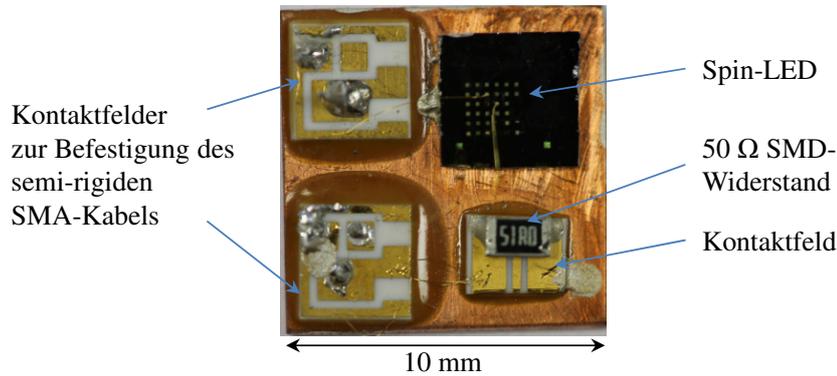
Die deutliche Übereinstimmung zeigt, dass die abgeschätzten Größenordnungen der auftretenden Induktivitäten das Verhalten der realen Spannung in angemessener Weise widerspiegeln. Es ist jedoch zu erkennen, dass die hier genutzte Kontaktierung nicht zu einer ausreichenden Anpassung der Diodenstruktur führt.



**Abbildung 3.6:** Gegenüberstellung der simulierten Spannungsverläufe (a) und (b) sowie der experimentell erhaltenen zeitaufgelösten Elektrolumineszenz-Intensitäten der Spin-LED (c) und (d) für zwei verschiedene Formen der elektrischen Kontaktierung des  $50 \Omega$  Widerstandes.

Um die Anpassung weiter zu verbessern, wurde zunächst der an die Probe gelötete  $50 \Omega$  Widerstand entfernt. Daraufhin wurde ein weiteres Kontaktfeld mit einzelnen voneinander abgetrennten Goldkontakten auf das Kupferplättchen geklebt. Auf dieses wurde wiederum ein SMD<sup>1</sup>-Widerstand aufgebracht, so dass je einer der Kontakte des SMD-Widerstandes mit Hilfe von Leitsilberkleber mit einem der Goldkontakte verbunden werden konnte. Über einen Bonddraht wurde daraufhin von einem der Goldkontakte eine elektrische Verbindung zu dem Kontaktfeld hergestellt, auf das das semi-rigide Kabel gelötet war. Der andere Goldkontakt wurde mittels Leitsilberklebers mit dem Kupferplättchen verbunden. Die so entstandene Probe ist in Abbildung 3.7 in einer fotografischen Aufnahme zu sehen. Durch die auf diese Weise geschaffenen Verbindungen sollte sichergestellt sein, dass die auftretenden Induktivitäten deutlich gegenüber der zuvor genutzten Variante reduziert sind. Für die Simulation wurde daher die Induktivität der beiden Kontakte auf  $5 \text{ nH}$

<sup>1</sup>SMD: Surface Mounted Device



**Abbildung 3.7:** Fotografische Aufnahme der angepassten Spin-LED-Probe. Links zu sehen sind die auf das Kupferplättchen aufbrachten Kontaktfelder zur Befestigung des semi-rigiden SMA-Kabels. Im oberen rechten Teil befindet sich die Halbleiterdiode. Auf der Oberfläche zu erkennen sind die einzelnen Bondpads. Unten rechts ist der SMD-Widerstand zu sehen.

vermindert. Das Ergebnis der Simulation sowie der zeitaufgelöste Intensitätsverlauf der Elektrolumineszenz sind in Abbildung 3.6(b) und (d) dargestellt.

Durch diese Form der Kontaktierung zeigt sich ein erheblich verbessertes Verhalten der Spin-LED. Die Schwingungen sind sowohl in der Simulation als auch im experimentell erhaltenen Intensitätsverlauf deutlich reduziert, so dass sich annähernd ein konstantes Spannungsniveau einstellt. Die Anpassung wurde also durch diese Probenkontaktierung deutlich verbessert. Die in Kapitel 4 vorgestellten Ergebnisse wurden mit Hilfe dieses Konzepts erreicht.



## 4 Ultra-schnelle elektrische Spininjektion in einer Spin-LED

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die physikalischen und experimentellen Grundlagen für die Untersuchung der Spininjektion in einen einzelnen Halbleiterquantenpunkt gelegt. Ebenso wurde gezeigt, dass eine Anwendung von Spannungspulsen mit Anstiegs- und Abfallzeiten kleiner als eine Nanosekunde bei den untersuchten Diodenstrukturen verwirklicht werden konnte. In diesem Kapitel wird nun demonstriert, wie spinpolarisierte Elektronen mittels einer Spin-LED-Struktur in einen einzelnen Quantenpunkt injiziert werden können und auf welche Weise dies im sub-Nanosekunden Zeitbereich verwirklicht werden kann.

Erste Arbeiten zur ultra-schnellen Spininjektion in Quantenpunkte sind insbesondere in [Tru09, Ass09] und [Ass11] zu finden. Eine erfolgreiche Injektion spinpolarisierter Elektronen in einzelne Quantenpunkte mit Spannungspulsen im sub-Nanosekundenbereich konnte allerdings bisher noch nicht demonstriert werden.

Um das Ziel der ultra-schnellen Spininjektion in einen einzelnen Quantenpunkt zu erreichen, müssen zunächst drei verschiedene Anforderungen erfüllt werden: Die Schaffung eines Reservoirs von Elektronen mit bevorzugter Spinorientierung, der Transport dieser Elektronen in den Quantenpunkt unter möglichst geringem Verlust der Spininformation, sowie die Verwirklichung dieses Prozesses im sub-Nanosekundenbereich.

Daher wird in diesem Kapitel zunächst der für die Bereitstellung spinpolarisierter Elektronen genutzte verdünnt-magnetische Halbleiter ZnMnSe vorgestellt. Anschließend wird die damit verwirklichte erfolgreiche Spininjektion in einen einzelnen Halbleiterquantenpunkt demonstriert. Die Anpassung der Probe über die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellte Methode führte dazu, dass erstmalig eine Spininjektion in einen einzelnen Halbleiterquantenpunkt mit Hilfe von Spannungspulsen im sub-Nanosekundenbereich realisiert werden konnte.

## 4.1 Der verdünnt-magnetische Halbleiter ZnMnSe

Als Reservoir spinpolarisierter Elektronen dient in der hier vorgestellten Spin-LED-Struktur der verdünnt-magnetische Halbleiter ZnMnSe. Ein verdünnt-magnetischer Halbleiter ist ein Halbleiterkristall, in dem einige der Kationenplätze durch paramagnetische Ionen besetzt sind. Hierzu wird beispielsweise das Übergangsmetall Mangan genutzt [Fur88], das aufgrund seiner halb gefüllten  $3d$ -Schale nach der Hundschen Regel einen größtmöglichen Gesamtspin von  $S = 5/2$  besitzt. Der Einbau solcher magnetischer Ionen führt im Wirtskristall zu interessanten magnetischen Eigenschaften sowohl des Mangan- als auch des Elektronen-Spinsystems.

In diesem Kapitel sollen die grundlegenden Eigenschaften dieser Materialien vorgestellt werden. Die gewählte Darstellung richtet sich weitestgehend nach der Erklärung in [Hal09]. Da in dieser Arbeit keine Untersuchungen am verdünnt-magnetischen Halbleiter selbst stattfanden, sondern dieser lediglich als Quelle spinpolarisierter Elektronen für die anschließende Injektion genutzt wurde, soll die Vorstellung dieser Materialklasse hier in kurzer Form stattfinden. Für weitergehende Informationen sei insbesondere auf [Fur88] verwiesen.

### 4.1.1 Strukturelle Eigenschaften

Der hier betrachtete II-VI-Verbindungshalbleiter ZnSe kann sowohl in der Wurtzit- als auch in der Zinkblendestruktur kristallisieren. Hier hybridisieren die  $s$ -Orbitale der zwei Valenzelektronen des Zink mit den  $p$ -Orbitalen der sechs Valenzelektronen des Selen zu tetraedrisch angeordneten  $sp^3$ -Hybridorbitalen. Mn besitzt die Elektronenkonfiguration  $[\text{Ar}]3d^54s^2$ , kann also ebenso zwei Valenzelektronen für die Bindung bereitstellen und damit substitutionell für Zn in den Kristall eingebaut werden. Der Einbau erfolgt isoelektronisch, ruft also keine Dotierung des Wirtshalbleiters hervor. Da die  $3d$ -Schale des Mn exakt halb gefüllt ist, bilden sich stabile Zustände aus. Es können Kristalle mit einem weiten Bereich von verschiedenen Mischungsverhältnissen geschaffen werden [Fur88]. Im Fall des Einbaus von Mn in ZnSe kristallisiert der Halbleiter bis zu einer Mn-Konzentration von ca. 30% in der Zinkblendestruktur, oberhalb dieser Konzentration in der Wurtzitstruktur. Die in den hier untersuchten Proben genutzte Mn-Konzentration beträgt ca. 4%, so dass hier von einer Zinkblendestruktur ausgegangen werden kann.

Durch den Einbau der Mn-Ionen ändern sich sowohl die Gitterkonstanten (für die Zinkblendestruktur gemäß dem Vegardschen Gesetz [Veg21]) als auch die Bandlücke des Wirtskristalls. Für die Wirkungsweise als spinausrichtendes Material sind aber für die

vorliegende Arbeit vielmehr die magnetischen Eigenschaften des DMS von Interesse, auf die im Folgenden eingegangen wird.

### 4.1.2 Ausrichtung der Mn-Spins in einem externen Magnetfeld

Die besonderen magnetischen Eigenschaften der verdünnt-magnetischen Halbleiter liegen in den Wechselwirkungen der Mn-Spins untereinander und der Mn-Spins mit den Elektronen des Wirtshalbleiters begründet. Zunächst sollen an dieser Stelle die magnetischen Eigenschaften des Mn-Spinsystems erläutert werden. Bei geringen Mangan-Konzentrationen unterhalb von 1%, also im Bereich starker Verdünnung, liegt ein paramagnetisches Spinsystem vor. Hier kann die Wechselwirkung der Mn-Spins untereinander vernachlässigt werden. Der Hamilton-Operator  $\hat{H}$  für die Kopplung der Mn-Spins an ein magnetisches Feld  $\vec{B}$  lautet in diesem Fall:

$$\hat{H} = g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}/\hbar \cdot \sum_{i=1}^{N_{\text{Mn}}} \hat{S}_i \cdot \vec{B}. \quad (4.1)$$

Hier ist  $\mu_{\text{B}}$  das Bohrsche Magneton,  $\hbar$  das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und  $N_{\text{Mn}}$  die Anzahl der Mn-Ionen.  $\hat{S}_i$  bezeichnet die Spinoperatoren der Mn-Ionen. In der Literatur werden die Dimensionen der hier auftretenden Größen nicht einheitlich gewählt. In der hier und im weiteren Verlauf genutzten Notation besitzen die Spinoperatoren gemäß  $\hat{S}^2\psi = \hbar^2 s(s+1)\psi$  die Dimension eines Drehimpulses.  $g_{\text{Mn}}$  gibt den Landéschen  $g$ -Faktor der Mn-Ionen an. Da aufgrund der fünf Elektronen in der  $d$ -Schale der Gesamtdrehimpuls  $L$  verschwindet und ein Gesamtspin von  $S = 5/2$  vorliegt, lässt sich der  $g$ -Faktor mit  $J = L + S = 5/2$  berechnen zu:

$$g_{\text{Mn}} = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 2. \quad (4.2)$$

Das magnetische Feld wird im Folgenden wie üblich als  $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$  angenommen, mit  $\vec{e}_z$  als Einheitsvektor entlang der  $z$ -Richtung. Mit Hilfe der Molekularfeldnäherung lassen sich die einzelnen Spinoperatoren  $\hat{S}_i$  durch ihren thermodynamischen Mittelwert entlang der  $z$ -Achse  $\langle S_z \rangle$  ausdrücken, so dass sich über den Eigenwert des Hamilton-Operators die folgende Energie pro Volumeneinheit ergibt:

$$E = x \cdot N/V \cdot g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}/\hbar \cdot \langle S_z \rangle \cdot B. \quad (4.3)$$

Die Mittelwerte der Spinoperatoren entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse verschwinden aufgrund des Magnetfeldes in  $z$ -Richtung.  $N$  gibt die Gesamtzahl der verfügbaren Kationenplätze an,  $V$  das Volumen des Kristalls.  $x$  bezeichnet die Mn-Konzentration. Mit  $E = -M \cdot B$  ergibt sich für die Magnetisierung  $M$  der Mn-Spins:

$$M = -x \cdot N/V \cdot g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}/\hbar \cdot \langle S_z \rangle. \quad (4.4)$$

Der thermische Mittelwert der Mangan-Spins weist eine Abhängigkeit vom magnetischen Feld und von der Temperatur  $T$  über eine Brillouinfunktion  $\mathcal{B}_S$  auf [Ash07], für die gilt:

$$\mathcal{B}_S(a) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S} \cdot a\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{1}{2S} \cdot a\right). \quad (4.5)$$

Für den Mittelwert des Mangan-Spins gilt damit:

$$\langle S_z \rangle = -S \cdot \mathcal{B}_S\left(\frac{g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}} \cdot SB}{k_{\text{B}}T}\right) \hbar, \quad (4.6)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_{\text{B}}$  und der Temperatur  $T$ , woraus für die Magnetisierung des Mn-Spinsystems mit  $S = 5/2$  folgt:

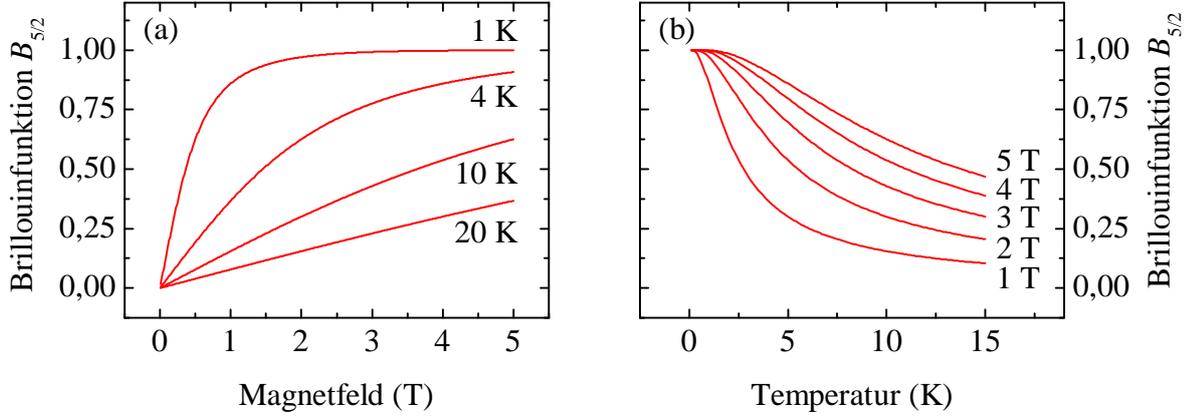
$$M(B, T) = x \cdot N/V \cdot g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}} \cdot 5/2 \cdot \mathcal{B}_{5/2}\left(\frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}} \cdot B}{k_{\text{B}}T}\right). \quad (4.7)$$

Der Verlauf der Brillouinfunktion ist in Abbildung 4.1(a) in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Temperaturen und in Abbildung 4.1(b) in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Magnetfelder gezeigt.

Hier bedeutet ein Wert von  $\mathcal{B}_{5/2} = 1$ , dass sämtliche Spins parallel ausgerichtet sind, bei  $\mathcal{B}_{5/2} = 0$  sind die Spins vollständig ungeordnet.

### 4.1.3 Antiferromagnetische Kopplung der Mn-Spins

Bei der vorangegangenen Betrachtung wurde eine wechselseitige Beeinflussung der Mn-Spins nicht berücksichtigt. Im realen Kristall ist dies aber bei Konzentrationen von ca.  $x > 1\%$  nicht weiter gerechtfertigt. Wie in [Lar85, Lar88] gezeigt, kommt es zu einer antiferromagnetischen Kopplung der Mn-Spins untereinander, so dass die Magnetisierung reduziert



**Abbildung 4.1:** Darstellung der Brillouinfunktion, nach der sich die Ausrichtung der Mangan-Spins in Anwesenheit eines Magnetfeldes richtet. (a) zeigt die Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Temperaturen, (b) die Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen Magnetfeldern. Für die später gezeigten experimentellen Ergebnisse ist ein Temperaturbereich von ca. 4 bis 6 K bedeutend.

wird. Diese Kopplung geschieht über eine als Superaustausch bezeichnete Wechselwirkung der Mn  $d$ -Elektronen untereinander [Lar88]. Der zugehörige Hamilton-Operator lautet:

$$\hat{H}_{dd} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{i,j} J_{dd} (\vec{R}_i - \vec{R}_j) \cdot \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j. \quad (4.8)$$

$\hat{S}_i$  und  $\hat{S}_j$  bezeichnen die Spinoperatoren der Mn-Spins.  $J_{dd} (\vec{R}_i - \vec{R}_j)$  gibt die Austauschkonstante der  $d$ -Elektronenspins an ihren Orten  $\vec{R}_i$  und  $\vec{R}_j$  an. Diese besitzt die Dimension einer Energie.

Trotz der auftretenden antiferromagnetischen Kopplung kann das System für geringe Konzentrationen weiterhin als paramagnetisch angenommen werden. Die Obergrenze ist dabei temperaturabhängig. Im Tieftemperaturbereich bei ca. 4 K liegt sie bei ca. 20%. Es müssen hier allerdings empirische Parameter für eine effektive Temperatur  $T_{\text{eff}} > T$  und eine effektive Mn-Konzentration  $x_{\text{eff}}$  verwendet werden [Gaj79], so dass für die Magnetisierung in diesem Fall gilt:

$$M(B, T) = x_{\text{eff}} \cdot N/V \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} \cdot 5/2 \cdot \mathcal{B}_{5/2} \left( \frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} \cdot B}{k_{\text{B}} T_{\text{eff}}} \right). \quad (4.9)$$

Die effektive Mn-Konzentration ist dabei gegenüber der tatsächlich vorliegenden Konzentration aufgrund der Ausbildung von antiferromagnetischen Bereichen mit verschwindendem Gesamtspin verringert.<sup>1</sup>

#### 4.1.4 Die $sp-d$ -Austauschwechselwirkung

Die Eigenschaft des verdünnt-magnetischen Halbleiters als spinausrichtendes Material in der in dieser Arbeit genutzten Heterostruktur liegt in der Wechselwirkung der Spins der  $s$ -artigen Leitungs- und  $p$ -artigen Valenzbandelektronen im ZnMnSe mit den Spins der Mn-Ionen begründet [Gaj78]. Für Elektronen am Ort  $\vec{r}$  kann diese Wechselwirkung durch den Hamilton-Operator  $\hat{H}_{sp-d}$  beschrieben werden:

$$\hat{H}_{sp-d} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_i J_{sp-d}(\vec{r} - \vec{R}_i) \cdot \hat{S}_i \cdot \hat{s} \quad (4.10)$$

$J_{sp-d}(\vec{r} - \vec{R}_i)$  bezeichnet das Austauschintegral der Spins der Mn-Ionen und der Valenz- und Leitungsbandelektronen,  $\hat{S}_i$  und  $\hat{s}$  die entsprechenden Spinoperatoren. Über eine Mittelung mittels Molekularfeldnäherung lässt sich dieser Hamilton-Operator erneut vereinfachen und die zugehörigen Austauschenergien ergeben sich für Elektronen im Leitungsband zu:

$$E_{s-d,\uparrow} = -\frac{1}{2} N_0 \alpha \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad (4.11)$$

$$E_{s-d,\downarrow} = +\frac{1}{2} N_0 \alpha \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad (4.12)$$

für spin-up ( $\uparrow$ ) bzw. spin-down ( $\downarrow$ ) Elektronen, mit  $N_0 = N/V$  und  $\alpha$  als Austauschintegral für das Leitungsband [Fur88].  $N_0 \alpha$  ist eine materialspezifische Konstante, für die sich bei dem hier untersuchten ZnMnSe ein Wert von 0,26 eV ergibt [Twa84].

Aufgrund des positiven  $g$ -Faktors der Mn-Ionen ist der Mittelwert der Mangan-Spinoperatoren  $\langle S_z \rangle$  negativ. Somit ergibt sich für einen Elektronenspin von  $-1/2$  (spin-down) ebenfalls eine Energieabsenkung, die derselben Brillouinfunktion folgt, wie der mittlere Spin der Mn-Ionen. Die Leitungsbandelektronen richten sich also parallel zu den Mn-Spins aus [Bha83], so dass eine hohe Polarisierung der Elektronenspins im magnetischen

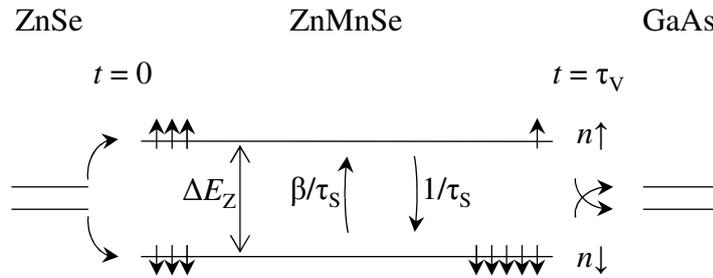
---

<sup>1</sup>Die antiferromagnetische Austauschwechselwirkung ist größer als die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Mn-Spins, die eine ferromagnetische Kopplung bewirken würde. Alternativ zur effektiven Konzentration kann auch ein verminderter effektiver Spin eingeführt werden.

Feld stattfindet und so spinpolarisierte Elektronen zur anschließenden Spininjektion zur Verfügung gestellt werden.

#### 4.1.5 Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter

Der verdünnt-magnetische Halbleiter dient im Rahmen dieser Arbeit als spinausrichtendes Material innerhalb einer Spin-LED-Struktur. Die Elektronen werden über eine anliegende Spannung zunächst in das Leitungsband des DMS injiziert, durch diesen transportiert und anschließend in das darauffolgende Halbleitermaterial injiziert. Die Spinausrichtung kann damit nur innerhalb der Zeit  $\tau_V$ , die die Leitungsbandelektronen im DMS verweilen, geschehen. Abbildung 4.2 stellt dies schematisch dar.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung der Zeeman-Niveaus im Leitungsband der verschiedenen Materialien der Spin-LED. Die Injektion der Elektronen in den DMS geschieht bei  $t = 0$ . Während des Transports durch den DMS werden die Elektronen spinpolarisiert. Nach der Zeit  $t = \tau_V$  verlassen die Elektronen den DMS und werden in den Quantenpunkt injiziert.

Zum Zeitpunkt  $t=0$  wird eine gleiche Anzahl von Elektronen in das spin-up und in das spin-down Niveau des DMS injiziert. Das Umklappen eines Spins vom spin-up in das spin-down Niveau geschieht mit der Rate  $1/\tau_S$ , der umgekehrte Prozess ist um den Boltzmann-Faktor  $\beta = \exp\left(-\frac{\Delta E_Z}{k_B T}\right)$  verkleinert.<sup>1</sup> Es gelten damit für die Besetzungszahlen der spin-up und spin-down Niveaus  $n_{\uparrow}$  und  $n_{\downarrow}$  die folgenden Ratengleichungen:

$$\frac{d}{dt}n_{\uparrow} = -n_{\uparrow} \cdot \frac{1}{\tau_S} + n_{\downarrow} \cdot \frac{\beta}{\tau_S} \quad (4.13)$$

$$\frac{d}{dt}n_{\downarrow} = n_{\uparrow} \cdot \frac{1}{\tau_S} - n_{\downarrow} \cdot \frac{\beta}{\tau_S}. \quad (4.14)$$

<sup>1</sup>Da gilt  $\Delta E_Z \gg k_B T$  kann hier die Boltzmann-Verteilung anstelle der Fermi-Verteilung genutzt werden.

Rekombinationen von Leitungsbandelektronen mit Löchern im Valenzband, die zu einer Verminderung der Besetzungszahlen führen, sind an dieser Stelle aufgrund der hohen  $n$ -Dotierung in der untersuchten Probe vernachlässigt. Die Lösungen dieser Gleichungen ergeben sich zu:

$$n\uparrow(t) = \frac{\beta N_0}{1+\beta} + \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot \exp\left(\frac{-1-\beta}{\tau_S} t\right) \quad (4.15)$$

$$n\downarrow(t) = \frac{N_0}{1+\beta} - \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot \exp\left(\frac{-1-\beta}{\tau_S} t\right). \quad (4.16)$$

Eine Herleitung dieser Lösungen ist im Anhang dieser Arbeit in Kapitel B zu finden. Von Interesse ist nun, welchen Polarisationsgrad die Elektronen zum Zeitpunkt  $t=\tau_V$  aufweisen. Für eine unendliche Verweildauer ergibt sich aus den Gleichungen 4.15 und 4.16 der Gleichgewichtszustand mit dem Polarisationsgrad  $\rho_0$ :

$$\rho_0 = \frac{1-\beta}{1+\beta} = \tanh\left(\frac{\Delta E_Z}{2k_B T}\right). \quad (4.17)$$

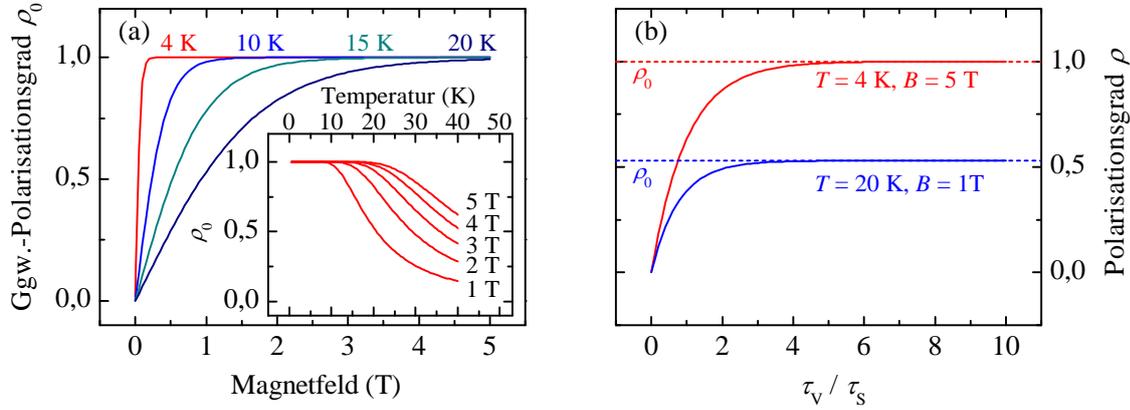
Die Magnetfeld- sowie die Temperaturabhängigkeit dieses Gleichgewichtspolarisationsgrades sind in Abbildung 4.3(a) dargestellt. Den Berechnungen wurde eine Mangan-Konzentration von 4% zugrunde gelegt. Die in Kapitel 4.1.3 dargestellte antiferromagnetische Kopplung der Mn-Spins wurde nicht berücksichtigt, so dass die hier aufgezeigten Polarisationsgrade die maximal möglichen Werte widerspiegeln. Es ist zu erkennen, dass bei geringen Temperaturen schon geringe magnetische Flussdichten ausreichen, um die Leitungsbandelektronen vollständig zu polarisieren. Bei einer Flussdichte von 5 T ist dies bis zu einer Temperatur von ca. 20 K ebenso der Fall. Es zeigt sich damit, dass der hier genutzte verdünnt-magnetische Halbleiter ZnMnSe als hervorragende Quelle zur Bereitstellung spinpolarisierter Elektronen dient.

Für die Zeitabhängigkeit des Polarisationsgrades der Leitungsbandelektronen ergibt sich mit der Definition des Gleichgewichtszustandes insgesamt:

$$\rho(t) = \rho_0 \left[ 1 - \exp\left(- (1 + \beta) \frac{t}{\tau_S}\right) \right]. \quad (4.18)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass der erzielte Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen nach Durchqueren des verdünnt-magnetischen Halbleiters vom Verhältnis der Verweildauer zur Spin-Umklapp-Zeit abhängig ist. In Abbildung 4.3(b) ist der zu erwartende Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter in

Abhängigkeit von diesem Verhältnis für zwei beispielhafte Konfigurationen von Magnetfeld und Temperatur für  $t = \tau_V$  dargestellt.



**Abbildung 4.3:** (a) Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichtspolarisationsgrades für den Fall einer im Vergleich zur Spin-Umklapp-Zeit unendlich langen Verweildauer der Leitungsbändelektroden im DMS. (b) Zeitabhängigkeit des Polarisationsgrades der Leitungsbändelektroden dargestellt in Abhängigkeit vom Verhältnis der Verweildauer zur Spin-Umklapp-Zeit. Gezeigt sind die Polarisationsgrade für zwei beispielhafte Umgebungsbedingungen.

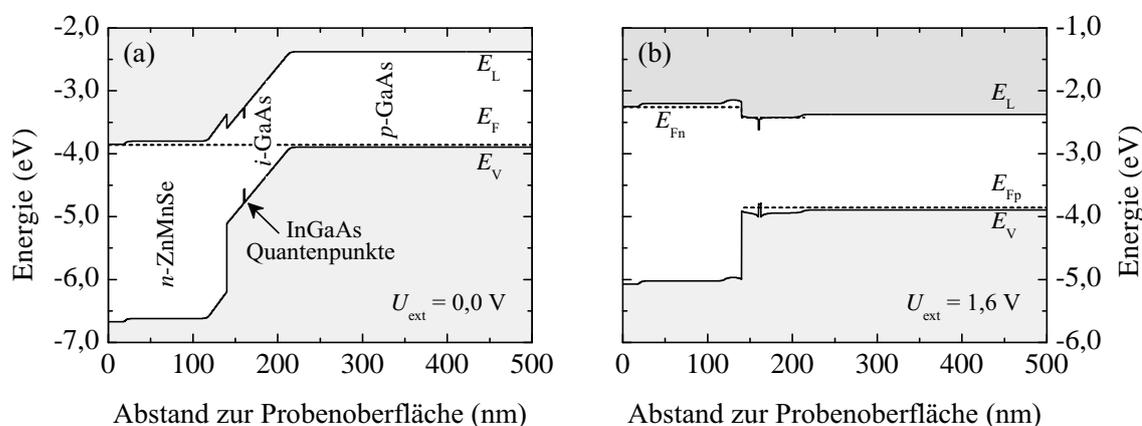
Es zeigt sich, dass der Gleichgewichtspolarisationsgrad erreicht wird, sobald die Verweildauer der Elektronen im DMS etwa das drei- bis vierfache der Spin-Umklapp-Zeit beträgt. Es ist bekannt, dass diese üblicherweise in der Größenordnung von wenigen ps liegt. So wurde beispielsweise anhand von Spin-Flip-Raman-Untersuchungen ein Wert von 5,5 ps festgestellt [Len06, Len09], in zeitaufgelösten Faraday-Rotationsmessungen an optisch orientierten Elektronen in ZnMnSe-Quantenfilmen wurden Relaxationszeiten in der Größenordnung von bis zu ca. 20 ps beobachtet [Cro97]. In der Dissertation von R. Fiederling [Fie04] wird anhand von schichtdickenabhängigen Untersuchungen gezeigt, dass eine effektive Spin-Umklapp-Länge im verdünnt-magnetischen Halbleiter in der Größenordnung von mehreren Nanometern existiert, die zudem stark magnetfeldabhängig ist und auch durch weitere experimentelle Bedingungen variieren kann. Erst nachdem ein Leitungsbändelektron diese Länge im DMS zurückgelegt hat, klappt sein Spin in den energetisch günstigeren Zustand, so dass der maximal erreichbare Polarisationsgrad vom Verhältnis der Dicke des spinausrichtenden Materials zu dieser Länge abhängt.

## 4.2 Die untersuchte Spin-LED-Struktur

Aufbauend auf dem bereits erwähnten Konzept der Spin-LED, wie es auch in [Fie99] demonstriert wurde, wurde eine *pin*-Diodenstruktur entworfen, bei der die InGaAs-Quantenpunkte in einen intrinsischen GaAs Bereich eingebettet sind. Die Injektion erfolgt aus dem verdünnt-magnetischen Halbleiter ZnMnSe, der gleichzeitig als *n*-Kontakt dient. Die Funktionsweise dieser *pin*-Diodenstruktur, sowie ihre prinzipiellen elektrischen und optischen Eigenschaften sind Bestandteil dieses Kapitels.

### 4.2.1 Funktionsweise der Heterostruktur

Die Funktionsweise der Spin-LED wird bei Betrachtung ihrer Bandstruktur im Ortsraum deutlich. Diese wurde mit Hilfe der Simulationssoftware „SimWindows“<sup>1</sup> [Win96] berechnet. Ein Auszug daraus ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Berechnungen wurden hier für eine angelegte Spannung von  $U_{\text{ext}} = 1,6 \text{ V}$  durchgeführt, die in den Simulationen dem Flachbandfall entspricht.  $E_L$  und  $E_V$  bezeichnen die Leitungsband- bzw. Valenzbandkanten,  $E_F$  gibt die Lage des Fermi-Niveaus an.  $E_{F,n}$  und  $E_{F,p}$  bezeichnen die Quasiferminiveaus für Elektronen bzw. für Löcher im Falle einer anliegenden Spannung.



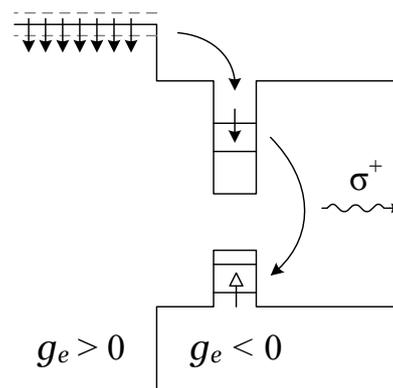
**Abbildung 4.4:** Auszug aus der simulierten Bandstruktur der Heterostruktur im Ortsraum (a) ohne angelegte Spannung, (b) bei einer Spannung in Durchlassrichtung von 1,6 V.

Im ZnMnSe *n*-Kontakt sind die Elektronen bei ausreichend hohem magnetischen Feld und hinreichend langer Verweildauer annähernd vollständig spinpolarisiert. Wird die Vorwärtsspannung so weit erhöht, dass der Flachbandfall überschritten wird, dient der *n*-

<sup>1</sup>www.simwindows.com

Kontakt als Quelle spinpolarisierter Elektronen, die anschließend in die Quantenpunkte injiziert werden. Ebenso werden unpolarisierte Löcher aus dem  $p$ -dotierten GaAs-Substrat in die Quantenpunkte transportiert, so dass es zu strahlender Rekombination der so entstandenen Elektron-Loch-Paare kommen kann. Da die Löcher keine Spinpolarisation aufweisen, kann über den Polarisationsgrad der Elektrolumineszenz auf den Polarisationsgrad der injizierten Elektronen zurückgeschlossen werden (vgl. Kapitel 1.2.1).

Die hier genutzten Materialien bieten eine interessante Eigenschaft, die zum Nachweis der Spininjektion herangezogen werden kann. Der  $g$ -Faktor der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter ist positiv, im Quantenpunktmaterial hingegen besitzt er ein negatives Vorzeichen [Löf07, Gha08]. In Abbildung 4.5 ist schematisch die daraus resultierende Besetzung des Quantenpunktes nach erfolgter Spininjektion aus dem DMS dargestellt.<sup>1</sup> Die Elektronen nehmen im ZnMnSe den energetisch günstigeren spin-down Zustand ein. Im Quantenpunkt dagegen besetzt das Elektron im spin-down Zustand aufgrund des negativen  $g$ -Faktors das energetisch höhere Zeeman-Niveau. Bei erfolgreicher Spininjektion wird also eine Rekombination der Elektron-Loch-Paare aus dem energetisch höheren und thermisch nicht bevorzugten Niveau zu beobachten sein, die Elektrolumineszenz weist in diesem Fall also eine  $\sigma^+$ -Polarisation auf. In vorangegangenen Arbeiten konnte gezeigt werden, dass mit diesem Materialsystem eben dieser Effekt zu beobachten ist und eine effiziente Spininjektion bis zu Temperaturen von ca. 40 K erreicht werden kann [Hua08, Küm09].

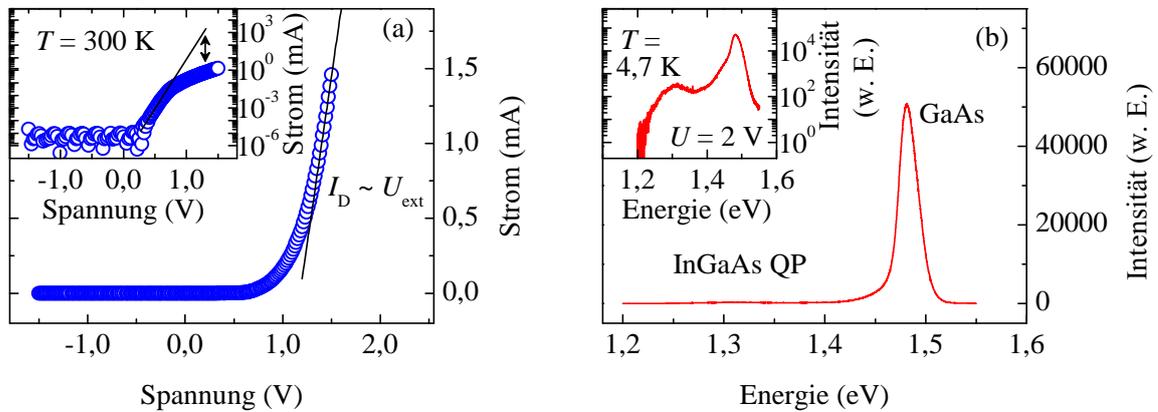


**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung der Besetzung der Zeeman-Niveaus durch spinpolarisierte Elektronen im DMS und im Quantenpunkt

## 4.2.2 Elektrische und optische Eigenschaften

Die prinzipielle Funktionalität der Diodenstruktur lässt sich in geeigneter Weise anhand ihrer Strom-Spannungs-Kennlinie sowie ihrer Elektrolumineszenz untersuchen. In Abbildung 4.6(a) ist ihre Strom-Spannungs-Kennlinie bei Raumtemperatur gezeigt.

<sup>1</sup>Für eine verbesserte Übersichtlichkeit wird hier, wie auch im weiteren Verlauf der Arbeit, auf die Darstellung der Energie- und Ortsachse verzichtet, wie es auch in der Literatur häufig üblich ist.



**Abbildung 4.6:** (a) Strom-Spannungs-Kennlinie der Diodenstruktur bei Raumtemperatur in linearer und halb-logarithmischer Auftragung (Einschub). Bei hohen Spannungen  $>1$  V ist eine Abweichung vom idealen exponentiellen Verhalten aufgrund des Bahnwiderstandes der Diode zu erkennen. Die eingezeichneten Geraden dienen der Orientierung. (b) Elektrolumineszenzspektrum der Diode bei einer Spannung in Durchlassrichtung von 2 V. Die Lumineszenz des GaAs dominiert das Spektrum, die Emission der Quantenpunkte ist in der linearen Auftragung nur sehr schwach zu erkennen, wird jedoch in der halb-logarithmischen Auftragung im Einschub deutlich.

Gezeigt ist die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Struktur, deren Oberfläche mittels fokussierten Ionenstrahlätzens auf ca.  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  verkleinert wurde. Zu erkennen ist ein besonders ausgeprägtes Sperrverhalten bei negativen Spannungen mit Stromstärken im Bereich kleiner  $10^{-5}$  mA. Dies ist besonders deutlich in der logarithmischen Auftragung im Einschub zu erkennen. Die Diode öffnet bereits bei Spannungen von unter 1 V. Durch Simulationen der Bandstruktur und der daraus zu erwartenden Kennlinien kann gezeigt werden, dass die Schwellenspannung insbesondere vom tatsächlichen Bandverlauf am Materialübergang abhängt [Hua08]. Hier ist der Sprung an der Leitungsbandkante von entscheidender Bedeutung. Je größer dieser Versatz ausgeprägt ist, desto höher ist die daraus resultierende Schwellenspannung.

Aus der logarithmischen Auftragung wird deutlich, dass die Stromstärke bei höheren Spannungen vom idealen exponentiellen Verhalten abweicht, das durch eine zusätzliche Gerade in der Auftragung dargestellt ist. Durch Betrachtung des in Kapitel 3 in Abbildung 3.5 gezeigten Ersatzschaltbildes wird deutlich, dass der Strom durch die Diodenstruktur durch ihren Bahnwiderstand begrenzt wird, sobald sich die Diode öffnet. Der Strom steigt

also nicht wie bei einer idealen Diode exponentiell an. Oberhalb der Schwellenspannung  $U_S$  kann die Stärke des Stroms durch die Diode  $I_D$  vielmehr durch

$$I_D = \frac{U_{ext} - U_S}{R_B} \quad (4.19)$$

angenähert werden, wobei  $R_B$  die Größe des Bahnwiderstandes bezeichnet. Es kann also davon ausgegangen werden, dass bei höheren Spannungen die Stromstärke linear mit der Spannung ansteigt.

Zu erwähnen ist hier, dass die in Abbildung 4.6(a) dargestellte Kennlinie zwar an derselben Probe, nicht jedoch an exakt derselben Struktur gemessen wurde, von der die in den folgenden Teilkapiteln gezeigten EL-Spektren stammen. Für die Probe bestand ein hohes Potential für Schädigungen durch elektrostatische Entladungen (vgl. Anhang D). Daher wurde die für die optischen Messungen genutzte Struktur bereits vor der elektrischen Kontaktierung mit der Spannungsversorgung über den  $50\ \Omega$  Widerstand kurzgeschlossen und daher keine anschließende elektrische Charakterisierung durchgeführt.

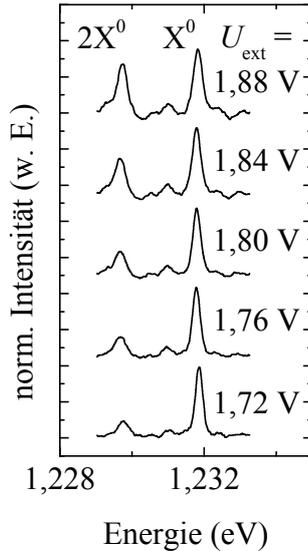
Abbildung 4.6(b) zeigt das Elektrolumineszenzspektrum der Probe bei Anlegen einer Spannung von  $2\ \text{V}$  in Durchlassrichtung bei einer Temperatur von  $4,7\ \text{K}$ . Das Signal mit der höchsten Intensität und einem Maximum bei ca.  $1,48\ \text{eV}$  stammt von der GaAs-Leuchtdiodenstruktur, in die die Quantenpunkte eingebettet sind. Die Lumineszenz der Quantenpunkte selbst ist bei dieser Spannung in der linearen Auftragung nur zu erahnen, wird jedoch im Einschub in logarithmischer Skalierung deutlich. Es zeigt sich das Spektrum des Quantenpunktensembles mit einem Maximum bei etwa  $1,3\ \text{eV}$ . Trotz dieser im Vergleich zum GaAs-Signal deutlich geringeren Intensität ist es also möglich, mit Hilfe dieser Struktur die Elektrolumineszenz der Quantenpunkte nachzuweisen. Eine höhere spektrale sowie örtliche Auflösung ermöglicht es nun, das Elektrolumineszenzspektrum eines einzelnen Quantenpunktes zu detektieren.

## 4.3 Elektrolumineszenz eines Einzelquantenpunktes

Aufgrund ihrer elektrischen und optischen Eigenschaften ist zu erwarten, dass mit Hilfe der Diodenstruktur die gewünschte Spininjektion sowohl ermöglicht als auch detektiert werden kann. Dazu gilt es zunächst zu überprüfen, ob einzelne Quantenpunkte im Elektrolumineszenzspektrum nachgewiesen können und welche Eigenschaften die entsprechenden Spektren aufweisen. Daher wird im Folgenden zunächst auf die Elektrolumineszenz eines Einzelquantenpunktes in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes eingegangen. Hier

steht insbesondere die Emission eines einfachen neutralen Exzitons sowie eines neutralen Biexzitons im Vordergrund.

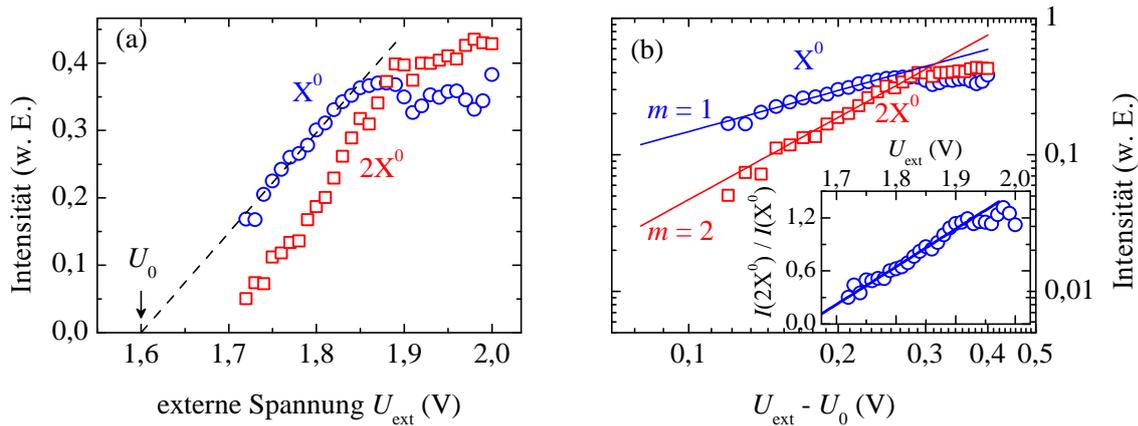
Abbildung 4.7 zeigt die Elektrolumineszenzspektren eines Einzelquantenpunktes für fünf verschiedene externe Spannungen. Die Intensitäten wurden hier für eine bessere Vergleichbarkeit auf das jeweilige Maximum normiert.



**Abbildung 4.7:** Elektrolumineszenzspektrum eines einzelnen InGaAs-Quantenpunktes bei Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung, gezeigt für fünf verschiedene Spannungen. Bei niedrigen Spannungen ist zunächst vorwiegend eine Einzelleine zu erkennen. Diese wird der Emission eines neutralen Exzitons zugeordnet. Bei höheren Spannungen bildet sich eine zusätzliche Emissionslinie aus, die einem Biexziton zugeordnet wird.

Der hier betrachtete Quantenpunkt weist zwei Emissionslinien auf, die als ungeladenes Exziton und Biexziton identifiziert werden können. Die Emissionslinien zeigen eine leichte spektrale Schwankung. Diese ist vermutlich einerseits durch die übliche spektrale Diffusion aufgrund von Fluktuationen des den Quantenpunkt umgebenden Potentials zu erklären und andererseits auch auf Temperaturschwankungen während der Messungen aufgrund der Kühlung durch das flüssige Helium und der gleichzeitigen Erwärmung durch den Stromfluss durch die Probe und den auf demselben Kupferplättchen befindlichen  $50 \Omega$  Widerstand zurückzuführen. Die in den weiteren Messungen beobachteten Schwankungen der Werte liegen in einem Bereich von maximal  $0,1 \text{ meV}$ , jedoch ohne einen eindeutigen Verlauf. Gemäß dem Varshni-Gesetz [Var67] für die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke entspricht in dem hier vorliegenden Temperaturbereich eine Verminderung der Bandlücke um  $0,1 \text{ meV}$  einem Temperaturanstieg von ca.  $3 \text{ K}$ . Dies bedeutet, dass trotz des Stromflusses durch die Probe keine übermäßige Erwärmung der Probe stattfindet. Dies ist eine Grundvoraussetzung für die Verwendung des verdünnt-magnetischen Halbleiters für die anschließende Spininjektion.

Die Emissionsenergie des Biexzitons ist aufgrund der Wechselwirkung der beiden Exzitonen untereinander um ca. 2,1 meV gegenüber dem einfachen Exziton vermindert. Durch Bindung der beiden Exzitonen findet also ein Energiegewinn statt. Es wurden für InGaAs Quantenpunkte bereits bindende und antibindende Zustände beobachtet, die zur Folge haben, dass die Emissionsenergie gegenüber dem einfachen Exziton sowohl vermindert als auch vergrößert sein kann [Rod03]. Die energetischen Abstände zwischen Exziton und Biexziton lagen dabei in Bereichen von etwa -6 bis 3 meV [Kut98]. Zu erwähnen ist an dieser Stelle, dass die exakte Zuordnung der beiden Linien nicht mit vollständiger Genauigkeit vorgenommen werden kann, da in der hier untersuchten Apertur eine Vielzahl von Quantenpunkten im Elektrolumineszenzspektrum zu beobachten war. Allerdings werden im Folgenden einige typische Charakteristika der beiden Emissionslinien dargestellt, die die vorgenommene Zuordnung begründen.



**Abbildung 4.8:** (a) Intensitäten der beiden Emissionslinien in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Das einfache Exziton  $X^0$  weist einen linearen Anstieg auf, der sich zu  $U_0 = 1,6$  V extrapolieren lässt. (b) Doppelt-logarithmische Auftragung der Intensitäten der beiden Emissionslinien über der Spannungsdifferenz  $U - U_0$ . Zusätzlich sind Geraden mit den Steigungen  $m = 1$  und  $m = 2$  eingezeichnet. Der Einschub in (b) stellt das Verhältnis der Intensitäten von Biexziton und Exziton über der Spannung dar. Hier ist für Spannungen unterhalb von ca. 1,9 V ein linearer Anstieg zu erkennen.

In Abbildung 4.8(a) sind die Intensitäten der beiden Emissionslinien in Abhängigkeit von der extern angelegten Spannung dargestellt. In der Regel ist es üblich, bei Leuchtdiodenstrukturen die Abhängigkeit der Intensitäten von der Stärke des Stroms durch die Diode zu untersuchen [Yua02]. Es stellte sich während der Untersuchung einer Reihe von weiteren Proben jedoch heraus, dass während der Messungen – vermutlich durch

elektrostatische Entladungen an nicht geschützten Proben – eine Degradation stattfinden konnte, die sich in Kurzschlüssen durch die Probe und damit in starken Anstiegen der Stromstärken äußerte. Um weiterhin eine Reproduzierbarkeit der erhaltenen Ergebnisse zu gewährleisten, wurde bereits hier die für die Anpassung der Probe an die späteren Wechselspannungen notwendige Parallelschaltung des  $50\ \Omega$  Widerstandes vorgenommen, um die Probe vor elektrostatischen Entladungen zu schützen. In allen weiteren Messungen wurde anschließend die Spannung variiert.

Es zeigt sich für das Exziton ein messbarer Einsatz der Emission ab einer Spannung von 1,72 V, gefolgt von einem linearen Anstieg und anschließender Sättigung ab ca. 1,85 V. Der Einsatz der Emission lässt sich linear zu ca.  $U_0 = 1,6\ \text{V}$  extrapolieren. Dies entspricht dem Flachbandfall, der sich aus den Simulationen der Bandstruktur ergibt. Das Biexziton zeigt dagegen einen nichtlinearen Anstieg.

Im Einschub in Abbildung 4.8(b) ist das Verhältnis der Intensität des Biexzitons zur Intensität des einfachen Exzitons aufgetragen. Hier zeigt sich ein annähernd linearer Anstieg. Zur Untersuchung der genauen Abhängigkeiten der Intensitäten der beiden Emissionslinien von der Spannung sind diese in Abbildung 4.8(b) in doppelt-logarithmischer Auftragung dargestellt. Bei dieser Auftragung wird davon ausgegangen, dass der Einsatz der Emission erst bei der Spannung  $U_0$  stattfindet, so dass für die Intensität gilt:

$$I(U) = \text{const.} \cdot (U - U_0)^x. \quad (4.20)$$

In der doppelt-logarithmischen Auftragung kann so der Exponent für den Anstieg der Intensitäten der beiden Spektrallinien gemäß:

$$\log(I(U)) = \log(\text{const.}) + x \cdot \log(U - U_0). \quad (4.21)$$

bestimmt werden.<sup>1</sup>

In Abbildung 4.8 sind Geraden mit den Steigungen  $m = 1$  und  $m = 2$  dargestellt. Die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit diesen Geraden zeigt, dass die Intensität des Exzitons eine lineare, die des Biexzitons dagegen eine quadratische Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz  $U - U_0$  aufweist. Aufgrund der zuvor aus der Kennlinie geschlossenen Proportionalität der Stromstärke zur anliegenden Spannung bei höheren Spannungswerten, ist daraus zu folgern, dass die Intensität des Exzitons linear und die des Biexzitons quadratisch mit der Stromstärke ansteigt. Diese Abhängigkeit von der

---

<sup>1</sup>Die in Gleichung 4.21 auftretenden physikalischen Größen sind hier als dimensionslos zu betrachten.

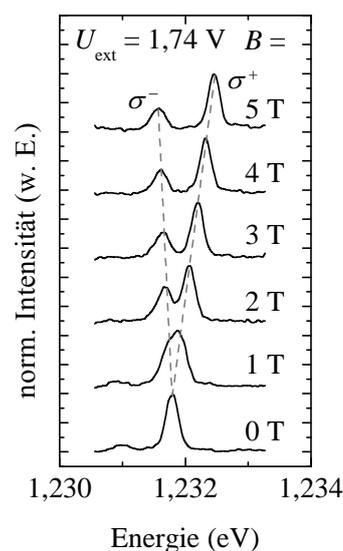
Stromstärke ist für Quantenpunkt-LED-Strukturen bekannt [Yua02]. Die Übereinstimmung der Messdaten mit Geradenverläufen der Steigung 1 und 2 in Abbildung 4.8 unterstützt damit die vorgenommenen Zuordnungen, dass es sich hier um die Emissionslinien eines einfachen Exzitons sowie eines Biexzitons handelt.

Es können also über den gesamten untersuchten Spannungsbereich im Elektrolumineszenzspektrum des Einzelquantenpunktes die Spektrallinien eines neutralen Exzitons sowie eines Biexzitons nachgewiesen werden. Diese Spektrallinie des neutralen Exzitons wird im folgenden Kapitel genutzt, um die Spininjektion in den Einzelquantenpunkt nachzuweisen.

## 4.4 Elektrische Spininjektion in einen Einzelquantenpunkt unter Gleichspannung

Die LED-Struktur wurde in Anwesenheit eines magnetischen Feldes betrieben, um unter Ausnutzung der in Kapitel 4.1 dargestellten Austauschwechselwirkung den Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter eine bevorzugte Spinorientierung zu geben und diese spinpolarisierten Elektronen anschließend in den bereits vorgestellten Quantenpunkt zu injizieren. In Abbildung 4.9 sind die Elektrolumineszenzspektren des Quantenpunktes für Magnetfelder bis zu 5 T bei einer Temperatur von ca. 4 K und einer Spannung von 1,74 V dargestellt.

**Abbildung 4.9:** Nachweis der Spininjektion in einen einzelnen InGaAs Quantenpunkt in der Spin-LED-Struktur. Gezeigt ist das Elektrolumineszenzspektrum eines Quantenpunktes in magnetischen Feldern bis zu 5 T. Die höher energetische Linie weist aufgrund der erfolgreichen Spininjektion eine höhere Intensität auf. Das Elektron wird somit im DMS spinpolarisiert und anschließend in den Quantenpunkt injiziert.



Es ist eine Zeeman-Aufspaltung der Energie-Niveaus von bis zu ca. 0,9 meV bei 5 T zu erkennen. Für den hier betrachteten Quantenpunkt lässt sich anhand dieser Aufspaltung ein Betrag des  $g$ -Faktors des Exzitons von 2,85 bestimmen, der im typischen Bereich für InGaAs Quantenpunkte liegt [Kut98, Bay02a, Nak04].

Die Emission weist eine deutliche Polarisierung auf. Die Intensität der energetisch höheren Emissionslinie ist deutlich gegenüber der energetisch niedrigeren Linie erhöht. Dies entspricht der in Kapitel 4.2.1 dargestellten Erwartung. Aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichen des  $g$ -Faktors des Elektrons im verdünnt-magnetischen Halbleiter und im Quantenpunktmaterial kommt es zur Besetzung des höheren Energie-Niveaus mit spinpolarisierten Elektronen. Diese Besetzung widerspricht der Verteilung bei der Injektion unpolarisierter Elektronen, bei der eine gleichmäßige Verteilung auf beide Zeeman-Energien oder – bei entsprechend langen Aufenthaltszeiten der Elektronen im Quantenpunkt – eine erhöhte Besetzung des niedrigeren Energie-Niveaus zu beobachten wäre. Die hier beobachtete Besetzung des Quantenpunktes ist also ein unmittelbarer Beweis für die erfolgte Spininjektion.

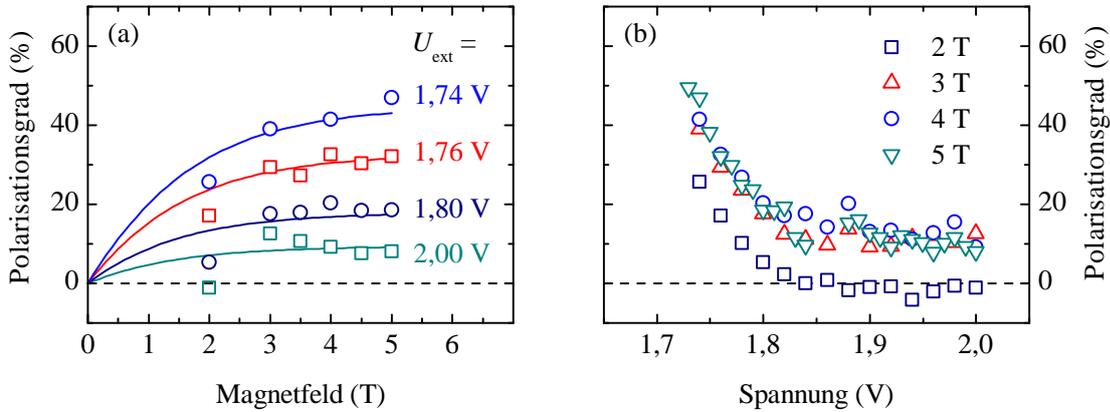
Abbildung 4.10 stellt die Spannungs- und Magnetfeldabhängigkeit der Polarisierung der Elektrolumineszenz zusammen. Der zirkuläre Polarisationsgrad ist dabei gemäß

$$\rho = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \quad (1.28)$$

definiert.

Es wird ein maximaler Polarisationsgrad von ca. 50% bei einer Spannung von 1,73 V und einem Magnetfeld von 5 T beobachtet (siehe Abbildung 4.10(b)). Die Größenordnung der gemessenen Polarisationsgrade ist zunächst unerwartet, da, wie in Kapitel 4.1 dargestellt, bei den hier vorliegenden hohen magnetischen Feldern sämtliche Elektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter spinpolarisiert sein sollten und auch bereits Polarisierungen von annähernd 100% unter Nutzung des gleichen Materialsystems beobachtet wurden. Jedoch ist auch bekannt, dass es zu einer Streuung der ermittelten Polarisationswerte für verschiedene Quantenpunkte in derselben untersuchten Probe kommen kann [Löf07, Küm09]. Bei zunehmender Spannung ist eine starke Abnahme des Polarisationsgrades zu erkennen. Für  $B \geq 3$  T ist keine Magnetfeldabhängigkeit zu beobachten. Im Rahmen der experimentellen Streuung bleibt der Polarisationsgrad hier konstant und die Spannungsabhängigkeit zeigt einen identischen Kurvenverlauf.

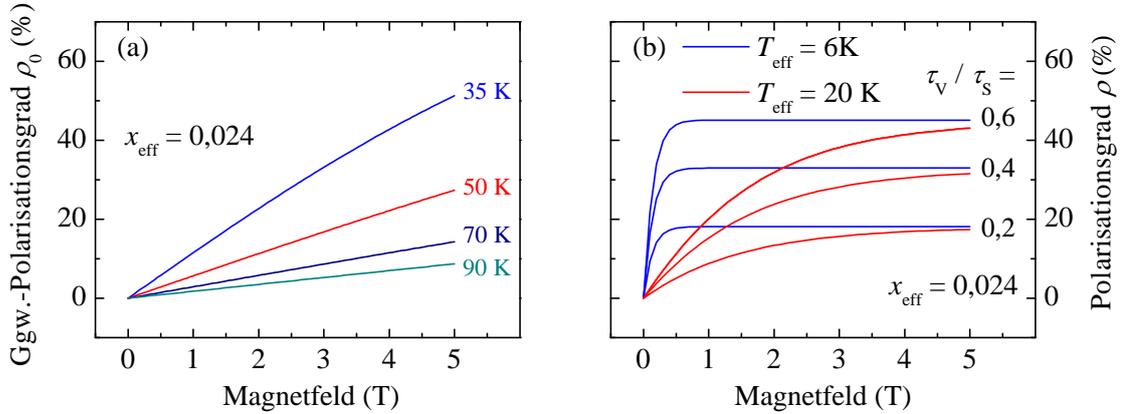
Im Folgenden sollen einige mögliche Ursachen für die hier beobachtete Größenordnung des Polarisationsgrades diskutiert werden. Aus den in Kapitel 4.1 vorgestellten Gleichungen



**Abbildung 4.10:** (a) Polarisationsgrade der Elektrolumineszenz des neutralen Exzitons im Quantenpunkt in Abhängigkeit vom externen magnetischen Feld für verschiedene angelegte Spannungen. Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse von Modellrechnungen dar (siehe Text). (b) Abnahme des Polarisationsgrades mit zunehmender angelegter Spannung.

ist ersichtlich, dass verschiedene Parameter einen Einfluss auf den Polarisationsgrad der Leitungsbandelektronen im DMS besitzen. Diese sind namentlich die effektive Konzentration  $x_{\text{eff}}$ , die effektive Temperatur  $T_{\text{eff}}$  und das Verhältnis von Verweildauer der Elektronen im DMS zur Spin-Umklapp-Zeit  $\tau_V/\tau_S$ . Bei der Berechnung des Gleichgewichtspolarisationsgrades wurde zudem die Rekombination von Leitungsbandelektronen im DMS mit Löchern im Valenzband vernachlässigt, die ebenso zu einer Verringerung des Polarisationsgrades führen kann. Die durch die antiferromagnetische Kopplung der Mangan-Spins hervorgerufene effektive Konzentration und Temperatur können gemäß den Ergebnissen in [Yu,95] und [Zeh98] abgeschätzt werden. Die effektive Mangan-Konzentration beträgt demnach ca. 60% des ursprünglichen Wertes von 0,04. Die effektive Temperatur ist gegenüber dem Ursprungswert lediglich um ca. 1,5 K erhöht. Allerdings stellt eine Erhöhung der Temperatur des Mangan-Spinsystems dennoch eine naheliegende Erklärung für die beobachteten niedrigen Polarisationsgrade dar. Aufgrund des Stromflusses durch die Struktur kann es lokal zu Temperaturerhöhungen im DMS kommen, so dass die Spinpolarisation vor der Injektion bereits deutlich absinken kann. Dieser Effekt würde gerade für kleinere Magnetfelder zu einem Verlust der Spininjektion führen. Abbildung 4.11(a) stellt die zu erwartenden Gleichgewichtspolarisationsgrade der Leitungsbandelektronen im DMS bei erhöhten Temperaturen unter Berücksichtigung der effektiven Konzentration dar.

Um die gemessenen Polarisationsgrade im Bereich von ca. 10% bis 50% allein durch eine erhöhte Temperatur zu erklären, sind Temperaturen von etwa 35 bis 90 K anzunehmen.



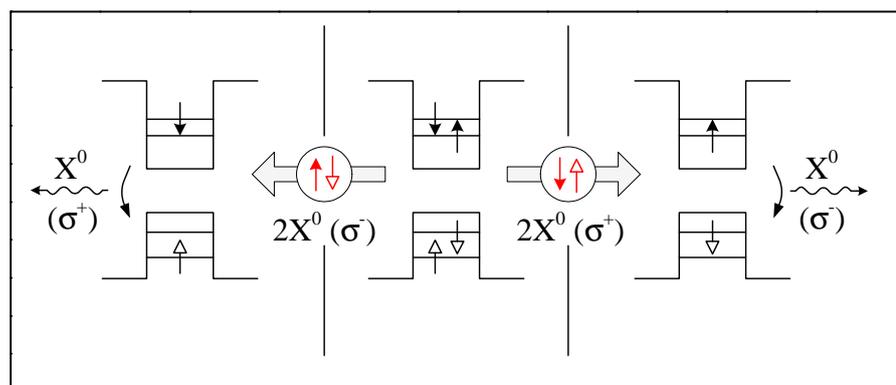
**Abbildung 4.11:** Modelle zur Erklärung des gemessenen verminderten Polarisationsgrades der injizierten Elektronen. (a) Berechneter Gleichgewichtspolarisationsgrad bei erhöhten Temperaturen. (b) Polarisationsgrade für verschiedene Verhältnisse der Verweildauer der Elektronen im DMS zur Spin-Umklapp-Zeit bei effektiven Temperaturen von 6 K und 20 K. Beiden Modellen ist eine effektive Mangan-Konzentration wie im Text beschrieben zugrunde gelegt.

Allerdings widerspricht die in Abbildung 4.11(a) dargestellte Magnetfeldabhängigkeit deutlich den gemessenen Verlauf, bei dem kein Einfluss des Magnetfeldes für  $B \geq 3\text{ T}$  zu erkennen ist.

Der Einfluss des Verhältnisses von Verweildauer und Spin-Umklapp-Zeit auf die erhaltenen Polarisationsgrade ist in Abbildung 4.11(b) dargestellt. Hier sind die berechneten Polarisationsgrade in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Verhältnisse der Verweildauern im verdünnt-magnetischen Halbleiter und der Spin-Umklapp-Zeit sowie für zwei verschiedene effektive Temperaturen gezeigt. Aus diesen Daten sind zwei grundlegende Informationen zu entnehmen: Zum einen kann die Größenordnung der gemessenen Polarisationsgrade durch die angenommenen Verhältnisse nachvollzogen werden, zum anderen zeigt sich auch eine Sättigung bei höheren Magnetfeldern, wie es auch den gemessenen Daten zu entnehmen ist. Allerdings muss zur Rekonstruktion des gemessenen Verlaufs eine deutlich erhöhte effektive Temperatur angenommen werden. In Abbildung 4.10(a) sind durchgezogene Linien eingefügt, die die Ergebnisse solcher Rechnungen mit einer effektiven Temperatur von 20 K darstellen. Die für die Rechnungen genutzten Verhältnisse der Verweildauer und Spin-Umklapp-Zeit betragen  $\tau_V / \tau_S = 0,1$  für 2,0 V,  $\tau_V / \tau_S = 0,2$  für 1,8 V,  $\tau_V / \tau_S = 0,4$  für 1,76 V und  $\tau_V / \tau_S = 0,6$  für 1,74 V. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass diese Rechnungen lediglich ein Modell darstellen. Weitergehende Messungen des spannungsabhängigen Polarisationsgrades der Photolumineszenz des verdünnt-

magnetischen Halbleiters, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden, sowie Kenntnis über die Transporteigenschaften des DMS könnten weiteren Aufschluss über die tatsächlichen Größen der hier beschriebenen Zeiten liefern. Die notwendige deutliche Erhöhung der effektiven Temperatur deutet jedoch darauf hin, dass auch dieser Effekt nicht als alleinige Erklärung für die beobachteten Polarisationsgrade herangezogen werden kann.

In den im vorigen Kapitel vorgestellten Untersuchungen wurde gezeigt, dass es über den gesamten Spannungsbereich zu einer Emission eines Biexzitons kam. Ein Auftreten des Biexzitons konnte unter Anwesenheit des magnetischen Feldes nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden, da es zu einer Überlagerung von Spektrallinien mit denen anderer Quantenpunkte in derselben Apertur kam. Jedoch ist auch hier die Bildung von Biexzitonen denkbar, sofern zusätzlich Elektronen im spin-up Zustand das  $s$ -Niveau des Quantenpunktes besetzen. Dies kann durch eine unvollständige Polarisation im DMS oder durch einen Spin-Umklapp-Prozess aus einem höheren Quantenpunktniveau verursacht sein. Abbildung 4.12 stellt dar, wie es zu einer Verringerung des Polarisationsgrades aufgrund der Bildung von Biexzitonen kommen kann.



**Abbildung 4.12:** Verminderung des Polarisationsgrades durch die Bildung von Biexzitonen. Da beim biexzitonischen Zerfall beide Rekombinationsmöglichkeiten gleich wahrscheinlich sind, können helle Exzitonen mit beiden möglichen Besetzungskonfigurationen im Quantenpunkt verbleiben.

Das Biexziton, das im Zentrum der Abbildung dargestellt ist, besteht aus je einem Elektron und einem Loch im spin-up und im spin-down Zustand, insgesamt also aus einem Exziton mit Gesamtspin von  $+1$  (spin-down Elektron und spin-up Loch) und einem mit Gesamtspin von  $-1$  (spin-up Elektron und spin-down Loch). Rekombiniert nun beispielsweise das Exziton mit Spin  $+1$  zuerst (im rechten Teil des Bild gezeigt), so wird das

Biexziton mit  $\sigma^+$ -Polarisation detektiert. Das im Quantenpunkt verbleibende einfache Exziton rekombiniert anschließend unter  $\sigma^-$ -Polarisation. Da beide Rekombinationsmöglichkeiten nach Bildung eines Biexzitons die gleiche Wahrscheinlichkeit besitzen, sinkt der beobachtete Polarisationsgrad folglich ab.

Einen weiteren Einfluss auf die Polarisation der injizierten Elektronen kann die Dotierung des verdünnt-magnetischen Halbleiters ZnMnSe besitzen. Löffler et al. zeigten, dass bei hoher Dotierung oberhalb von ca.  $n = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  aufgrund der Entartung der Elektronen die Fermi-Energie bereits so hoch ist, dass sich eine veränderte Verteilung der Leitungsbandelektronen im DMS auf die beiden Zeeman-Niveaus und damit ein deutlich verminderter Polarisationsgrad in der Größenordnung von 50% einstellt [Löf10]. Da jedoch auch in Spin-LED Strukturen mit höher dotierten DMS-Schichten bereits Polarisationsgrade von annähernd 100% gemessen wurden, wird auch diese Erklärung nicht als alleinige Ursache für die erzielten Ergebnisse betrachtet.

Abschließend sei angeführt, dass bisher von einer Injektionseffizienz der Spinpolarisation von 100% ausgegangen wurde. Es wurde also angenommen, dass die Elektronen beim Übergang zwischen den verschiedenen Materialsystemen ihren Spin behalten. Dies ist aber keineswegs zu erwarten. Zum einen kann es insbesondere aufgrund der strukturellen Unterschiede an den Grenzflächen der Materialsysteme zu Streuungen kommen. Zum anderen existieren auch Sprünge im Verlauf der Leitungsbandniveaus, so dass es zu Verlusten der Spininformation der Elektronen während des Transport und der damit verbundenen energetischen Relaxation kommen kann [Gha07]. Diese Sprünge sind zudem spannungsabhängig, so dass auch eine Spannungsabhängigkeit der Injektionseffizienz zu erwarten ist.

Es existiert also eine Vielzahl von möglichen Ursachen, die den Polarisationsgrad der injizierten Elektronen vermindern können. Es ist zu vermuten, dass hier keine dieser Ursachen als alleinige Erklärung dienen kann, sondern vielmehr jeder der diskutierten Effekte einen Beitrag zur Verminderung des Polarisationsgrades besitzt.

Eine Beobachtung, die vorerst nicht erklärt werden kann, ist die in Abbildung 4.10(b) zu erkennende Sättigung des Polarisationsgrades bei hohen Spannungen. Die Kurven für die Magnetfelder von 3, 4 und 5 T zeigen allesamt einen identischen Kurvenverlauf mit einer Sättigung bei einem Polarisationsgrad von etwa 10%. Anhand der diskutierten Einflüsse auf die Spinpolarisation ist für hohe Spannungen eine Annäherung des Polarisationsgrades an Null zu erwarten.

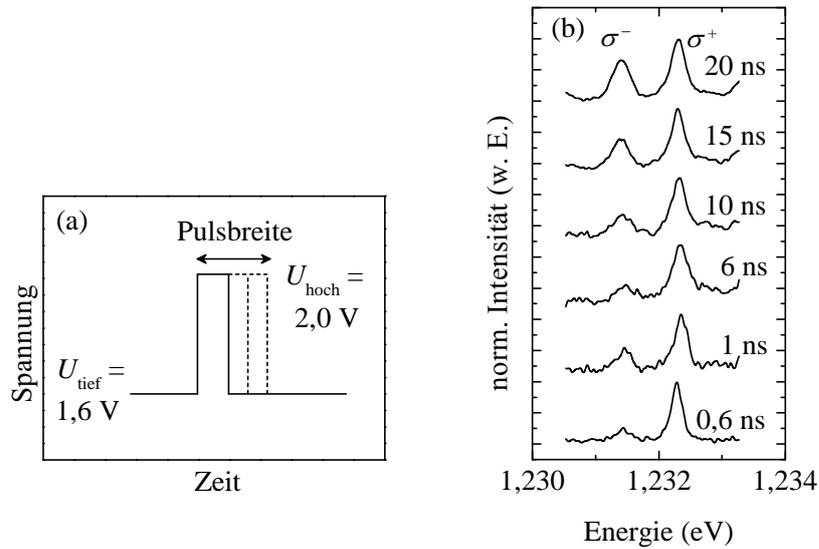
Die erfolgreiche Injektion spinpolarisierter Elektronen über eine extern angelegte Spannung eröffnet jedoch die Möglichkeit, im Folgenden die Tauglichkeit dieses Konzeptes im sub-Nanosekundenbereich auszuloten.

## 4.5 Ultra-schnelle Spininjektion durch Spannungspulse im sub-Nanosekundenbereich

Mit der entworfenen Diodenstruktur ist es ermöglicht worden, mittels einer angelegten Gleichspannung gezielt spinpolarisierte Elektronen in einen einzelnen Quantenpunkt zu injizieren. Es zeigten sich Polarisationsgrade von bis zu ca. 45 %. Damit ist die Grundlage geschaffen, die Möglichkeiten einer solchen Spin-LED-Struktur als Grundlage für ein mögliches zukünftiges Bauteil zu demonstrieren. Für die Anwendung eines solchen Bauteils ist ein Betrieb in sehr kurzen Zeitbereichen unerlässlich. Dies bedeutet, dass die Spininjektion mittels kurzer Spannungspulse im Nanosekundenbereich oder sogar darunter verwirklicht werden muss. Die Tauglichkeit der Spin-LED-Struktur für die Nutzung solcher kurzer Spannungssignale wurde bereits in Kapitel 3 dargestellt. Es zeigte sich, dass 10%-90%-Anstiegs- und Abfallszeiten der gepulsten Spannung an der Diode im Bereich  $\leq 1$  ns erreicht werden konnten. Weitere Daten hierzu sind in Anhang C zusammengefasst. Nun gilt es zu überprüfen, ob die demonstrierte erfolgreiche Spininjektion auch im sub-Nanosekundenbereich verwirklicht werden kann, wie es das grundsätzliche Ziel dieses Ansatzes ist.

An die Probe wurden Spannungspulse mit einer Repetitionsfrequenz von 40 MHz und variierten Pulsbreiten angelegt. Die Spannungsniveaus wurden so gewählt, dass sich das untere Spannungsniveau bei 1,6 V befand und somit kein Licht emittiert wird. Das obere Niveau wurde auf 2 V festgesetzt, so dass eine Emission aus dem Quantenpunkt mit hinreichender Intensität stattfand. Abbildung 4.13 zeigt die Emissionsspektren des bereits vorgestellten Quantenpunktes in einem magnetischen Feld von 5 T für verschiedene Pulsbreiten.

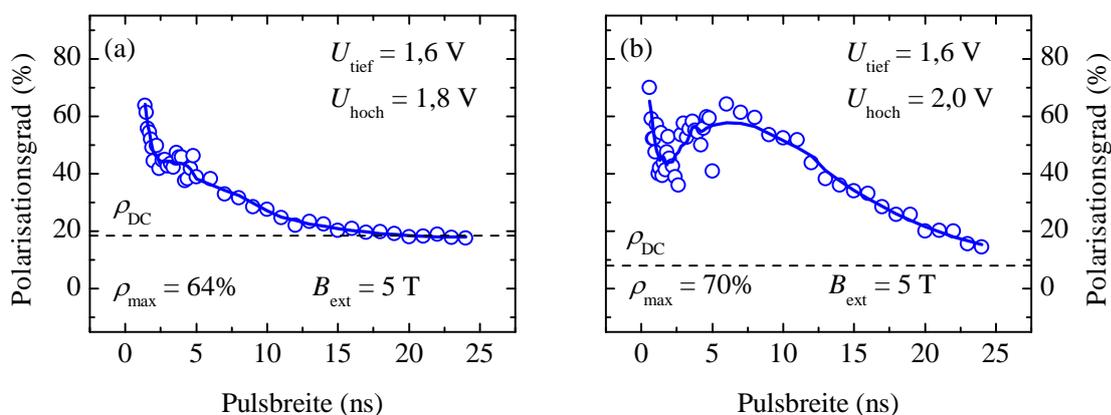
Bereits ab einer Breite der angelegten Spannungspulse von 0,6 ns ist eine Emission des Quantenpunktes mit einer deutlichen Polarisation zu erkennen. Der Polarisationsgrad beträgt hier etwa 70%. Mit dem hier entwickelten Ansatz kann damit erstmalig eine elektrische Injektion spinpolarisierter Elektronen in einen einzelnen Quantenpunkt mit Spannungspulsen im sub-Nanosekundenbereich demonstriert werden.



**Abbildung 4.13:** (a) Messtechnik zum Nachweis der ultra-schnellen Spininjektion mit Hilfe von Spannungspulsen bis hinab in den sub-Nanosekundenbereich. Die Spannung wird von 1,6 V nach 2,0 V bei einer gleichbleibenden Repetitionsfrequenz von 40 MHz gepulst. Die Pulsbreite wird variiert. (b) Elektrolumineszenzspektrum des Quantenpunktes in einem magnetischen Feld von 5 T für sechs verschiedene Pulsbreiten. Die Spininjektion mit sub-Nanosekunden Spannungspulsen resultiert in Polarisationsgraden von bis zu 70%.

Interessant ist, dass der Polarisationsgrad der injizierten Elektronen im Falle der ultra-schnellen Injektion deutlich gegenüber dem vergleichbaren Polarisationsgrad unter Gleichspannungsbedingungen gesteigert ist. Erst mit zunehmender Pulsbreite ist eine Abnahme der Polarisation zu erkennen. Der Polarisationsgrad bei einer Pulsbreite von 20 ns entspricht in etwa dem, der auch unter Gleichspannungsbedingungen zu beobachten ist. Abbildung 4.14 fasst die Polarisationsgrade in Abhängigkeit von der nominellen Breite der angelegten Spannungspulse zusammen. Zusätzlich sind die Polarisationsgrade aufgezeigt, die sich unter gleichen experimentellen Bedingungen, jedoch mit Spannungspulsen mit einem oberen Spannungsniveau von 1,8 V ergeben.

Für diese Abnahme der Polarisation mit zunehmender Pulsbreite sind verschiedene Erklärungsmöglichkeiten heranzuziehen. Zum einen kann bedacht werden, dass es aufgrund der verlängerten Spannungspulse zu einer größeren Wärmeentwicklung in der Probe kommt. Eine Erhöhung der Temperatur wirkt sich in einer Verminderung der Polarisation der Mangan-Spins im verdünnt-magnetischen Halbleiter aus, die sich wiederum in einem verminderten Polarisationsgrad der Quantenpunktelektrolumineszenz widerspiegelt. So



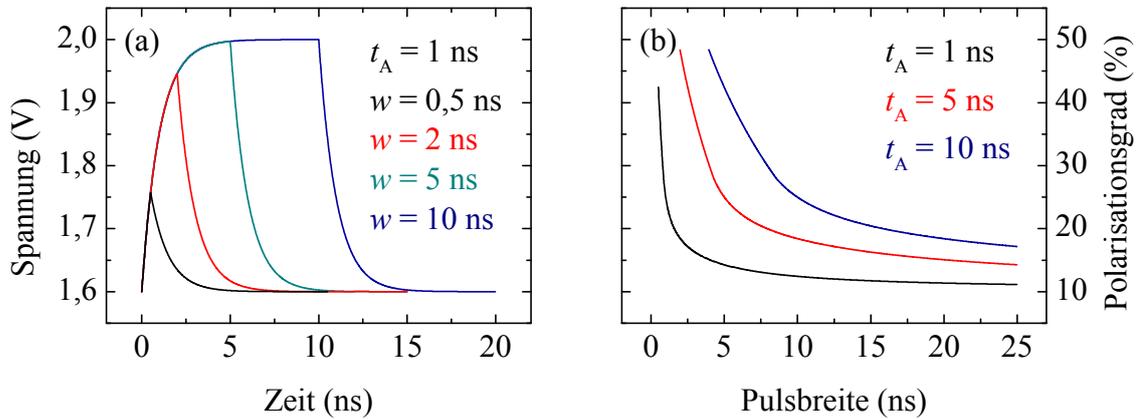
**Abbildung 4.14:** Polarisationsgrade der Elektrolumineszenz des Einzelquantenpunktes in Abhängigkeit von der nominellen Breite der angelegten Spannungspulse. (a) für Spannungspulse mit einem oberen Niveau von 1,8 V und (b) für ein oberes Niveau von 2,0 V. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.

wäre gerade bei längeren Spannungspulsen eine höhere Wärmeentwicklung in der Probe zu erwarten. Die Temperaturerhöhung als alleiniger bestimmender Faktor für die niedrigen Polarisationsgrade unter Gleichspannungsbedingungen wurde jedoch bereits im vorigen Kapitel als unwahrscheinlich betrachtet.

Des weiteren kann bedacht werden, dass sich eine nicht vollständig vorgenommene Anpassung der Probe an die genutzten Spannungspulse auf die experimentellen Ergebnisse auswirkt. Die an der Spin-LED anliegenden Spannungspulse besitzen eine 10%-90%-Anstiegs- und Abfallszeit im Bereich von ungefähr 1 ns (vgl. Anhang C). Dies bedeutet, dass bei Anlegen von Spannungspulsen mit kürzeren Zeiten das obere Spannungsniveau nicht vollständig erreicht werden kann. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 4.15(a) vier Spannungsverläufe mit exponentiellem Anstieg und Abfall mit einer Zeitkonstante von  $t_A = 1$  ns für vier verschiedene Pulsbreiten  $w$  dargestellt. Zu erkennen ist, dass erst ab Pulsbreiten von ca. 5 ns der Maximalwert der Spannung erreicht wird. Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass der Polarisationsgrad eine starke Spannungsabhängigkeit besitzt und mit steigender Spannung abnimmt. Nun kann die Vermutung angestellt werden, dass es sich bei der beobachteten Abnahme des Polarisationsgrades lediglich um eine Folge der nicht vollständig erreichten Spannung handeln kann.

Um zu überprüfen, ob der Verlauf der gemessenen Polarisationsgrade eine Konsequenz dieses zeitlichen Spannungsverlaufs darstellt, wurde die Annahme getroffen, dass sich zu jeder anliegenden Spannung die zugehörigen Intensitäten der Spektrallinien der beiden

Zeeman-Energieniveaus einstellen. Daher wurde zunächst an die bei einem magnetischen Feld von 5 T unter Gleichspannung gemessenen spannungsabhängigen Intensitäten des  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisierten Lichtes eine lineare Kurvenanpassung durchgeführt, so dass zu einer vorgegebenen Spannung die jeweils zugehörigen Intensitäten berechnet werden konnten. Für die Spannung wurden die in Abbildung 4.15(a) dargestellten Pulsformen angenommen, die mit Hilfe von exponentiellen Anstiegen mit Anstiegs- und Abfallszeiten  $t_A$  berechnet wurden. Auf diese Weise kann ein zeitlicher Verlauf der beiden Intensitäten in Abhängigkeit von der Zeitkonstante  $t_A$  berechnet werden. Indem zunächst die Gesamtintensitäten der jeweiligen Spektrallinie während eines Spannungspulses aufsummiert wurden, wurde anschließend der Polarisationsgrad berechnet. Die so erhaltenen Polarisationsgrade sind in Abbildung 4.15(b) für drei verschiedene Anstiegs- und Abfallszeiten  $t_A$  gezeigt.



**Abbildung 4.15:** (a) Berechnete Spannungspulse mit einer Anstiegs- und Abfallszeit von 1 ns und variierten Pulsbreiten. Zu erkennen ist, dass bei sehr kurzen Pulsbreiten das obere Spannungsniveau nicht erreicht werden kann. (b) Simulierter Verlauf des Polarisationsgrades unter der Annahme, dass nur die Zeitabhängigkeit der angelegten Spannung den Polarisationsgrad beeinflusst.

Aus den Berechnungen ist zu schließen, dass der zeitlich verzögerte Spannungsanstieg unter Vernachlässigung weiterer Effekte durchaus zu einem Abfall der Polarisationsgrade führen kann. Der quantitative Vergleich mit den Messwerten zeigt jedoch, dass diese Erklärung alleine nicht ausreicht. Bei einer Anstiegszeit des Spannungspulses von ca. 1 ns, wie er in zeitintegrierten Elektrolumineszenzmessungen beobachtet wurde, würde zu einem zu schnellen Abfall des Polarisationsgrades führen und damit den experimentellen Ergebnissen widersprechen. Nur eine deutlich längere Anstiegszeit könnte annähernd den beobachteten Verlauf erklären. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass hier deutlich längere Pulsbreiten notwendig wären, um eine Elektrolumineszenz detektieren zu können, was wiederum den

experimentellen Beobachtungen widerspricht. Der zeitverzögerte Spannungsanstieg kann daher ebenfalls nicht allein als Erklärung für das beobachtete Verhalten dienen.<sup>1</sup>

Im vorangegangenen Kapitel wurde unter anderem auch die Bildung von Biexzitonen als mögliche Ursache für eine Verminderung des Polarisationsgrades betrachtet. Diese kann auch zur Erklärung für die hier beobachtete zeitliche Abnahme der Polarisation bei steigender Pulsbreite dienen. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass zur Bildung eines Biexzitons eine längere Zeit notwendig ist als für die Bildung eines einfachen Exzitons. Dies liegt zum einen daran, dass pro Spannungspuls zunächst eine ausreichende Menge Elektronen zur Verfügung gestellt werden muss, damit die Quantenpunkte mit zusätzlichen Elektronen geladen werden. Ebenso ist zu bedenken, dass aufgrund der Polarisation der Leitungsbandelektronen die Wahrscheinlichkeit der Injektion eines Elektrons mit antiparallelem Spin und damit entgegen der Vorzugsrichtung im DMS geringer wird, so dass die Bildung des Biexzitons zeitlich gegenüber der Bildung des einfachen Exzitons verzögert wird. Auf diese Weise würden erst bei längeren Pulsbreiten vermehrt Biexzitonen entstehen und den Polarisationsgrad auf diese Weise vermindern.

Aus den durchgeführten Experimenten ist ersichtlich, dass das Konzept zur ultraschnellen Spininjektion in einen einzelnen Halbleiterquantenpunkt mit Hilfe der Spin-LED Struktur in einem Zeitbereich von deutlich unterhalb einer Nanosekunde mit einer sehr hohen Spinpolarisation erfolgreich verwirklicht werden konnte.

---

<sup>1</sup>Die zeitabhängige Abnahme des Stromflusses durch die Diodenstruktur aufgrund ihres kapazitiven Charakters wurde in der hier vorgenommenen Betrachtung vernachlässigt.



# 5 Ultra-schnelle elektrische Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes über einen Tunnelprozess

Im vorangegangenen Kapitel wurde demonstriert, wie mit Hilfe einer Spin-LED Struktur gezielt spinpolarisierte Elektronen in einen einzelnen Halbleiterquantenpunkt injiziert werden können. Die erreichten Polarisationsgrade lagen dabei in der Größenordnung von bis zu ca. 70% bei Nutzung von Spannungspulsen mit Pulsbreiten von weniger als einer Nanosekunde. In diesem Kapitel soll nun gezeigt werden, wie eine ultra-schnelle Kontrolle der Ladungsträgerbesetzung des Quantenpunktes sowie des Spinzustandes eines einzelnen Elektrons im Quantenpunkt ausschließlich über einen Tunnelprozess verwirklicht werden kann.

Eine gezielte Beladung eines einzelnen InGaAs Quantenpunktes in einer GaAs Diodenstruktur mit einer definierten Anzahl an Ladungsträgern kann über einen Tunnelprozess durch eine wenige nm dicke Barriere erreicht werden. Hier sind insbesondere die Tunnelkopplung zu einem angrenzenden Elektronenreservoir und die Coulomb-Wechselwirkung der einzelnen Ladungsträger innerhalb des Quantenpunktes von entscheidender Bedeutung für die beobachteten Ergebnisse. Es wird demonstriert, dass über den gewählten Ansatz Tunnelzeiten bis hinab zu wenigen ps theoretisch möglich sind. Die Injektion einzelner Ladungsträger wird daraufhin im Experiment innerhalb von Zeiten bis hinab zu ca. 300 ps verwirklicht. Es wird eine besondere Form der Ausrichtung des Elektronenspins im Quantenpunkt nachgewiesen, die durch die ausgeprägte Tunnelkopplung des Quantenpunktes mit dem Elektronenreservoir möglich wird. Es wird gezeigt, dass diese in einem externen Magnetfeld trotz Abwesenheit eines spinausrichtenden Materials zu einer Polarisation des Elektrons im Quantenpunkt führen kann.

## 5.1 Das Konzept zur Kontrolle des Ladungszustandes eines Quantenpunktes

Die Grundidee zur elektrischen Kontrolle des Ladungszustandes eines einzelnen Quantenpunktes besteht darin, dass die energetische Lage der Quantenpunktniveaus in Bezug zum Fermi-Niveau eines Ladungsträgerreservoirs elektrisch kontrolliert werden kann. Dies wird in der Regel mit Hilfe von Halbleiter-Heterostrukturen (zumeist *ni*- oder *pi*-Schottky- (z. B. [Dre94, Fin01b, Oul02]) oder *pin*-Dioden [Gha08]) verwirklicht, in denen die Quantenpunkte in den intrinsischen Bereich eingebracht werden und so die Lage ihrer Energieniveaus im Verhältnis zum Fermi-Niveau der Struktur durch eine elektrische Spannung wie durch einen „Hebelarm“ [War98] variiert werden kann. Ein Tunnelprozess aus dem Reservoir in den Quantenpunkt hinein bzw. aus dem Quantenpunkt in das Reservoir führt zur gezielten Besetzung des Quantenpunktes mit einer definierten Anzahl an Ladungsträgern. Dieses Konzept wird in der Regel zur Beladung mit Elektronen genutzt, wie es auch in dieser Arbeit der Fall ist, kann aber ebenso auf Löcher angewandt werden [Mar09a].

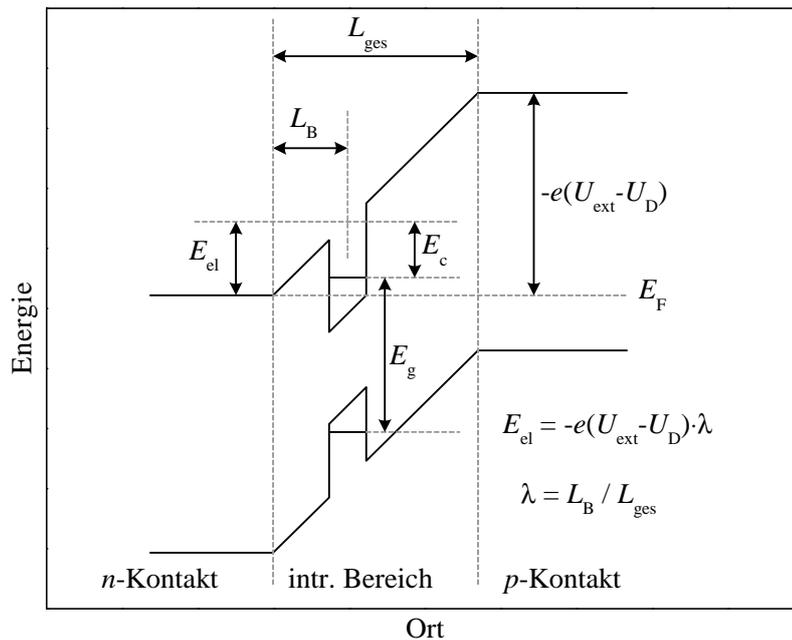
Die statischen Besetzungszustände, die sich im Quantenpunkt einstellen, sind vorwiegend durch die Quantisierung der Energieniveaus sowie die Wechselwirkungen der verschiedenen Ladungsträger im Quantenpunkt vorgegeben. Die Dynamik hingegen wird durch drei konkurrierende Zeitkonstanten bestimmt. Dies sind die strahlende Lebensdauer von Elektron-Loch-Paaren, die Tunnelzeit der Elektronen aus dem Reservoir in den Quantenpunkt sowie die Relaxationszeit beim Übergang eines Elektrons von einem höheren in ein niedrigeres Energieniveau. Bei der Untersuchung der Kontrolle der Ladungszustände im sub-Nanosekundenbereich sind zudem die Anstiegs- und Abfallszeiten der verwendeten Spannungspulse von entscheidender Bedeutung. Diese ist in einem gewissen Rahmen durch die Probenstrukturierung vorgegeben (vgl. Kapitel 3). Die strahlende Lebensdauer ist charakteristisch für das Quantenpunktmaterial und kann anhand von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen bestimmt werden. Die Tunnelzeit kann über einen geeigneten Schichtaufbau der Probe und das daraus resultierende Bänderschema sowie durch ein extern angelegtes elektrisches Feld beeinflusst werden.

Zur Veranschaulichung der entscheidenden Prozesse soll zunächst anhand des Coulomb-Blockade-Modells prinzipiell gezeigt werden, wie eine elektrische Ladungskontrolle in einem einzelnen Quantenpunkt über einen Tunnelprozess möglich ist. Daraufhin werden die hier auftretenden Tunnelraten theoretisch erläutert.

### 5.1.1 Das Coulomb-Blockade-Modell

Der Ansatz, einzelne Quantenpunkte kontrolliert mit einer definierten Anzahl von Elektronen aus einem Reservoir mittels einer angelegten Spannung zu besetzen, macht es erforderlich, neben der Quantisierung der Energieniveaus ebenso die Wechselwirkung der einzelnen Ladungsträger innerhalb des Quantenpunktpotentials zu beachten. Diese ist entscheidend für die sich jeweils einstellenden Besetzungszustände im Quantenpunkt. Theoretische Modelle hierzu liefern insbesondere [War98, Sei05, Edi05], deren Grundzüge im Folgenden erläutert werden sollen.

In Abbildung 5.1 ist schematisch ein Ausschnitt aus der Bandstruktur eines Quantenpunktbauelementes dargestellt, in dem die Ladungsträgerkonfigurationen über eine externe Spannung  $U_{\text{ext}}$  kontrolliert werden können. Da in dieser Arbeit die Ladungsträgerbesetzung anhand einer GaAs *pin*-Diodenstruktur kontrolliert wurde, ist in der Abbildung eine solche Struktur gezeigt. Über die externe Spannung kann der Potentialunterschied zwischen



**Abbildung 5.1:** Schematischer Ausschnitt aus der Bandstruktur einer *pin*-Diodenstruktur mit eingebetteten Quantenpunkten im Ortsraum zur Definition der für die Rechnungen verwendeten Parameter.  $E_c$  und  $E_g$  sind als Materialparameter vorgegeben. Die Längen  $L_B$  und  $L_{\text{ges}}$  ergeben sich aus der Probengeometrie.  $E_{\text{el}}$  ist durch die externe Spannung  $U_{\text{ext}}$  kontrollierbar. Nach [Sei05]

$p$ - und  $n$ -dotiertem Bereich erhöht oder verringert und damit die energetische Lage der Quantenpunktniveaus gegenüber dem Fermi-Niveau  $E_F$  der Elektronen im  $n$ -dotierten Kontakt variiert werden, so dass Elektronen aus dem Kontakt in den Quantenpunkt hinein, bzw. aus ihm hinaus tunneln können.<sup>1</sup>  $L_{\text{ges}}$  gibt die Länge des gesamten intrinsischen Bereichs,  $L_B$  die Dicke der Tunnelbarriere an.

Zur Beschreibung der Energien der Ladungsträgerkonfigurationen werden für das Modell die folgenden Annahmen getroffen: Die energetische Lage des Fermi-Niveaus wird hier zur Vereinfachung mit der Leitungsbandkante des  $n$ -Kontakts gleichgesetzt.<sup>2</sup> Der Potentialverlauf im anschließenden intrinsischen Bereich wird als linear angenommen. Anhand von Abbildung 5.1 werden nun die folgenden Größen abgeleitet:  $E_c$  bezeichnet die Energiedifferenz zwischen dem  $s$ -Niveau eines Elektrons im Quantenpunkt zur Leitungsbandkante des intrinsischen GaAs, die sich gemittelt am Ort des Quantenpunktes ergeben würde, und bildet somit ein Maß für die Höhe der Tunnelbarriere.  $E_g$  gibt die Bandlücke im Quantenpunkt, also den Abstand der  $s$ -Zustände eines Elektrons und eines Lochs an.  $E_{\text{el}}$  bezeichnet den energetischen Abstand vom Fermi-Niveau zur Leitungsbandkante des intrinsischen GaAs. Diese Größe kann über die extern angelegte Spannung  $U_{\text{ext}}$  kontrolliert werden. Wird vereinfacht angenommen, dass am Quantenpunkt gemäß eines Hebelarmmodells nur ein Anteil  $\lambda = L_B/L_{\text{ges}}$  des Potentialunterschiedes zwischen den elektrischen Kontakten vorliegt, so ergibt sich mit der Diffusionsspannung der Diode  $U_D$ :  $E_{\text{el}} = -e(U_{\text{ext}} - U_D) \cdot \lambda$ .

Mit Hilfe dieser Definitionen können nun die Energien angegeben werden, die zur Beladung des Quantenpunktes mit Elektronen und Löchern notwendig sind. Hierzu kann schrittweise der Quantenpunkt mit Ladungsträgern aufgefüllt werden. Es muss lediglich die Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen  $E_{\text{ee}}$  bzw. zwischen Elektron und Loch  $E_{\text{eh}}$  berücksichtigt werden. Die Energie für die Besetzung des Quantenpunktes mit einem einzelnen Loch entspricht der Energie, die sich ergeben würde, um ein Elektron aus dem  $s$ -Valenzbandzustand auf das Fermi-Niveau anzuheben [Sei05]. Mit diesen Überlegungen ergeben sich nach [Sei05] die Energien, wie sie in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind.  $E_{\text{ee}}$  und  $E_{\text{eh}}$  werden hier als positive Größen aufgefasst, die Anziehung bzw. Abstoßung wird durch die Addition bzw. Subtraktion der jeweiligen Energie ausgedrückt.

<sup>1</sup>Da eine externe Spannung an die Diodenstruktur angelegt wird, handelt es sich um das Quasiferminiveau der Elektronen, das üblicherweise als  $E_{F,n}$  bezeichnet wird. In Analogie zur Literatur wird im Folgenden aber ausschließlich die Bezeichnung  $E_F$  gewählt.

<sup>2</sup>Diese Vereinfachung soll der Verdeutlichung der prinzipiellen Vorgänge dienen. Bei der anschließenden Auswertung der erhaltenen PL-Spektren ist zu beachten, dass nicht die Resonanz zur Leitungsbandkante, sondern zur tatsächlichen Lage der Fermi-Energie für die Tunnelprozesse entscheidend ist. Dies macht sich in einem Versatz der erhaltenen Barrierenergien  $E_c$  deutlich. Für die sonstige Auswertung behält das Modell seine Gültigkeit.

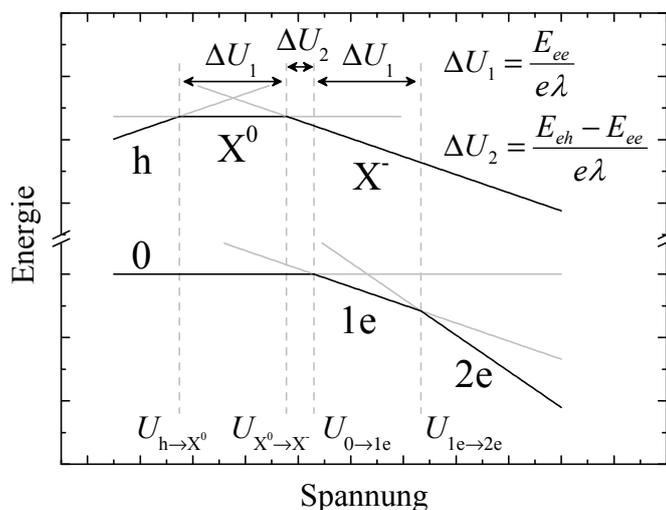
Quantenpunktbesetzung	Energie
leer	0
1e	$E_{\text{el}}(U_{\text{ext}}) - E_c$
2e	$2E_{\text{el}}(U_{\text{ext}}) - 2E_c + E_{\text{ee}}$
h	$E_g + E_c - E_{\text{el}}(U_{\text{ext}})$
$X^0$	$E_g - E_{\text{eh}}$
$X^-$	$E_g + E_{\text{el}}(U_{\text{ext}}) - E_c + E_{\text{ee}} - 2E_{\text{eh}}$

**Tabelle 5.1:** Gesamtenergien der Ladungsträgerkonfigurationen im Quantenpunkt nach [Sei05]. Die einzelnen Energieterme sind in Abbildung 5.1 definiert. Die Energien können durch schrittweises Besetzen des Quantenpunktes mit den entsprechenden Ladungsträgern unter Berücksichtigung der jeweiligen Wechselwirkungen berechnet werden. Wechselwirkungen mit Spiegelladungen im  $n$ -Kontakt sind an dieser Stelle vernachlässigt.

In [Sei05] werden zusätzlich Wechselwirkungen mit Spiegelladungen im  $n$ -Kontakt berücksichtigt. Da diese aber in der Größenordnung von ca. 1 meV liegen, wird aufgrund der experimentellen Ungenauigkeiten in den später aufgezeigten Ergebnissen auf die Einführung dieser Wechselwirkung verzichtet.

Je nach anliegender Spannung ist – entsprechend den angeführten Energietermen – eine bestimmte Ladungsträgerkonfiguration vor bzw. nach erfolgter optischer Anregung energetisch bevorzugt, die sich über die Tunnelkopplung des Quantenpunktes an das Elektronenreservoir einstellen kann, sofern sich zwischenzeitlich keine Änderungen der Ladungsträgerbesetzung durch die Rekombination von Elektronen und Löchern ergeben. In Abbildung 5.2 sind die sich aus den Gleichungen ergebenden Geraden schematisch dargestellt.

Der untere Teil der Abbildung entspricht dem Fall vor der optischen Anregung. Hier ist der Quantenpunkt je nach anliegender Spannung leer, mit einem (1e) oder mit zwei Elektronen (2e) besetzt. Der obere Teil der Abbildung zeigt die Energien nach erfolgter optischer Anregung, also bei Besetzung mit einem Loch (h), einem neutralen ( $X^0$ ) oder einem einfach negativ geladenen Exziton ( $X^-$ ). An den Schnittpunkten dieser Geraden liegen die Resonanzspannungen vor, an denen sich durch Tunneln eines Elektrons ein jeweils anderer energetisch günstigerer Besetzungszustand ergibt. Die Abstände dieser Schnittpunkte ergeben sich direkt aus den Coulomb-Wechselwirkungsenergien zwischen den Ladungsträgern innerhalb des Quantenpunktes. In Absorptions- oder Photolumineszenzmessungen



**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung der Energien der verschiedenen Ladungsträgerbesetzungen im Quantenpunkt gegeben durch die in Tabelle 5.1 aufgeführten Gleichungen, im unteren Teil vor der optischen Anregung, im oberen Teil nach erfolgter optischer Anregung.

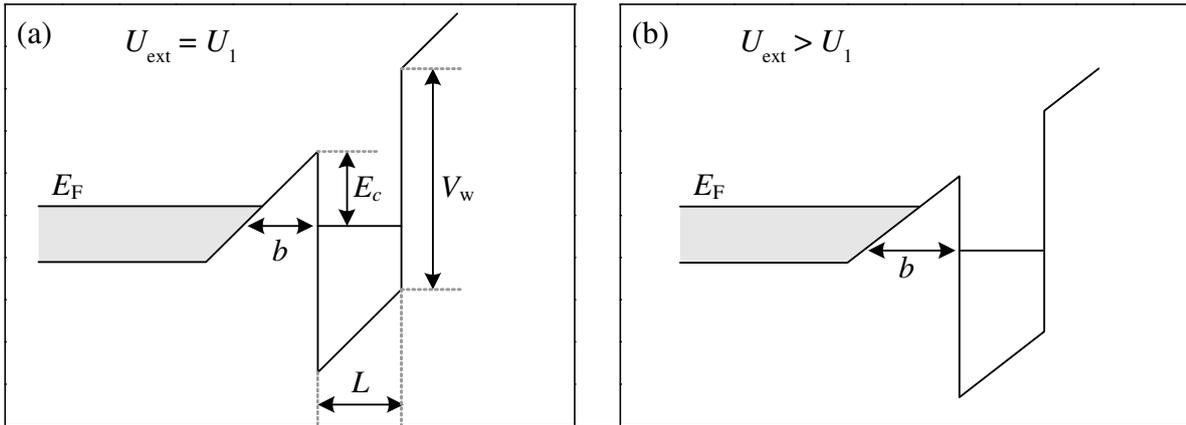
können bei diesen Spannungen Übergänge zwischen den unterschiedlichen Konfigurationen beobachtet werden. Auf die exakten Ladungsträgerbesetzungen und die dynamischen Vorgänge, die auf die optische Anregung in Photolumineszenzmessungen folgen, wird in Kapitel 5.3 anhand der experimentell erzielten Ergebnisse näher eingegangen.

In Tabelle 5.1 bzw. in Abbildung 5.2 sind nur diejenigen der möglichen Ladungsträgerkonfigurationen aufgeführt, die für die Photolumineszenzmessungen an den in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkten relevant sind. Bei weiterer Auffüllung des Quantenpunktes mit Ladungsträgern gemäß dem Modell sind beispielsweise neben der bereits aufgezeigten Elektron-Elektron- und Elektron-Loch-Wechselwirkung auch die Austauschwechselwirkungen der  $s$ - und  $p$ -Elektronen untereinander zu berücksichtigen. Eine Zusammenstellung der Größen dieser Wechselwirkungen ist [War98] zu entnehmen.

### 5.1.2 Tunnelkopplung eines nulldimensionalen Quantenpunktes an ein dreidimensionales Elektronenreservoir

Im vorigen Kapitel wurden die statischen Energiezustände betrachtet, durch die die energetisch günstigste Ladungsträgerbesetzung eines Quantenpunktes gegeben ist. Doch auch die Dynamik der beteiligten Ladungsträger spielt für die tatsächliche Besetzung eine

entscheidende Rolle. Aufgrund der endlichen Dicke und Höhe der Tunnelbarriere können die Zustände im Quantenpunktpotential nicht instantan besetzt werden, sondern es muss ebenso die Tunnelzeit in Betracht gezogen werden. Der Begriff der Tunnelzeit versteht sich im Rahmen dieser Arbeit als Kehrwert der Tunnelrate, er drückt also aus, nach welcher Zeit ein Tunnelprozess in den Quantenpunkt hinein oder aus dem Quantenpunkt hinaus stattgefunden hat.



**Abbildung 5.3:** Schematischer Ausschnitt aus der Bandstruktur der Probe im Ortsraum. Zu sehen ist die Leitungsbandkante des  $n$ -Kontaktes, des intrinsischen Bereichs und eines Quantenpunktes. Im  $n$ -Kontakt sind die Energiezustände bis zur Fermi-Energie  $E_F$  besetzt (grau unterlegt dargestellt). Der Quantenpunkt kann vereinfacht als eindimensionaler Potentialtopf der Länge  $L$  und der Tiefe  $V_w$  angenommen werden. Dargestellt ist die Situation für zwei verschiedene externen Spannungen mit höherer Vorwärtsspannung in (b). Zu erkennen ist die Spannungsabhängigkeit der Dicke der Tunnelbarriere  $b$ .

Das Prinzip des hier genutzten Vorgangs ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Im  $n$ -Kontakt sind alle Zustände bis zum Fermi-Niveau mit Elektronen besetzt. Durch die externe Spannung kann die Lage des Quantenpunktniveaus relativ zum Fermi-Niveau gesteuert werden. In der Abbildung ist dies für zwei verschiedene Spannungen gezeigt. Sobald das Quantenpunktniveau unterhalb des Fermi-Niveaus liegt, kann ein Tunnelprozess in den Quantenpunkt hinein stattfinden.<sup>1</sup> Zu beachten ist, dass die Dicke der tatsächlichen Tunnelbarriere nicht der Größe  $L_B$  wie in Abbildung 5.1 definiert entspricht. Vielmehr ergibt sich die spannungsabhängige Barrierendicke  $b$ .

Bevor detailliert auf die exakten Tunnelraten eingegangen wird, sollen im Folgenden zunächst einige einfache Überlegungen dargestellt werden, die zum qualitativen Verständnis

<sup>1</sup>Die temperaturbedingte Verbreiterung der besetzten Energiezustände gemäß der Fermi-Verteilung wird hier außer Acht gelassen.

der betrachteten Vorgänge beitragen können. Nach [Sch07] ist die Transmissionswahrscheinlichkeit für ein Teilchen mit der Energie  $E$  und der effektiven Masse  $m^*$  durch eine Tunnelbarriere  $V(x)$  zwischen den Orten  $a$  und  $b$  gemäß der Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung [Wen26, Kra26, Bri26] gegeben durch:

$$|S(E)|^2 = \exp\left(-2 \int_a^b \frac{\sqrt{2m^*V(x) - E}}{\hbar} dx\right). \quad (5.1)$$

Der Potentialberg wird für die hier verwendete Struktur vereinfacht als Dreiecksbarriere der Höhe  $V_0$  angenommen. Es wird hier zunächst von einem Kontinuum an möglichen besetzbaren Energiezuständen auf beiden Seiten der Barriere ausgegangen. Zusätzlich wird  $a = 0$  gesetzt, somit ist  $b$  die Breite der Tunnelbarriere. Für die Transmissionswahrscheinlichkeit ergibt sich daraus:

$$|S(E)|^2 = \exp\left(-\frac{4}{3\hbar} \sqrt{2m^*V_0} \cdot b\right). \quad (5.2)$$

Der Übergang zu einem diskreten Energieniveau im Quantenpunkt lässt sich folgendermaßen veranschaulichen. Die Höhe der Tunnelbarriere  $V_0$  entspricht der Barrierenenergie  $E_c$ . Wie Abbildung 5.3 zeigt, verändert sich die effektive Breite der Tunnelbarriere in Abhängigkeit von der extern angelegten Spannung. Diesem Umstand kann durch Einführung des elektrischen Feldes  $F = E_c / (b \cdot e) = -(U_{\text{ext}} - U_D) / L_{\text{ges}}$  Rechnung getragen werden. Für die Transmissionswahrscheinlichkeit ergibt sich also:

$$|S(E)|^2 = \exp\left(-\frac{4}{3\hbar e F} \sqrt{2m^*E_c^3}\right). \quad (5.3)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit maßgeblich durch das elektrische Feld gesteuert werden kann. Mit abnehmendem elektrischen Feld (entspricht hier einer Erhöhung der Spannung in Vorwärtsrichtung) nimmt die Tunnelwahrscheinlichkeit ab. Die gewachsene Breite der Barrierschicht  $L_B$  geht nicht in Gleichung 5.3 ein. Dies ist zunächst irreführend, da eine dickere Barrierschicht selbstverständlich eine Abnahme der Tunnelrate zur Folge hat, wie es auch experimentell bereits beobachtet wurde [Bai01]. Ihr Einfluss ist aber dadurch gewährleistet, dass bei dickeren Barrierschichten eine positivere Spannung in Durchlassrichtung an die Diode angelegt werden muss, um zur Resonanz mit dem Fermi-Niveau zu gelangen, so dass das Leitungsband flacher wird. Dadurch verringert sich wiederum das elektrische Feld und damit auch die erhaltene Tunnelwahrscheinlichkeit.

Zu beachten ist, dass sich für jede Ladungsträgerbesetzung ( $1e$ ,  $X^0$  oder  $X^-$ , analog auch für die Lochzustände) eine unterschiedliche Tunnelwahrscheinlichkeit ergibt. Gleichung 5.3 gibt diese beispielhaft für den  $1e$ -Zustand mit der Barrierenenergie  $E_c$  an. Für sämtliche anderen Zustände kann diese Energie durch die entsprechende Energie des jeweiligen Zustands ersetzt werden, so gilt zum Beispiel für die Tunnelwahrscheinlichkeit eines zweiten Elektrons in einen bereits mit einem Elektron besetzten Quantenpunkt

$$|S(E)|^2 = \exp\left(-\frac{4}{3\hbar eF} \sqrt{2m^* (E_c - E_{ce})^3}\right) \quad (5.4)$$

da die Barrierenenergie um die Energie der Elektron-Elektron-Abstoßung vermindert ist.

Mit Hilfe dieser einfachen Überlegungen können bereits einige experimentelle Beobachtungen qualitativ hinreichend erklärt werden [Bai01]. Für ein quantitatives Verständnis ist jedoch eine wesentlich genauere Betrachtung der Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen dem nulldimensionalen Quantenpunkt und einem dreidimensionalen Kontinuum notwendig. Diese ist gemäß [Luy99] gegeben durch:

$$\Gamma_{tunnel} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha} |\langle \psi_{\alpha} | V | \psi_s \rangle|^2 \delta(E_{\alpha} - E_s). \quad (5.5)$$

$\psi_{\alpha}$  und  $E_{\alpha}$  bezeichnen dabei die Wellenfunktionen bzw. ihre Energieeigenwerte im dreidimensionalen Kontakt,  $\psi_s$  und  $E_s$  diejenigen im Quantenpunkt.  $\langle \psi_{\alpha} | V | \psi_s \rangle$  stellt das Übergangsmatrixelement dar. Für  $\psi_{\alpha}$  werden ebene Wellen im Kontakt in  $x$ - und  $y$ -Richtung mit exponentiellem Abfall in  $z$ -Richtung (Wachstumsrichtung) angenommen.  $\psi_s$  wird durch eine stark lokalisierte Wellenfunktion im Quantenpunkt mit  $\psi_s = 1/(\sqrt{\pi}l_0) \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2l_0^2}\right) \cdot \chi(z)$  [Vil05, Luy99] beschrieben.  $\chi(z)$  ist dabei die Wellenfunktion in einem eindimensionalen rechteckigen Potentialtopf der Länge  $L$  und Tiefe  $V_w$ . Mit Hilfe dieser Funktionen ergibt sich die gesamte Tunnelrate zu:

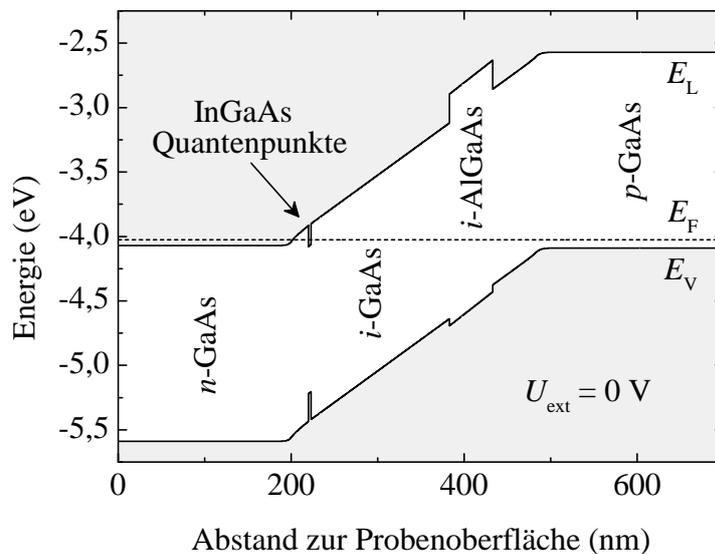
$$\Gamma_{tunnel} = \frac{1}{\tau_{tunnel}} = \left(\frac{4V_w}{\pi\hbar}\right)^2 \sqrt{\frac{L^2 m^*}{2E_c}} \cdot \exp\left(-\frac{4}{3\hbar eF} \sqrt{2m^* E_c^3}\right). \quad (5.6)$$

$L$  entspricht der Größe der Quantenpunkte in Wachstumsrichtung. Diese wird üblicherweise als 3 nm angenommen [Sei05, Smi05]. Die Potentialtopftiefe  $V_w$  kann bei Kenntnis der Quantisierungsenergie und der Größe  $L$  über das Modell eines eindimensionalen endlichen Potentialtopfes berechnet werden [Dal06].

Das hier gezeigte Modell ist nicht allein für das Tunneln von Elektronen aus dem  $n$ -Kontakt anwendbar. Ebenso konnte beispielsweise mit Hilfe der in Gleichung 5.6 gegebenen Tunnelrate der beobachtete nicht-strahlende Anteil der gemessenen Lebensdauer von Exzitonen bei entsprechenden elektrischen Feldern durch Tunneln von Löchern aus dem Quantenpunkt hinaus erklärt werden [Dal06].

## 5.2 Die untersuchte Heterostruktur

Für die Injektion einzelner Elektronen wurde eine  $pin$ -Diodenstruktur basierend auf GaAs entworfen, bei der die Grundidee und die Funktionsweise den Schottky-Diodenstrukturen in z. B. [War00, Bai01, Fin01a] ähneln. Der Schichtaufbau der Heterostruktur wurde bereits in Kapitel 2 vorgestellt. Ein Ausschnitt der Bandstruktur dieser  $pin$ -Diode im Ortsraum ohne extern angelegte Spannung ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Bandstruktur der Heterostruktur wurde wie zuvor mit Hilfe der Simulationssoftware „SimWindows“ [Win96] berechnet. Hier bezeichnen  $E_L$  und  $E_V$  die Leitungsband- bzw. Valenzbandkante,  $E_F$  gibt

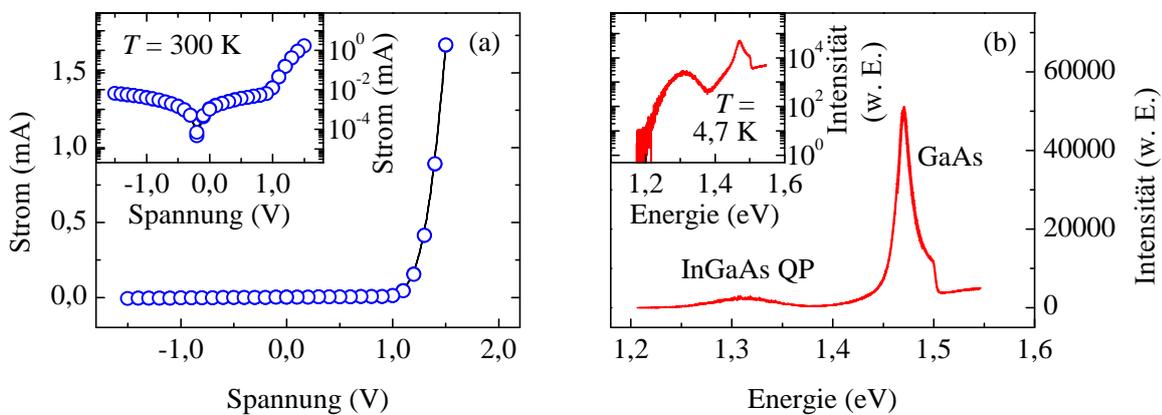


**Abbildung 5.4:** Auszug aus der Bandstruktur der Heterostruktur im Ortsraum

die Lage des Fermi-Niveaus an. Die Struktur wurde so entworfen, dass bereits ohne eine angelegte Spannung die Quantenpunkt-Niveaus unterhalb des Fermi-Niveaus liegen, die Quantenpunkte also bereits geladen sind. Das Anlegen einer ausreichend hohen Spannung in Sperrrichtung führt nun dazu, dass die energetische Lage des  $n$ -Kontakts abgesenkt

wird und dadurch die Quantenpunkt-Niveaus über das Fermi-Niveau gebracht werden, so dass eine elektrische Kontrolle über die Ladungsträgerbesetzung der Quantenpunkte möglich ist.

In Abbildung 5.5 sind die Strom-Spannungs-Kennlinie eines mittels fokussierten Ionenstrahls abgetrennten Bereiches bei Raumtemperatur, sowie das Photolumineszenzspektrum nach optischer Anregung mittels eines Lasers mit einer Wellenlänge von 640 nm bei einer Temperatur von ca. 4,7 K gezeigt. Die Einschübe zeigen dieselben Daten zur Verdeutlichung in logarithmischer Skalierung.



**Abbildung 5.5:** (a) Strom-Spannungs-Kennlinie der Diodenstruktur. (b) Photolumineszenzspektrum der InGaAs Quantenpunkte sowie des GaAs. In den Einschüben sind jeweils dieselben Daten in logarithmischer Auftragung dargestellt.

Die Struktur zeigt charakteristisches Diodenverhalten. Da die Messungen am Einzelquantenpunkt ausschließlich bei Anlegen einer Spannung in Sperrichtung durchgeführt werden, kann davon ausgegangen werden, dass der Stromfluss durch die Probe vernachlässigt werden kann.

Das Photolumineszenzspektrum wurde in einer Apertur mit einer Größe von 25  $\mu\text{m}$  gemessen. Es ist die Emission des GaAs mit maximaler Intensität bei ca. 1,47 eV zu beobachten. Die Emissionsenergie ist gegenüber der Bandlücke des intrinsischen GaAs bei etwa 1,52 eV um 50 meV vermindert. Eine Photolumineszenz des intrinsischen GaAs ist aufgrund der hohen elektrischen Felder und der daraus resultierenden Trennung der Elektron-Loch-Paare nicht zu erwarten. Nach [Yao90] kann bei der hier vorliegenden Dotierung im  $n$ -Kontakt von einer Verminderung der GaAs-Bandlücke von bis zu ca. 100 meV ausgegangen werden. Zusätzlich ist eine Emission bei höheren Energien bis zur Fermi-Energie aufgrund des Burstein-Moss-Effektes [Bur54, Mos54] zu erwarten, da die Fermi-

Energie der Elektronen oberhalb der Leitungsbandkante liegt und somit Rekombinationen unter Emission von Photonen mit Energien größer als die Bandlücke möglich werden. Eine Verminderung der Bandlücke ist aber ebenso typisch für hoch  $p$ -dotiertes GaAs [Ole80], so dass auch dieses Signal zur beobachteten Photolumineszenz beitragen kann. Gründe für die gemessene Verminderung der Bandlücke können zum einen in Vielteilcheneffekten liegen, als auch in optischen Übergängen zwischen Donatorzuständen und Valenzband bzw. zwischen Leitungsband und Akzeptorzuständen.

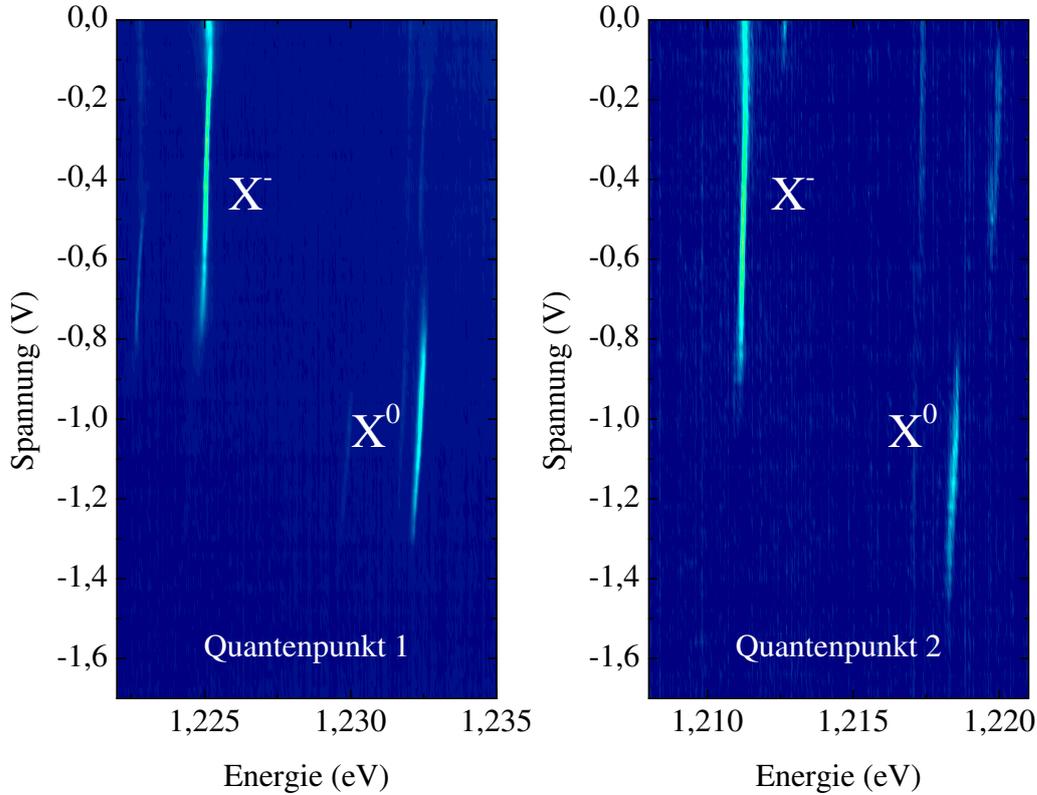
Das Intensitätsmaximum der Emission des Quantenpunkt-Ensembles liegt bei ca. 1,3 eV. In der logarithmischen Auftragung ist ersichtlich, dass es am hochenergetischen Rand des Ensemble-Spektrums zum Überlapp mit der Emission des GaAs kommt, wodurch hier ein zusätzlicher Untergrund in den Quantenpunktspektren zu erwarten ist. Da im Zentrum der Quantenpunktemission die spektrale Dichte der einzelnen Quantenpunktlinien sehr hoch ist, werden im Folgenden zur Untersuchung am Einzelquantenpunkt Spektren aus kleineren Aperturen gezeigt, die am nieder-energetischen Bereich des verbreiterten Ensemble-Spektrums aufgenommen wurden.

### 5.3 Elektrische Kontrolle des Ladungszustandes unter Gleichspannung

Die Photolumineszenzspektren zweier einzelner Quantenpunkte sind in Abbildung 5.6 als Konturabbildung in Abhängigkeit von der extern angelegten Spannung dargestellt.

Zur Anregung wurde ein gepulster, linear polarisierter Diodenlaser mit einer Repetitionsfrequenz von 80 MHz, einer Pulsbreite von ca. 200 ps und einer Wellenlänge von 640 nm genutzt. Zu erkennen ist das typische Muster, wie es auch z. B. in [War00] gezeigt ist. Zunächst ist bei niedrigen Spannungen im Bereich größer -1,3 V für Quantenpunkt 1 bzw. -1,5 V für Quantenpunkt 2 die Emission eines neutralen Exzitons ( $X^0$ ) zu erkennen. Bei positiveren Spannungen um ca. -0,8 V bzw. -0,9 V ist ein abrupter Sprung der Emission zu kleineren Energien zu sehen. Dieses Verhalten kennzeichnet die Anwesenheit eines zusätzlichen Elektrons im Quantenpunktpotential, so dass die hier auftretende Linie als geladenes Exziton ( $X^-$ ) identifiziert werden kann. Durch die Absenkung der Quantenpunktenergieniveaus kann ein zusätzliches Elektron die Coulomb-Abstoßung des ersten Elektrons überwinden.

Der energetische Unterschied zwischen den beiden Emissionslinien beträgt bei beiden Quantenpunkten ca. 7,5 meV. Gemäß der Definitionen in Kapitel 5.1.1 wird bei der



**Abbildung 5.6:** Konturabbildung der Photolumineszenzspektren zweier einzelner Quantenpunkte als Funktion der angelegten Spannung. Zu sehen sind die Emissionslinien des neutralen Exzitons ( $X^0$ ) und des einfach geladenen Exzitons ( $X^-$ ). Die Emissionsenergie des geladenen Exzitons ist jeweils um ca. 7,5 meV gegenüber der des neutralen Exzitons vermindert.

Rekombination eines neutralen Exzitons ein Photon mit der Energie  $E_{X^0} = E_g - E_{eh}$  und bei Rekombination eines geladenen Exzitons ein Photon mit der Energie  $E_{X^-} = E_g - 2E_{eh} + E_{ee}$  emittiert. Die Differenz der beiden Energien  $E_{X^0} - E_{X^-} = E_{eh} - E_{ee}$  ist ein direkter Nachweis, dass die Bindungsenergie zwischen Elektron und Loch im Quantenpunkt größer ist als die Abstoßung der beiden Elektronen untereinander. Dies ist eine Folge der höheren Lokalisation der Lochwellenfunktion gegenüber der Elektronwellenfunktion [Fin01a]. Die effektiven Längen  $l_h$  und  $l_e$  (vgl. Kapitel 1) unterscheiden sich im Modell des zweidimensionalen quantenmechanischen harmonischen Oszillators im Wesentlichen durch die unterschiedlichen Massen der jeweiligen Ladungsträger. Da die effektive Masse des Lochs größer als die des Elektrons ist [War98], nimmt die effektive Länge des Lochs

geringere Werte an,<sup>1</sup> so dass sich gemäß Tabelle 1.1 eine höhere Energie für die Anziehung zwischen Elektron und Loch als für die Abstoßung zweier Elektronen ergibt.

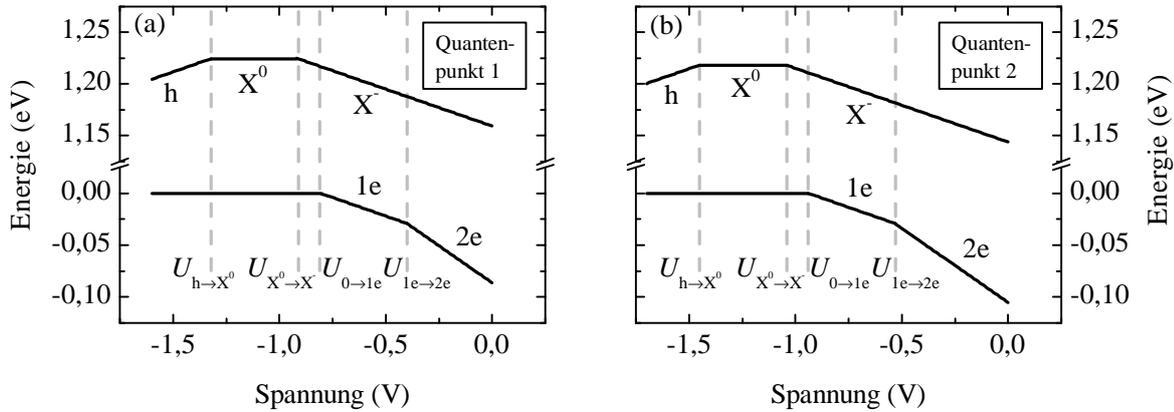
### Anwendung des Coulomb-Blockade-Modells auf die erhaltenen Emissionsspektren

Mit Hilfe der aus den Photolumineszenzmessungen gewonnenen Daten kann ein quantitatives Modell für die zu erwartenden Ladungsträgerkonfigurationen im Quantenpunkt in Abhängigkeit von der angelegten Spannung über das Coulomb-Blockade-Modell gewonnen werden, wie es in Kapitel 5.1.1 vorgestellt wurde. Hierzu werden die energetisch günstigsten Zustände im Quantenpunkt vor und nach erfolgter optischer Anregung berechnet. Dazu wird angenommen, dass die Photolumineszenz des neutralen Exzitons beobachtet werden kann, sobald das zugehörige Energieniveau resonant zur Fermi-Energie liegt und nicht mehr die Besetzung mit einem einzelnen Loch, sondern mit einem Elektron-Loch-Paar energetisch günstiger ist. Die jeweiligen Spannungen  $U_{h \rightarrow X^0}$  betragen -1,32 V für Quantenpunkt 1 und -1,45 V für Quantenpunkt 2. Die Lumineszenz des geladenen Exzitons kann dementsprechend beobachtet werden, sobald die Energieniveaus des Quantenpunktes durch die angelegte Spannung um die Energie  $E_{ee}$  abgesenkt werden, so dass ein weiteres Elektron die Abstoßung des ersten Elektrons überwinden und in den Quantenpunkt hinein tunneln kann. Diese Größe wird daher als einziger Parameter zur Anpassung der sich nach dem Coulomb-Blockade-Modell ergebenden Geraden und der daraus resultierenden Übergänge an die Messergebnisse genutzt. Die Anpassung wird in der Form durchgeführt, dass der Übergang im Coulomb-Blockade-Modell zwischen den energetisch günstigsten Besetzungen von  $h$  zu  $X^0$  bei der Spannung geschieht, bei der die Photolumineszenz des neutralen Exzitons auftritt und der Übergang zwischen den Besetzungen  $X^0$  und  $X^-$  bei der Spannung, oberhalb derer das geladene Exziton beobachtet werden kann. Sämtliche weiteren Übergänge ergeben sich als Folge dieser Anpassung. Die so erhaltenen Daten sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Für beide Quantenpunkte wurde eine Coulomb-Abstoßung der beiden Elektronen von  $E_{ee} = 29$  meV zu Grunde gelegt. Sie liegt damit in derselben Größenordnung wie die in [War98] und [Sei05] berichteten Energien von 20 meV bzw. 23 meV. Die Energie der Elektron-Loch-Anziehung wurde entsprechend dem Abstand der jeweiligen gemessenen spektralen Positionen der  $X^0$  und  $X^-$  Linien als um 7,6 meV für Quantenpunkt 1 und 7,4 meV für Quantenpunkt 2 größer angenommen, wodurch sich Werte von 36,6 meV bzw. 36,4 meV ergeben. In das Modell gehen weiterhin die Bandlückenenergien  $E_g$  ein, die

---

<sup>1</sup>In die entsprechende Gleichung geht weiterhin die Frequenz  $\omega_e$  bzw.  $\omega_h$  ein. Für den harmonischen Oszillator kann jedoch  $\omega \propto 1/\sqrt{m^*}$  angenommen werden.



**Abbildung 5.7:** (a) und (b) Energien der verschiedenen Ladungsträgerkonfigurationen in den Quantenpunkten berechnet nach Tabelle 5.1. Zur Anpassung an die experimentellen Ergebnisse wurde eine Wechselwirkungsenergie zweier Elektronen im Quantenpunkt von 29 meV angenommen.

sich anhand der Energien der bei der Rekombination des neutralen Exzitons emittierten Photonen sowie der Elektron-Loch-Anziehung zu 1,261 eV bzw. 1,255 eV bestimmen lassen. Zusätzlich zu den quantenpunktspezifischen Größen sind die Parameter der Diodenstruktur zu beachten. Für das Modell wurde gemäß den Simulationen der Bandstruktur eine Diffusionsspannung der Diode  $U_D$  von 1,5 V gewählt. Der Parameter  $\lambda$  besitzt für die untersuchte Diodenstruktur den Wert 1/14. Die Höhe der Barrierenenergie  $E_c$  kann anhand der Resonanz der Energie des neutralen Exzitons bei der Spannung  $U_{h \rightarrow X^0}$  gemäß  $E_c = -e \cdot (U_{h \rightarrow X^0} - U_D) \cdot \lambda - E_{ch}$  berechnet werden. Es ergeben sich damit Energien von 165 meV für Quantenpunkt 1 und 174 meV für Quantenpunkt 2. Tabelle 5.2 fasst die anhand des Modells gewonnenen Parameter sowie die jeweiligen Übergangsspannungen für beide untersuchten Quantenpunkte zusammen.

Bei den hier vorgenommenen Berechnungen wurde allerdings die tatsächliche Position des Fermi-Niveaus vernachlässigt. Wie bereits in Kapitel 5.1.1 angemerkt, wird im Modell die Leitungsbandkante des  $n$ -dotierten Bereichs mit dem Fermi-Niveau gleichgesetzt. Allerdings ist davon auszugehen, dass bei der in dieser Struktur verwendeten Dotierung das Fermi-Niveau oberhalb der Leitungsbandkante liegt. Da das Einsetzen der  $X^0$ -Emission bei Einsetzen der Resonanz der  $X^0$ -Konfiguration mit dem Fermi-Niveau beginnt, ist die Fermi-Energie von den erhaltenen Werten für  $E_c$  zu subtrahieren. Die weitere Auswertung – insbesondere die Berechnung der Resonanzspannungen – wird dadurch allerdings nicht beeinflusst.

	Quantenpunkt 1	Quantenpunkt 2
$E_{ee}$	29 meV	29 meV
$E_{eh}$	36,6 meV	36,4 meV
$E_c$	165 meV	174 meV
$U_{h \rightarrow X^0}$	-1,32 V	-1,45 V
$U_{X^0 \rightarrow X^-}$	-0,91 V	-1,04 V
$U_{0 \rightarrow 1e}$	-0,8 V	-0,93 V
$U_{1e \rightarrow 2e}$	-0,4 V	-0,53 V

**Tabelle 5.2:** Aus dem Coulomb-Blockade-Modell gewonnenen Parameter zur Berechnung der in Abbildung 5.7(a) und (b) gezeigten Energiezustände, sowie die daraus erhaltenen Übergangsspannungen.

Zur Abschätzung der Fermi-Energie sollen die folgende Überlegungen dienen. Die Dotierstoffkonzentration im  $n$ -Kontakt beträgt ca.  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , sie liegt damit also deutlich über dem Metall-Isolator-Übergang von GaAs bei ca.  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (siehe beispielsweise [Dzh02]). Durch die erhöhte räumliche Nähe der Dotierstoffatome kommt es zu einem Überlapp der Wellenfunktionen der Donatorelektronen, so dass Donatorbänder entstehen. Dadurch sind auch bei tiefen Temperaturen sämtliche Donatoren ionisiert. Es kann daher im  $n$ -Kontakt von einem freien Elektronengas mit einer Konzentration von  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ausgegangen werden. Die Fermi-Energie dieses freien Elektronengases lässt sich berechnen mittels:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (5.7)$$

Daraus ergibt sich ein Wert von  $E_F \sim 113 \text{ meV}$ , was einer Fermi-Temperatur von ca. 1300 K entspricht. Die tatsächliche Barrierenenergie wäre unter Berücksichtigung dieser Korrektur gegenüber der aus dem Modell gewonnenen Energie also um 113 meV vermindert, so dass sich Werte von  $E_c = 52 \text{ meV}$  für Quantenpunkt 1 und  $E_c = 61 \text{ meV}$  für Quantenpunkt 2 ergeben.

Die hohe Dotierstoffkonzentration bewirkt allerdings zusätzlich eine Verringerung der Bandlücke [Ben87, Bor89, Yao90]. Dadurch verschiebt sich auch die zuvor als Nullpunkt gewählte energetische Lage der Leitungsbandkante. Dies hat wiederum eine Verschiebung der absoluten Lage der Fermi-Energie zur Folge. Der energetische Abstand zwischen

Leitungsbandkante und Fermi-Energie wird im Rahmen der hier angestellten Überlegungen als unverändert angenommen.

Die zu erwartende Differenz ist laut [Bor89] gegeben durch:

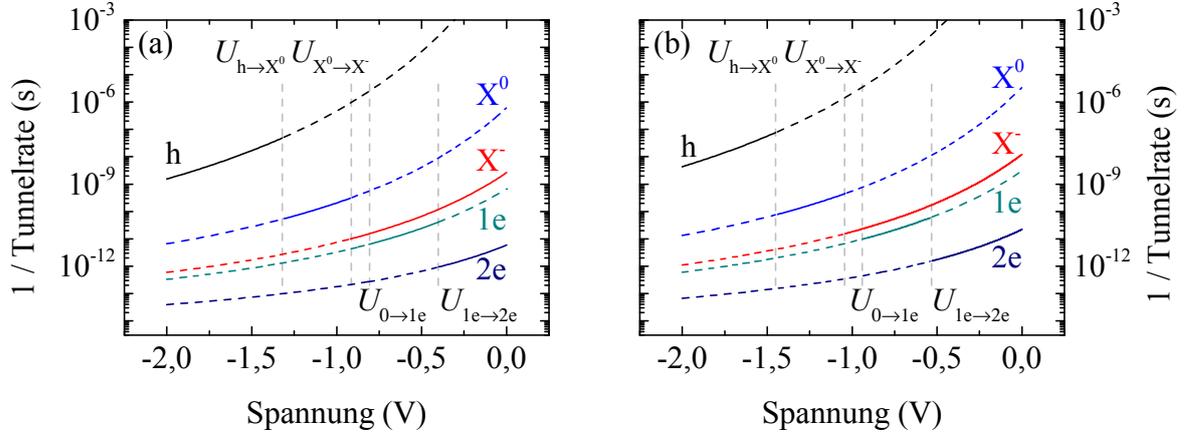
$$\Delta E_F = -4,6(3) \cdot 10^{-8} \cdot n^{\frac{1}{3}}, \quad (5.8)$$

mit  $n$  in Einheiten von  $\text{cm}^{-3}$  und  $\Delta E_F$  in eV.

Daraus ergibt sich eine Verschiebung des Fermi-Niveaus um ca. 66 meV. Wird zusätzlich diese Korrektur berücksichtigt, ergeben sich anhand der Theorien die Barrierenenergien 118 meV für Quantenpunkt 1 und 127 meV für Quantenpunkt 2. Dieses Modell berücksichtigt jedoch lediglich eine Verschiebung der Leitungsbandkante des  $n$ -dotierten GaAs. Auswirkungen dieser Verschiebung auf die weitere Bandstruktur sind nicht berücksichtigt, so dass die daraus erhaltenen Barrierenenergien als Maximalgrößen aufzufassen sind. Insgesamt sind die hier genannten Werte also aufgrund der angegebenen Vereinfachungen und der Messungenauigkeiten selbstverständlich nicht als exakte Werte anzusehen, dienen aber zur Orientierung bei der weiteren Erklärung der erhaltenen Ergebnisse.

Mit Hilfe der erhaltenen Barrierenenergien können nun die Potentialtopftiefen  $V_w$  und damit gemäß Gleichung 5.6 die Tunnelraten für beide Quantenpunkte berechnet werden. Zur Bestimmung der Potentialtopftiefe wird das Modell eines eindimensionalen endlichen Potentialtopfes der Höhe  $V_w$  und der Ausdehnung  $L$  genutzt, wie es ein Standard-Problem in den Lehrbüchern der theoretischen Physik ist (siehe z. B. [Nol09]). Für die Tiefen des Potentialtopfes wurden numerisch Werte von 257 meV für Quantenpunkt 1 und 270 meV für Quantenpunkt 2 ermittelt. Für die Ausdehnung der Quantenpunkte wurde ein Wert von 3 nm angenommen. Für die effektive Masse des Elektrons wurde  $m_e^* = 0,07 \cdot m_0$  gewählt, für die des Lochs  $m_h^* = 0,25 \cdot m_0$ , in Analogie zu [War98]. Die Kehrwerte der Tunnelraten sind für die verschiedenen Besetzungskonfigurationen in Abbildung 5.8 dargestellt. Hierzu wurde für jede Konfiguration ein spezifisches Energieniveau angenommen, das aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung gegenüber dem  $s$ -Niveau verschoben ist, so dass sich für jede Besetzungskonfiguration wiederum eine spezifische Höhe der Tunnelbarriere ergibt.

Die gezeigten Werte berücksichtigen nicht, ob ein Tunneln zwischen den jeweiligen Zuständen innerhalb und außerhalb des Quantenpunktes tatsächlich erlaubt ist, sondern stellen die Tunnelzeiten unter der Annahme dar, dass sowohl im Quantenpunkt als auch außerhalb freie Zustände für die Ladungsträger vorhanden sind. Dies ist im vorliegenden System jedoch nur bei denjenigen Spannungen der Fall, an denen das entsprechende Energieniveau im Quantenpunkt resonant zum Fermi-Niveau liegt. Liegt das Quanten-



**Abbildung 5.8:** Nach Gleichung 5.6 berechnete Tunnelzeiten für ein Elektron zwischen Quantenpunkt und  $n$ -Kontakt und für ein Loch zwischen Quantenpunkt und anschließendem intrinsischen GaAs unter der Annahme freier Zustände auf beiden Seiten der Tunnelbarriere (a) für Quantenpunkt 1, (b) für Quantenpunkt 2. Die zur Berechnung notwendigen Barrierenenergien  $E_c$  wurden mit Hilfe des Coulomb-Blockade-Modells und Gleichungen 5.7 und 5.8 abgeschätzt. Die Linien sind in den Bereichen durchgezogen dargestellt, in denen die jeweilige Besetzungskonfiguration energetisch bevorzugt ist. Zusätzlich sind die Resonanzspannungen des jeweiligen Quantenpunktes eingezeichnet.

punktniveau oberhalb des Fermi-Niveaus, so kann ein Elektron aus dem Quantenpunkt in den  $n$ -Kontakt tunneln, da in diesem Fall freie Zustände im Kontakt vorhanden sind. Liegt es jedoch unterhalb des Fermi-Niveaus, so kann nur ein Elektron in den Quantenpunkt tunneln, sofern dort ein freier Zustand vorliegt (beispielsweise durch Rekombination des zuvor im Quantenpunkt befindlichen Elektrons mit einem Loch), ein Heraustunneln aus dem Quantenpunkt ist hier jedoch nicht möglich, da die Energiezustände im Leitungsband bereits durch Elektronen besetzt sind. Zur Verdeutlichung der relevanten Zeitbereiche sind die Linien in Abbildung 5.6 nur in den Spannungsbereichen durchgezogen dargestellt, in denen die jeweilige Besetzungskonfiguration energetisch bevorzugt ist.

Zusätzlich zu den Tunnelraten eines Elektrons wurden die Raten für ein Loch im  $s$ -Niveau abgeschätzt. Die Barrierenenergien für die  $s$ -Energieniveaus der Löcher lassen sich mit Hilfe der Bandlücke des intrinsischen GaAs sowie der aus den Messungen erhaltenen Bandlücke des jeweiligen Quantenpunktes und der bekannten Lage der  $s$ -Energieniveaus der Elektronen berechnen. Hieraus kann wiederum die Potentialtopftiefe ermittelt werden. Die Kehrwerte der so ermittelten Tunnelraten sind in Abbildung 5.8 entsprechend mit  $h$  gekennzeichnet. Die zu erwartenden Tunnelzeiten des Lochs liegen oberhalb mehrerer Nanosekunden bis hin zu ca. 100 ns im Bereich der ersten Resonanzspannung.

Die berechneten Tunnelzeiten für die Elektronen liegen sämtlich im Bereich unterhalb 1 ns. Daher kann in dieser Struktur von der Möglichkeit einer ultra-schnellen Kontrolle des Ladungszustandes bis in den sub-Nanosekundenbereich ausgegangen werden. Hier wird allerdings die ausgeprägte Abhängigkeit der Tunnelzeit von der Höhe der Potentialbarriere deutlich. Zwischen den Resonanzen des  $X^0$ - und des  $X^-$ -Konfigurationen liegen lediglich 29 meV, um die die Höhe der Tunnelbarriere vermindert wird. Die Tunnelzeiten unterscheiden sich dadurch allerdings um bis zu ca. zwei Größenordnungen. Aufgrund der angesprochenen Unsicherheiten in der Bestimmung der Barrierenenergien  $E_c$  besitzen allerdings auch die Tunnelzeiten eine gewisse Unsicherheit.<sup>1</sup>

Wie bereits angemerkt, besitzt die exakte Lage des Fermi-Niveaus keine Auswirkung auf die sonstigen Aussagen des Coulomb-Blockade-Modells und die daraus ermittelten Resonanzspannungen, da sich diese aus den Differenzen der entsprechenden Quantenpunktenergien hervorgerufen durch die Coulomb-Wechselwirkungen ergeben. Daher lassen sich mit Hilfe des Modells hervorragend die gemessenen Intensitätsverläufe, sowie die Linienbreiten der jeweiligen Spektrallinien erklären, wie sie in Abbildung 5.9(a) und (b) bzw. (c) und (d) gezeigt sind.

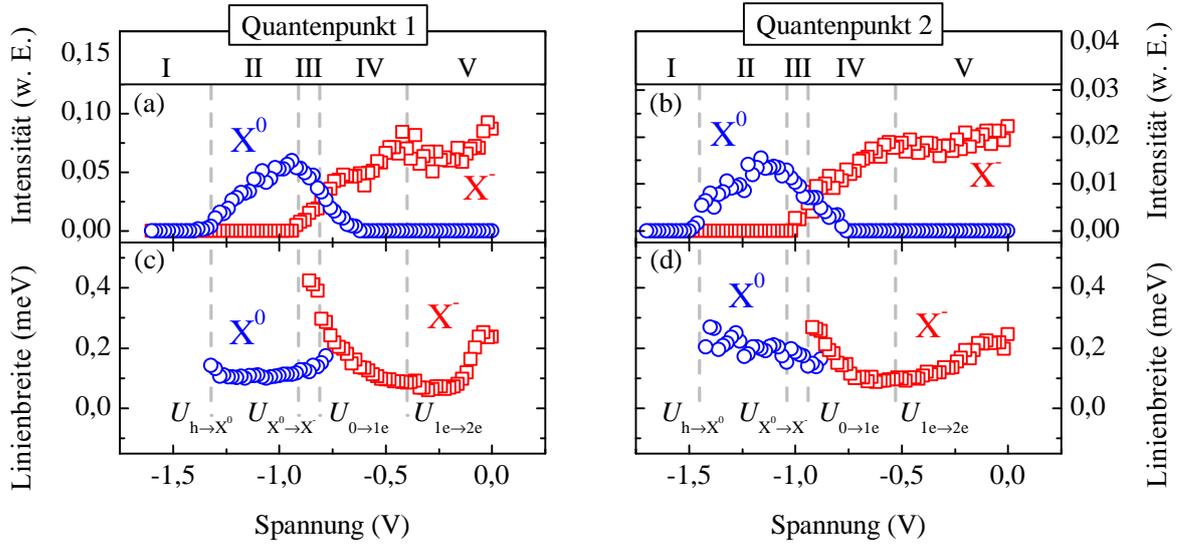
Die angelegten Spannungen sowie die beobachtete Photolumineszenz lassen sich je nach energetisch günstigstem Zustand in fünf Bereiche aufteilen. Im Bereich I, für den gilt  $U_{\text{ext}} < U_{h \rightarrow X^0}$ , ist keine Lumineszenz zu beobachten. In diesem Bereich ist das elektrische Feld so groß, dass das Elektron aus dem Quantenpunkt hinaus tunnelt, bevor es zu einer strahlenden Rekombination kommt. Das Loch bleibt aufgrund seiner ca. 3,6 mal größeren effektiven Masse für bis zu ca. 80 ns (abhängig vom elektrischen Feld) im Quantenpunkt bevor es diesen ebenfalls über einen Tunnelprozess verlässt.

Bei der Spannung  $U_{h \rightarrow X^0}$  liegt die Energie der  $X^0$ -Konfiguration des Quantenpunkts in Resonanz mit dem Fermi-Niveau. Im Spannungsbereich II ist daher die Besetzung mit einem neutralen Exziton energetisch am günstigsten, so dass beide Ladungsträger im Quantenpunkt verbleiben und schließlich strahlend rekombinieren.

Im Spannungsbereich III ist die  $X^-$ -Konfiguration energetisch bevorzugt, allerdings ist der Quantenpunkt vor der optischen Anregung unbesetzt. Dies führt dazu, dass hier die Dynamik der Elektronen eine entscheidende Rolle spielt. Nach der optischen Anregung muss ein Elektron aus dem Reservoir in den Quantenpunkt hinein tunnelt, um das energetisch günstigere geladene Exziton zu bilden. Wie aus den Intensitätsverläufen zu erkennen

---

<sup>1</sup>Werden die Korrekturen der Fermi-Energie vernachlässigt, so ergeben die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte der Barrierenenergien Tunnelzeiten für das Elektron des neutralen Exzitons an den Resonanzspannungen von ca. 10 ns bei  $U_{h \rightarrow X^0}$  und bis zu 120 ns bei  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$ .

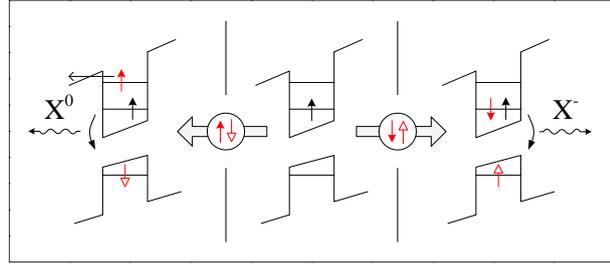


**Abbildung 5.9:** (a) und (b) Intensitäten der Emissionen des neutralen und geladenen Exzitons. (c) und (d) Linienbreiten der beiden Emissionslinien.

ist, erfolgt oberhalb der Spannung  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  zum Teil eine Rekombination des geladenen Exzitons. Nach erfolgter Rekombination tunnelt das zusätzliche Elektron wieder aus dem Quantenpunkt hinaus. In diesem Bereich ist ein Übergang von dominierender  $X^0$  zu dominierender  $X^-$ -Emission zu beobachten. An dieser Stelle könnte aus den Überlegungen in Kapitel 5.1.1 geschlossen werden, dass ausschließlich  $X^-$ -Emission zu erwarten ist. Der Unterschied zu diesen Überlegungen liegt zu einem Teil in der doch noch endlichen Tunnelzeit für das Elektron in den Quantenpunkt hinein, so dass ein Teil der Exzitonen rekombiniert, bevor eine Ladung mit einem zusätzlichen Elektron stattgefunden hat. Zum anderen kann aber anhand des einfachen Modells keine vollkommene Exaktheit der Beschreibung der Ergebnisse erwartet werden.

Das  $s$ -Niveau des leeren Quantenpunktes liegt bei der Spannung  $U_{0 \rightarrow 1e}$  resonant zum Fermi-Niveau. Oberhalb dieser Spannung ist der Quantenpunkt auch ohne zuvor erfolgte optische Anregung mit einem Elektron besetzt. Bei  $U_{0 \rightarrow 1e}$  sind in etwa gleiche Intensitäten der  $X^0$ - und  $X^-$ -Emissionen zu erkennen. Die Tatsache, dass trotz bereits vorhandener Besetzung des Quantenpunktes mit einem Elektron weiterhin die Rekombination des neutralen Exzitons beobachtet wird, ist über die verschiedenen möglichen Konfigurationen der jeweiligen Ladungsträgerspins zu erklären [Bai01, Fin01a]. In Abbildung 5.10 ist dieser Sachverhalt zur Verdeutlichung schematisch dargestellt.

**Abbildung 5.10:** Bei Besetzung des Quantenpunktes mit einem Elektron (schwarz) vor der optischen Anregung mit linear polarisiertem Licht kann es je nach Spinausrichtung des optisch angeregten Elektrons (rot) zur Rekombination eines geladenen (rechts) oder neutralen Exzitons (links) kommen.



Im Zentrum der Abbildung ist der Quantenpunkt vor der optischen Anregung dargestellt. Das  $s$ -Niveau ist beispielhaft mit einem spin-up Elektron besetzt (die folgenden Überlegungen verlaufen für die vorherige Besetzung mit einem spin-down Elektron analog). Aufgrund der linear polarisierten Anregung ist die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren mit den Konfigurationen „spin-up Elektron + spin-down Loch“ mit einem Gesamtspin von  $-1$  (links) und „spin-down Elektron + spin-up Loch“ mit einem Gesamtspin von  $+1$  (rechts) gleich wahrscheinlich. Im Falle der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars mit einem Gesamtspin von  $+1$  kann das optisch angeregte Elektron ebenfalls das  $s$ -Niveau besetzen, so dass die  $X^-$ -Konfiguration gebildet wird. Bei der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars mit einem Gesamtspin von  $-1$  kann dagegen das optisch angeregte Elektron das  $s$ -Niveau aufgrund des Pauli-Prinzips nicht besetzen, sondern lediglich das energetisch höhere  $p$ -Niveau einnehmen, von dem aus es den Quantenpunkt aufgrund der sehr geringen Tunnelbarriere vor der Rekombination verlässt. In diesem Fall ist damit die Rekombination eines neutralen Exzitons zu beobachten. Diese Annahme trifft allerdings nur zu, so lange nicht ein zusätzliches Elektron mit passendem Spin aus dem Reservoir in den Quantenpunkt tunnelt, um das energetisch bevorzugte geladene Exziton zu bilden und kein Übergang des Elektrons vom  $p$ -Niveau durch einen Spin-Umklapp-Prozess in das  $s$ -Niveau stattfindet.

Zu erwähnen ist an dieser Stelle, dass auch die Bildung dunkler Exzitonen aufgrund der nicht-resonanten Anregung möglich ist. In diesem Fall kann bei paralleler spin-down Ausrichtung des Elektron-Loch-Paars wiederum das geladene Exziton gebildet werden, bei spin-up Ausrichtung beider Ladungsträger kann im Quantenpunkt ein dunkles Exziton zurück bleiben. Dadurch kann sich das Verhältnis der beiden Intensitäten zugunsten des geladenen Exzitons bis maximal  $I(X^-)/I(X^0) = 2$  verschieben, was in der möglichen Genauigkeit der hier vorliegenden Daten allerdings nicht detaillierter ausgewertet werden kann.

Ein weiteres Erhöhen der Spannung über  $U_{1e \rightarrow 2e}$  hinaus führt dazu, dass trotz der auftretenden Coulomb-Abstoßung die  $2e$ -Konfiguration energetisch bevorzugt ist und somit vor optischer Anregung bereits zwei Elektronen den Quantenpunkt besetzen. Das optisch

angeregte Elektron kann nun nur das  $p$ -Niveau besetzen und tunnelt anschließend aus dem Quantenpunkt hinaus, so dass wiederum ein einfach geladenes Exziton geformt wird. Nach der Rekombination tunnelt anschließend ein Elektron aus dem Reservoir in den Quantenpunkt hinein, um die  $2e$ -Konfiguration wiederherzustellen.

Die Linienbreite der  $X^-$ -Emission zeigt ein charakteristisches, spannungsabhängiges Verhalten. Zu den Resonanzspannungen hin ist jeweils ein starker Anstieg bis hin zu ca. 0,4 meV bei Quantenpunkt 1 bzw. 0,3 meV bei Quantenpunkt 2 zu beobachten. Entsprechend den Überlegungen in Kapitel 1.2 liegt dies in der Tunnelkopplung der Quantenpunkte mit dem Elektronenreservoir begründet. Diese Werte können einen weiteren Hinweis auf die tatsächliche Tunnelzeit für den entsprechenden Quantenpunkt liefern. Legt man die Heisenbergsche Energie-Zeit-Unschärfe für die halbe Linienbreite  $\Delta E$  gemäß

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{\text{tunnel}}} \quad (5.9)$$

zugrunde [Smi05], so ergeben sich an der Resonanz der  $X^-$ -Konfiguration bei  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  Tunnelzeiten von ca. 3 ps für Quantenpunkt 1 und 5 ps für Quantenpunkt 2. Die berechneten Tunnelzeiten in Abbildung 5.8 liegen bei den entsprechenden Spannungen bei ca. 12 ps und 25 ps. Es ergibt sich also trotz der getroffenen Vereinfachungen und Annahmen eine angemessene Übereinstimmung der Messergebnisse mit den berechneten Werten.

Die Linienbreite der  $X^0$ -Emission zeigt für Quantenpunkt 1 ein vergleichbares Verhalten. Auch hier ist an den Resonanzen ein Anstieg der Linienbreite zu erkennen. Aufgrund der höheren Tunnelzeiten ist der Anstieg in der Linienbreite nicht so ausgeprägt wie für das geladene Exziton. Für Quantenpunkt 2 ist dagegen über den gesamten Spannungsbereich II eine erhöhte Linienbreite von ca. 0,2 meV zu erkennen. Diese lässt sich möglicherweise über die experimentell nicht aufgelöste Feinstrukturaufspaltung des neutralen Exzitons erklären [Bay02a].

Der beobachtete Anstieg der  $X^-$ -Linienbreiten bei höheren Vorwärtsspannungen ist auf die Resonanz des nächsten Quantenpunktniveaus zurückzuführen. Der nächste Ladeprozess beinhaltet die Besetzung des  $p$ -Niveaus, so dass sich die Besetzung  $X^{2-}$  ausbildet. Diese Ladungsträgerkonfiguration wurde bei der Berechnung der Energieniveaus anhand des Coulomb-Blockade-Modells außer Acht gelassen, da diese Besetzung in den weiteren Untersuchungen, die in den folgenden Kapiteln gezeigt werden, nicht genutzt wurde. Eine exakte Berechnung der Resonanzspannung für den Übergang zwischen  $X^-$  und  $X^{2-}$  macht die Berücksichtigung der Austauschenergien zwischen Elektronen in den  $s$ - und  $p$ -Energieniveaus sowie die Kenntnis der Größen der Wechselwirkungsenergien des  $p$ -Elektrons

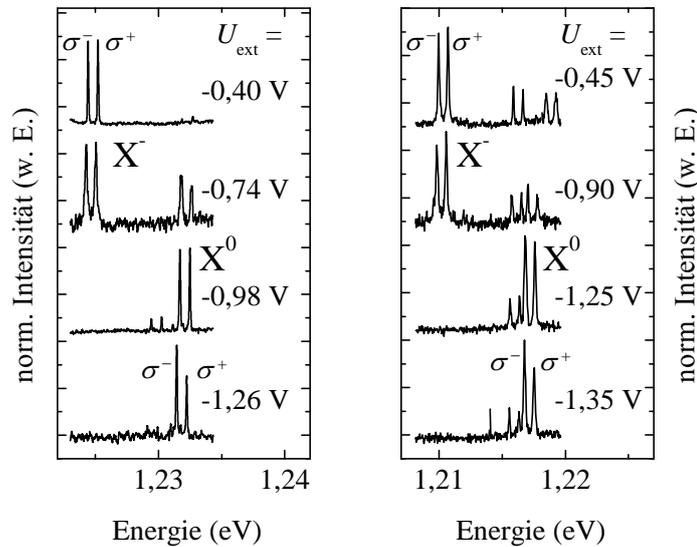
mit dem Loch notwendig. Zur Abschätzung der Lage der nächsten Resonanzspannung kann jedoch der Übergang zwischen den Besetzungen  $2e$  und  $3e$  herangezogen werden. Mit den in Tabelle 1.1 aufgeführten Werten ist zum Laden des Quantenpunktes mit einem zusätzlichen Elektron die Überwindung der Coulomb-Abstoßung der zwei bereits im Quantenpunkt vorhandenen Elektronen notwendig. Jedoch wird die Austauschenergie zwischen dem Elektron im  $p$ -Niveau und einem Elektron im  $s$ -Niveau gewonnen, sodass insgesamt die Energie  $2E_{sp}^c - E_{sp}^x = 2 \cdot \frac{3}{4}E_{ee} - \frac{1}{4}E_{ee} = \frac{5}{4}E_{ee} = 36,25 \text{ meV}$  für den nächsten Ladeprozess notwendig ist. Nach dem Hebelarmmodell entspricht dies einer Spannungserhöhung um ca.  $0,5 \text{ V}$ . Nach dieser Abschätzung kann die nächste Resonanzspannung also im Bereich von ca.  $0,1 \text{ V}$  bei Quantenpunkt 1 und  $0 \text{ V}$  bei Quantenpunkt 2 erwartet werden, was durch den Anstieg der Linienbreiten des geladenen Exzitons im Bereich von Spannungen um  $0 \text{ V}$  bestätigt wird.

## 5.4 Elektrische Kontrolle des Spinzustandes

Im Fokus dieser Arbeit steht die elektrische Kontrolle des Spinzustandes des Elektrons im Quantenpunkt. Wie im vorangegangenen Kapitel demonstriert wurde, kann die Ladungsträgerbesetzung eines einzelnen Quantenpunktes über die externe Spannung kontrolliert werden und so eine definierte Injektion einzelner Elektronen verwirklicht werden. Um nun auch den Spin der Elektronen in Betracht zu ziehen, wurde an die Probe ein magnetisches Feld von  $B = 5 \text{ T}$  angelegt, um so eine Aufspaltung der Energie-Niveaus im Quantenpunkt zu schaffen. Die optische Anregung wurde wie zuvor mit einem linear polarisierten Laser vorgenommen, um etwaige Einflüsse einer bevorzugten Spin-Orientierung des optisch erzeugten Elektron-Loch-Paars ausschließen zu können. Wie zuvor wurden die Photolumineszenzspektren bei variierter externer Spannung aufgenommen.

In Abbildung 5.11 sind für beide Quantenpunkte vier Spektren bei jeweils vier repräsentativen Spannungen gezeigt. Die Zeeman-Aufspaltung zwischen beiden Linien beträgt jeweils ca.  $\Delta E_Z = 0,75 \text{ meV}$ . Zu erkennen ist bei beiden Quantenpunkten eine ausgeprägte Polarisation des neutralen Exzitons mit einer erhöhten Intensität der  $\sigma^-$ -Linie. Das geladene Exziton zeigt nur bei Quantenpunkt 2 und bei niedrigen Spannungen eine merkliche, entgegengesetzte Polarisation.

Der spannungsabhängige Polarisationsgrad der beiden Emissionslinien ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Das neutrale Exziton weist an den jeweiligen Resonanzspannungen  $U_{h \rightarrow X^0}$  und  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  eine Polarisation von bis zu  $|\rho| = 35\%$  auf, während sie im Zentrum auf weniger als  $10\%$  abfällt. Die beobachtete Polarisation ist zunächst vollkommen unerwartet,



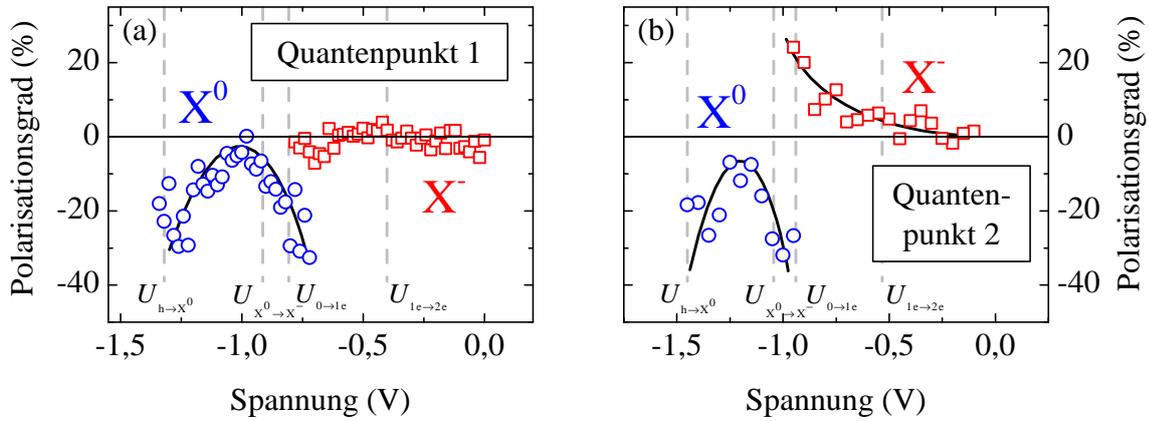
**Abbildung 5.11:** Photolumineszenzspektren der beiden Quantenpunkte in einem magnetischen Feld von 5 T bei verschiedenen externen Spannungen. (a) für Quantenpunkt 1, (b) für Quantenpunkt 2. Zu erkennen ist bei beiden Quantenpunkten eine Spannungsabhängigkeit der Polarisation des neutralen Exzitons. Das geladene Exziton weist nur bei Quantenpunkt 2 sichtbare Polarisation auf.

da kein spinausrichtendes Material als Injektor genutzt wurde und auch eine Polarisation des anregenden Laserstrahl weitestgehend ausgeschlossen werden kann. Mögliche Ursachen für das Auftreten einer Polarisation der Lumineszenz sollen im Folgenden diskutiert werden.

### Pauli-Paramagnetismus der Leitungsbandelektronen im Reservoir

Zunächst einmal liegt die Annahme nahe, dass im  $n$ -Kontakt eine Spinpolarisation über den Pauli-Paramagnetismus der Leitungsbandelektronen vorliegt. Dies bedeutet, dass aufgrund der Zeeman-Aufspaltung der energetisch günstigere spin-up Zustand statistisch häufiger besetzt ist als der ungünstigere spin-down Zustand. Mit Hilfe dieser Polarisation der Leitungsbandelektronen ließe sich die beobachtete Polarisation der Lumineszenz an den Resonanzspannungen über die in [Smi05] erwähnten Ko-Tunnelprozesse erklären. Vereinfacht ausgedrückt könnte durch diese Prozesse ein Austausch eines Elektrons im Quantenpunkt mit einem Elektron aus dem Reservoir im  $n$ -Kontakt stattfinden.

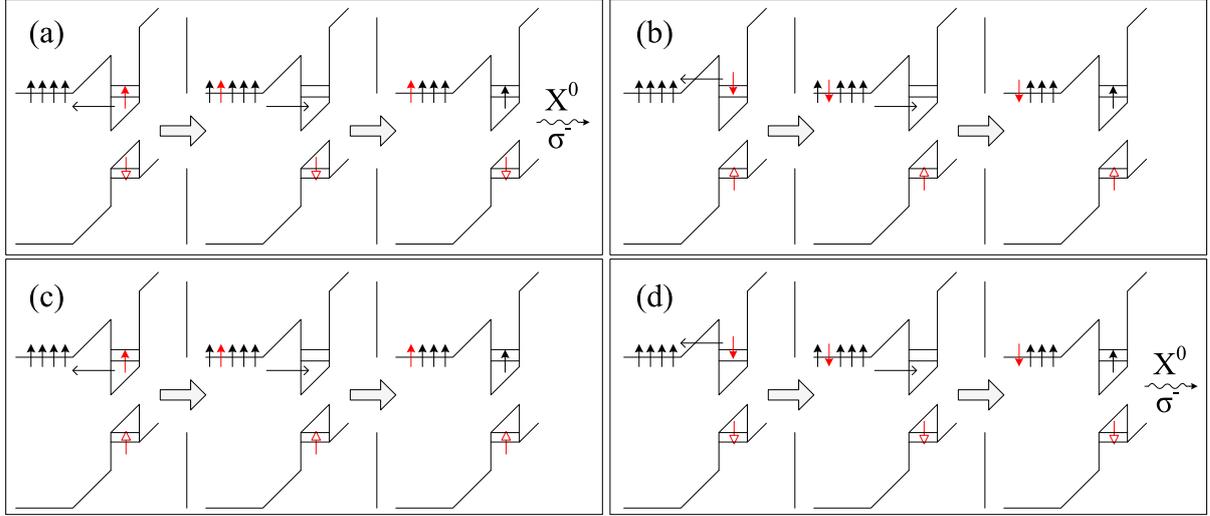
Die unter dieser Annahme stattfindenden Prozesse bei  $U_{h \rightarrow X^0}$  sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Zur Vereinfachung der Darstellung wird im Folgenden von einer vollständigen Polarisation der Ladungsträger im  $n$ -Kontakt ausgegangen.



**Abbildung 5.12:** Spannungsabhängigkeit des Polarisationsgrades der Emissionen des neutralen und geladenen Exzitons.

Bei dieser Resonanzspannung kann das optisch angeregte Elektron den Quantenpunkt über einen Tunnelprozess verlassen und wird anschließend durch ein Elektron aus dem Reservoir ersetzt. Im Falle der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars mit spin-down Elektron und spin-up Loch, wird ein Austausch des Elektrons mit dem Reservoir zur Besetzung des Quantenpunktes mit einem dunklen Exziton führen. Im anderen Fall dagegen, bei der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars mit spin-up Elektron und spin-down Loch, ändert ein Austausch die Konfiguration im Quantenpunkt nicht. In diesem Fall wird das Exziton unter Aussendung eines Photons mit  $\sigma^-$ -Polarisation rekombinieren, wie es auch in den Messungen beobachtet ist.

Auch hier seien wieder Besetzungen des Quantenpunktes mit dunklen Exzitonen in Betracht gezogen. Bei der Erzeugung eines dunklen Exzitons mit beiden Ladungsträgern im spin-up Zustand erfolgt durch den Austausch des Elektrons mit dem Reservoir keine Änderung der Spin-Konfiguration. Bei beiden Ladungsträgern im spin-down Zustand wird das dunkle Exziton durch den Austausch mit dem Reservoir dagegen hell und rekombiniert wiederum unter Aussendung eines  $\sigma^-$ -polarisierten Photons. Analoge Überlegungen können auch die beobachtete Polarisation der  $X^0$ -Emission an der Resonanz bei der Spannung  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  erklären. Im Zentrum des Spannungsbereichs II ist dieser Austausch über Kottunnelprozesse weitestgehend unterdrückt, wodurch die Polarisation absinkt. Bei diesen Betrachtungen werden Einflüsse der Relaxation des Lochspins vernachlässigt, da die berichteten Relaxationszeiten im Bereich mehrerer  $\mu\text{s}$  liegen [Hei07].



**Abbildung 5.13:** Modell zur Ausbildung einer Polarisation im Quantenpunkt über einen Austausch des optisch angeregten Elektrons mit einem spin-polarisierten Elektron aus dem  $n$ -Kontakt über einen Ko-Tunnelprozess. In (a) und (b) sind die Vorgänge bei Besetzung des Quantenpunktes mit hellen Exzitonen, in (c) und (d) bei Besetzung mit dunklen Exzitonen dargestellt. Die optisch angeregten Elektronen und Löcher sind in rot dargestellt, die Elektronen aus dem  $n$ -Kontakt in schwarz.

Das Modell eines spinpolarisierten Elektronenreservoirs kann also qualitativ die Polarisation der Photolumineszenz an den Resonanzspannungen erklären. Es stellt sich also die Frage, ob die beobachteten Polarisationsgrade auch quantitativ durch den Pauli-Paramagnetismus erklärt werden können.

Durch ein externes Magnetfeld spaltet die Zustandsdichte des dreidimensionalen freien Elektronengases in zwei Parabeln auf, die um die Zeeman-Energie verschoben sind [Iba09]. Dadurch entstehen zusätzliche Zustände für die spin-up Elektronen. Es ist sofort ersichtlich, dass ein hoher Spinpolarisationsgrad im Reservoir von mehreren Prozent, wie er in den Messungen beobachtet wurde, nur bei einer geringen Fermi-Energie zu erwarten ist, da nur dann das Verhältnis von spin-up zu spin-down Zuständen einen signifikanten Wert erreicht.

Für die Anzahl der besetzten spin-down ( $n \downarrow$ ) bzw. spin-up Zustände ( $n \uparrow$ ) gilt:

$$n \downarrow = \frac{(2m^*)^3}{4\pi^2\hbar^3} \int_{-1/2g\mu_B B}^{\infty} \sqrt{E + \frac{1}{2}g\mu_B B} \cdot f(E, T) dE \quad (5.10)$$

bzw.

$$n \uparrow = \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}}}{4\pi^2\hbar^3} \int_{1/2g\mu_B B}^{\infty} \sqrt{E - \frac{1}{2}g\mu_B B} \cdot f(E, T) dE \quad (5.11)$$

mit der Fermi-Verteilung

$$f(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (5.12)$$

Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt, beträgt die Fermi-Energie des freien Elektronengases im  $n$ -Kontakt ca. 113 meV, die Fermi-Temperatur etwa 1300 K. Es ergibt sich damit ein Polarisationsgrad im  $n$ -Kontakt von:

$$\rho = \frac{n \downarrow - n \uparrow}{n \downarrow + n \uparrow} \sim -0,08\% \quad (5.13)$$

mit einem  $g$ -Faktor für GaAs von -0,44 [Hoh06].

Um den beobachteten Polarisationsgrad von ca. -35% anhand dieser Überlegung zu erklären, müsste die Fermi-Energie bei ca. 0,27 meV liegen. Der Paramagnetismus des freien Elektronengases der Leitungsbandelektronen kann daher nicht für die Polarisation der Photolumineszenz mit der beobachteten Größenordnung des Polarisationsgrades verantwortlich sein.

### Verminderung der Spin-Flip-Rate durch Ko-Tunnelprozesse

Die beobachtete Polarisation in der Nähe der Resonanzspannungen  $U_{h \rightarrow X^0}$  und  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  bzw.  $U_{0 \rightarrow 1e}$  legt die Vermutung nahe, dass die Tunnelkopplung zum Elektronenreservoir eine entscheidende Rolle spielt. Bisher wurde angenommen, dass die Spin-Lebensdauer im Quantenpunkt in der Größenordnung von mehreren  $\mu$ s oder sogar ms [Kro04] liegt und ein Spin-Flip daher vernachlässigt werden kann. Smith et al. zeigten anhand von Messungen der strahlenden Lebensdauern von Exzitonen in einzelnen InGaAs-Quantenpunkten, die ebenfalls an ein Elektronenreservoir gekoppelt waren, dass in der Nähe der Resonanzspannungen die bereits angesprochenen Ko-Tunnelprozesse dazu führen können, dass dunkle Exzitonen in helle Exzitonen (und umgekehrt) überführt werden können [Smi05]. Dies geschieht dadurch, dass das Elektron mit dem nicht passenden Spin aus dem Quantenpunkt hinaus tunnelt und durch ein Elektron mit passender Spinorientierung aus dem Reservoir ersetzt wird, so dass es zu einer Rekombination kommen kann. Durch den Austausch eines Elektrons mit dem Elektronenreservoir ist also ein zusätzlicher Mechanismus geschaffen, der zu einer Umkehrung des Spinzustandes im Quantenpunkt führt. Obwohl es sich

hier um den Austausch zweier Elektronen mit antiparallelem Spin handelt, wird dieser Prozess in der Literatur dennoch als Spin-Flip-Mechanismus bezeichnet. Die von Smith et al. aufgezeigten Spin-Flip-Zeiten liegen dabei in Bereichen von ca. 100 ns bis hinab zu 100 ps. Durch eine solch kurze Spin-Flip-Zeit ist zu erwarten, dass das Elektron im Quantenpunkt in einem magnetischen Feld vorzugsweise den energetisch günstigeren spin-up Zustand einnimmt, bevor es zu einer Rekombination kommt, so dass die Polarisation der Photolumineszenz die statistische Besetzung dieses Zustandes widerspiegelt.

Im Folgenden soll nun aufgezeigt werden, welche Polarisationsgrade aufgrund dieses zusätzlichen Spin-Flip-Mechanismus zu erwarten sind. Nach [Dre08] ist die theoretisch zu erwartende Spin-Flip-Rate eines Elektrons im Quantenpunkt gekoppelt an ein Reservoir und unter Einwirkung eines magnetischen Feldes gegeben durch:

$$\Gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} = \hbar \cdot \Gamma_{tunnel}^2(U_{ext}) \cdot \int_E \left| \frac{1}{\frac{e(U_{ext}-U_A)}{\lambda} + E + \frac{i}{2}\hbar\Gamma_{tunnel}(U_{ext})} + \frac{1}{\frac{e(U_B-U_{ext})}{\lambda} - E + \frac{i}{2}\hbar\Gamma_{tunnel}(U_{ext})} \right|^2 \cdot f\left(E - \frac{1}{2}\Delta E_Z\right) \left[1 - f\left(E + \frac{1}{2}\Delta E_Z\right)\right] dE. \quad (5.14)$$

$U_A$  und  $U_B$  sind dabei die zwei Resonanzspannungen der jeweiligen Besetzungskonfiguration,  $\Delta E_Z$  gibt die Größe der Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus an.

Dies gilt für den Spin-Flip in den energetisch günstigeren Zustand. Es wurde gezeigt, dass für den umgekehrten Prozess gilt:

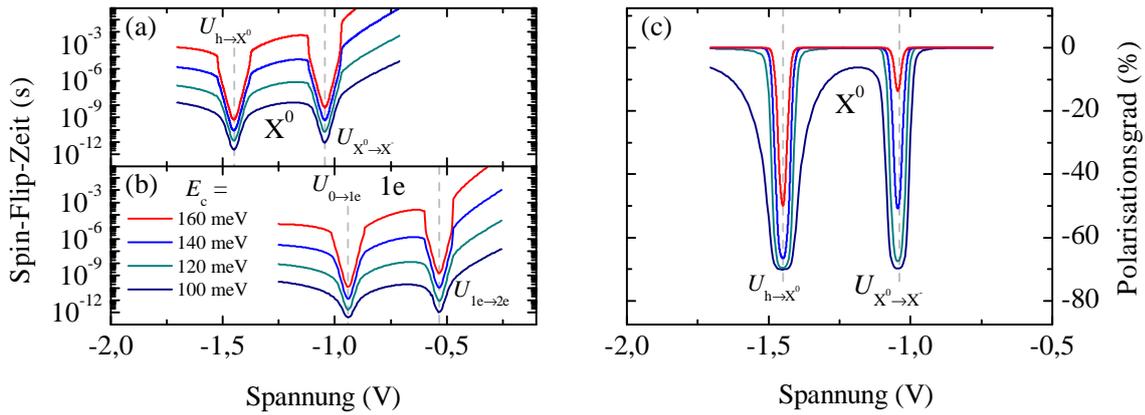
$$\Gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} = \exp\left(\frac{-\Delta E_Z}{k_B T}\right) \cdot \Gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} = \beta \cdot \Gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}, \quad (5.15)$$

sich also die erwartete statistische thermische Besetzung der beiden Zustände einstellt. Mit der für diesen Quantenpunkt bestimmten Zeeman-Aufspaltung von 0,75 meV und einer Temperatur von 5 K ergibt sich ein Wert von  $\beta \approx 0,18$ .

Für Gleichung 5.14 wurde in [Dre08] allerdings nur die 1e-Konfiguration betrachtet. Für diesen wurde zur Vereinfachung eine spannungsunabhängige Tunnelrate  $\Gamma_{tunnel}$  angenommen. Die hier geschilderten Prozesse können jedoch sowohl für die Polarisation des neutralen Exzitons, als auch für die Polarisation des einzelnen Elektrons (1e) eine Rolle

spielen. Da sich bei den hier betrachteten Quantenpunkten die Tunnelrate in Abhängigkeit von der jeweiligen Spannung über ca. eine Größenordnung (vgl. Abb. 5.8) ändert, wird im Folgenden zusätzlich ihre Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke, wie sie in Kapitel 5.1.2 in Gleichung 5.6 gegeben ist, berücksichtigt.

Als Besetzungskonfigurationen, für die der hier dargestellte Spin-Flip-Mechanismus relevant sein kann, kommen nur  $X^0$  und  $1e$  in Frage, da bei diesen ein einzelnes Elektron im  $s$ -Niveau vorliegt. Beim neutralen Exziton kann es daher bei den Spannungen  $U_{h \rightarrow X^0}$  und  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$ , bei der Besetzung mit einem einzelnen Elektron ( $1e$ ) bei den Spannungen  $U_{0 \rightarrow 1e}$  und  $U_{1e \rightarrow 2e}$  zu einem Elektronenaustausch mit dem Reservoir im  $n$ -Kontakt kommen, so dass anschließend eine bevorzugte Polarisation des Elektrons im Quantenpunkt vorliegt. Höhere Besetzungskonfigurationen wie z. B.  $X^{2-}$  mit einzelnen Elektronen in höheren Energieniveaus, die über einen Ko-Tunnelprozess ausgetauscht werden können, werden im Folgenden nicht betrachtet.



**Abbildung 5.14:** (a) Nach Gleichung 5.14 berechnete Spin-Flip-Zeiten für die beiden untersuchten Quantenpunkte, jeweils für die  $X^0$ - und die  $1e$ -Konfiguration. (b) Die aus den Spin-Flip-Zeiten resultierenden zu erwartenden Polarisationsgrade des neutralen Exzitons bei einer strahlenden Lebensdauer von 1,4 ns.

Die aus Gleichung 5.14 resultierenden Spin-Flip-Zeiten sind in Abbildung 5.14(a) jeweils für die  $X^0$ - und die  $1e$ -Konfiguration für verschiedene Höhen der Barrierenenergie  $E_c$  dargestellt. Die Spin-Flip-Zeiten sind in der Nähe der Resonanzspannungen deutlich verkürzt, während sie im Zentrum des jeweiligen Spannungsbereiches um mehr als neun Größenordnungen ansteigen.

Um nun den Polarisationsgrad der Photolumineszenz des neutralen Exzitons zu ermitteln, können die folgenden Ratengleichungen aufgestellt werden [Hal09]:

$$\begin{aligned}\frac{dn \uparrow}{dt} &= G - \frac{n \uparrow}{\tau_{rad}} - \beta \frac{n \uparrow}{\tau_{sf}} + \frac{n \downarrow}{\tau_{sf}} \\ \frac{dn \downarrow}{dt} &= G - \frac{n \downarrow}{\tau_{rad}} - \frac{n \downarrow}{\tau_{sf}} + \beta \frac{n \uparrow}{\tau_{sf}}\end{aligned}\tag{5.16}$$

mit der Generationsrate  $G$ , der Spin-Flip-Zeit  $\tau_{sf}$  und der strahlenden Lebensdauer  $\tau_{rad}$ . Diese wurde anhand von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen im spektralen Zentrum der Emission eines Quantenpunktensembles in derselben Probe zu ca. 1,4 ns bestimmt. Mittels dieser Ratengleichungen lässt sich der Polarisationsgrad der Photolumineszenz des neutralen Exzitons berechnen zu:

$$\rho = \frac{n \downarrow - n \uparrow}{n \downarrow + n \uparrow} = \frac{-(1 - \beta) \tau_{rad}}{\tau_{sf} + (1 - \beta) \tau_{rad}}.\tag{5.17}$$

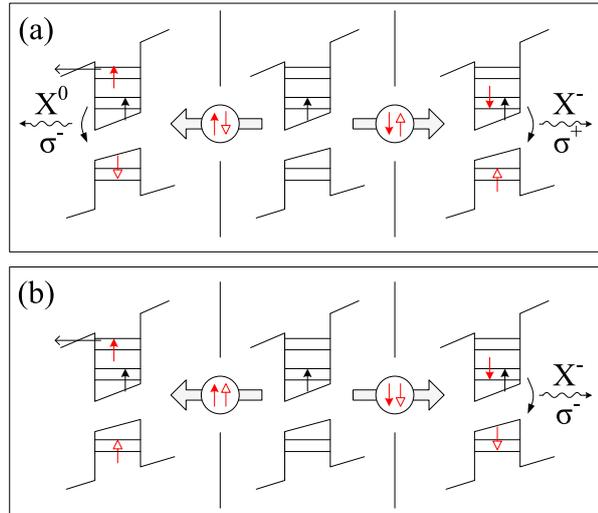
Die so berechneten Polarisationsgrade des neutralen Exzitons sind in Abbildung 5.14(b) für verschiedene Höhen der Barrierenenergie  $E_c$  dargestellt. Die intrinsische Spin-Flip-Zeit  $\tau_S$  wurde für dieses Modell als unendlich angenommen. Deutlich zu erkennen ist die auch in den Messungen beobachtete ausgeprägte Polarisation in der Nähe der Resonanzspannungen.<sup>1</sup> Die Polarisation an den Resonanzspannungen nimmt mit ansteigenden Barrierenenergien deutlich ab. Dies ist dadurch zu begründen, dass die Spin-Flip-Zeit aufgrund der geringeren Tunnelkopplung zum Reservoir ansteigt und sich der Größenordnung der strahlenden Lebensdauer nähert. Dadurch kommt es häufiger zu einer Rekombination der Elektron-Loch-Paare, bevor ein Austausch des Elektrons mit dem Reservoir stattgefunden hat.

Auch eine Polarisation in der 1e-Konfiguration kann sich in den erhaltenen Spektren des neutralen und geladenen Exzitons widerspiegeln. Hier kann eine ähnliche Erklärung, wie sie bereits im vorigen Abschnitt für diesen Spannungsbereich gegeben wurde und auch z. B. in [Bai01, Fin01a, Gha08] herangezogen wurde, genutzt werden. Dies ist in Abbildung 5.15 schematisch dargestellt.

Im Zentrum ist der Quantenpunkt vor der optischen Anregung gezeigt, wegen des Austauschs mit dem Reservoir mit einem spin-up Elektron besetzt. Bei der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars mit spin-up Elektron und spin-down Loch kann das optisch

---

<sup>1</sup>Für die Resonanzspannungen wurden hier die Werte des Quantenpunktes 2 gewählt. Für Quantenpunkt 1 verlaufen die Berechnungen analog.



**Abbildung 5.15:** Prozesse bei Besetzung des Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron und anschließender optischer Anregung. (a) für den Fall der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares mit parallelem und (b) mit antiparallelem Spin.

angeregte Elektron lediglich das  $p$ -Niveau besetzen und verlässt den Quantenpunkt über einen Tunnelprozess. Die anschließende Rekombination des neutralen Exzitons erfolgt unter Aussendung eines  $\sigma^-$ -polarisierten Photons, solange kein weiteres Elektron in den Quantenpunkt tunneln, um das geladene Exziton zu bilden. Im umgekehrten Fall kann das optisch angeregte spin-down Elektron das  $s$ -Niveau besetzen, so dass die Rekombination eines geladenen Exzitons unter  $\sigma^+$ -Polarisation beobachtet wird. Dies ist aber nur der Fall bei Erzeugung eines hellen Exzitons im Quantenpunkt, wie es in Abb. 5.15(a) dargestellt ist. Werden ebenso dunkle Exzitonen erzeugt, so kann aufgrund der in Abb. 5.15(b) gezeigten Prozesse auch eine  $\sigma^-$ -Polarisation des geladenen Exzitons beobachtet werden.

Die Polarisationen des geladenen Exzitons unterscheiden sich bei den untersuchten Quantenpunkten deutlich. Während die Emission von Quantenpunkt 2 eine deutliche Polarisation im entsprechenden Spannungsbereich aufweist, ist bei Quantenpunkt 1 keine Polarisation zu erkennen. Bei den Photolumineszenzmessungen an Quantenpunkt 1 befand sich der Laser im Dauerstrich-Betrieb, die Messungen an Quantenpunkt 2 fanden unter gepulster Anregung statt. Eine Klärung dieses Unterschiedes durch vergleichende Messungen war experimentell aufgrund eines mechanischen Schadens der Probe nicht mehr möglich.

Es ist abschließend zu erwähnen, dass der Quantenpunkt oberhalb der Spannung  $U_{1e \rightarrow 2e}$  schon vor der optischen Erzeugung mit zwei Elektronen mit zwangsweise antiparallelen Spins besetzt ist. In diesem Bereich wäre eine sichtbare Polarisation nur über eine Vorrangsausrichtung des Lochspins möglich, die aufgrund der linearen Anregung nicht gegeben ist. Daher sinkt in diesem Bereich die Polarisation auf Null ab.

Die Polarisation der Photolumineszenz kann also durch die verminderte Spin-Flip-Zeit aufgrund der Tunnelkopplung an das Reservoir erklärt werden. Die Tunnelkopplung führt zu einer vermehrten Besetzung des Quantenpunktes mit spin-up Elektronen. Damit stellt sich hier also der interessante Fall ein, dass eine bevorzugte Spin-Ausrichtung im Quantenpunkt durch die Kopplung an ein nicht-polarisiertes Elektronenreservoir verwirklicht werden kann.

## 5.5 Ultra-schnelle Ladungs- und Spin-Kontrolle in einem einzelnen Quantenpunkt

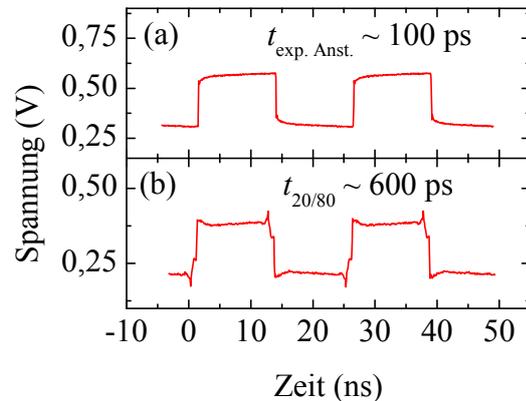
Nachdem in den vorigen Kapiteln die grundlegenden Effekte zur Kontrolle der Besetzungskonfiguration eines einzelnen Quantenpunktes bei Anlegen einer externen Gleichspannung erläutert wurden, soll das Konzept der Injektion einzelner Elektronen nun auf die ultraschnelle Kontrolle des Ladungs- und Spinzustandes erweitert werden. Dazu wird zunächst eine Technik demonstriert, die es ermöglicht, in Zeiten kürzer als die strahlende Lebensdauer den Ladungszustand des Quantenpunktes mit Hilfe von Spannungspulsen mit Anstiegs- und Abfallzeiten unterhalb einer Nanosekunde zu verändern. Im Anschluss daran wird aufgezeigt, wie die unterschiedlichen Tunnelzeiten von Elektronen und Löchern ausgenutzt werden können, um eine gezielte elektrische Injektion von einem oder zwei Elektronen in den Quantenpunkt zu verwirklichen. Eine erfolgreiche Besetzung des Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron über einen kurzen Spannungspuls wird unter Ausnutzung der Ko-Tunnelprozesse zwischen Quantenpunkt und Reservoir nachgewiesen. Um die ultraschnelle Kontrolle des Ladungszustandes abzurunden, wird zum Abschluss dieses Kapitels aufgezeigt, welche Injektionszeiten mittels des hier genutzten Konzepts realisiert werden können.

### 5.5.1 Ultra-schnelles Laden und Entladen eines einzelnen Quantenpunktes

Über einen Pulsgenerator mit einer Bandbreite von 3,35 GHz wurden Spannungspulse an die Probe angelegt. Abbildung 5.16(a) zeigt einen solchen Spannungspuls.

Der Anstieg dieses Pulses wurde mit einem exponentiellen Anstieg angepasst und es wurde eine Zeitkonstante von ca. 100 ps ermittelt. Abbildung 5.16(b) zeigt den Verlauf des Pulses, gemessen mit einem 12 GHz Oszilloskop, das parallel an die Probe angeschlos-

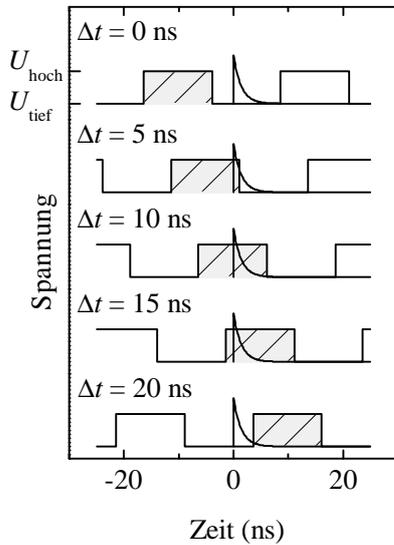
**Abbildung 5.16:** Die zur ultra-schnellen Kontrolle des Ladungszustandes eines Einzelquantenpunktes genutzten Spannungspulse. (a) gemessen mit Hilfe eines 12 GHz Oszilloskops am Ausgang des Pulsgenerators. (b) gemessen mit dem Oszilloskop parallel zur Probe. Zu erkennen sind geringfügige, durch Reflexionen verursachte Verzerrungen des Pulses.



sen wurde. Mit Hilfe dieser Technik können mögliche Reflexionen an nicht-angepassten Leitungsübergängen ermittelt werden. Wie zu erkennen ist, kommt es lediglich zu geringfügigen Reflexionen des Signals. Diese sind vermutlich durch Fehlanpassungen an der Probe oder den Übergängen im Kryostaten verursacht (vgl. Kapitel 3). Für die so aufgenommenen Pulse wurde eine 20%-80%-Anstiegszeit von ca. 600 ps ermittelt. Diese Eigenschaften zeigen, dass eine Kontrolle des Ladungszustandes im sub-Nanosekundenbereich unter technischen Gesichtspunkten ermöglicht werden kann.

Die hier genutzte experimentelle Technik ist schematisch in Abbildung 5.17 dargestellt. Der Diodenlaser wurde mit dem Pulsgenerator synchronisiert, so dass Laserpulse mit einer Frequenz von 40 MHz und einer Halbwertsbreite von ca. 200 ps ausgelöst wurden. An die Probe wurden Spannungspulse mit derselben Frequenz und einem Tastverhältnis von 50% angelegt. Dies bedeutet, dass die Spannung sich jeweils zur Hälfte der Periodendauer auf dem unteren Spannungsniveau  $U_{\text{tief}}$  und zu 50% auf dem oberen Spannungsniveau  $U_{\text{hoch}}$  befindet. Die Photolumineszenzmessungen wurden an Quantenpunkt 2 durchgeführt. Die beiden Spannungsniveaus wurden auf die Werte mit der höchsten Intensität der  $X^0$ - und  $X^-$ -Emission des Quantenpunkts eingestellt. Diese liegen bei ca. -1,2 V, bzw. -0,6 V. Die Spannung wechselt also zwischen Bereich II, in dem der Quantenpunkt vor der optischen Anregung leer ist und nach der optischen Anregung der  $X^0$ -Zustand energetisch bevorzugt ist, und dem Spannungsbereich IV, in dem der Quantenpunkt vor der optischen Anregung mit einem Elektron besetzt ist und anschließend der  $X^-$ -Zustand energetisch bevorzugt ist. Auf diese Weise wird durch den Spannungspuls der Tunnelprozess in den Quantenpunkt hinein, bzw. aus dem Quantenpunkt hinaus, elektrisch ausgelöst.

Um Zugang zur Dynamik des Be- und Entladens des Quantenpunktes zu erlangen, wurde der angelegte Spannungspuls relativ zum Laserpuls um die Zeit  $\Delta t$  verzögert. Die

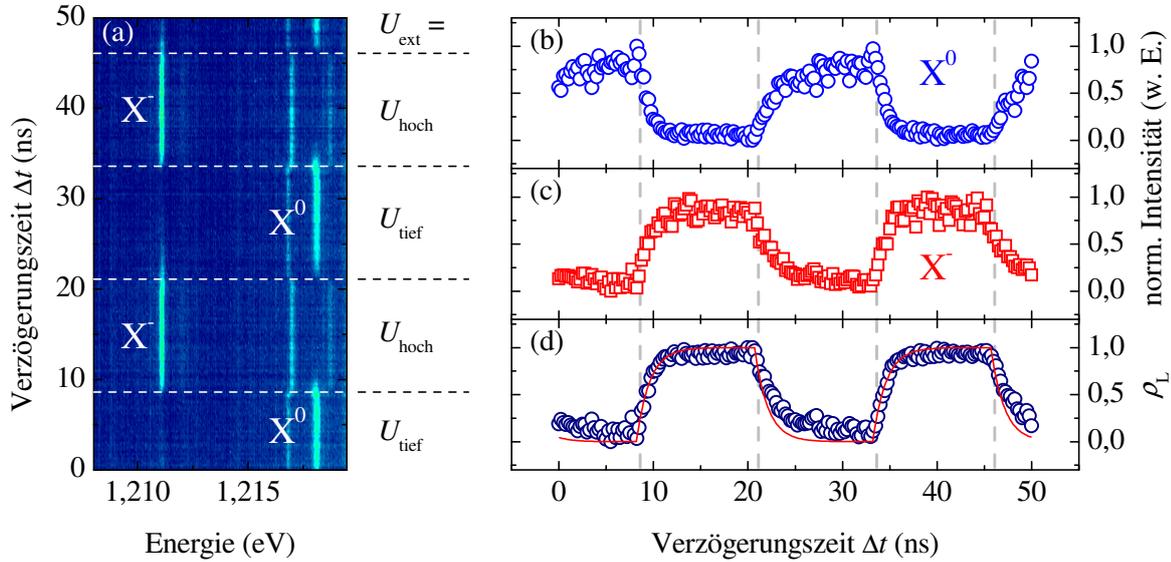


**Abbildung 5.17:** Messtechnik zur zeitaufgelösten Bestimmung des Ladungszustandes des Quantenpunktes. Der Laserpuls erzeugt zur Zeit  $t=0$  ein Elektron-Loch-Paar im Quantenpunkt. Der Spannungspuls kann gegenüber dem Laserpuls zeitlich verzögert werden. Gezeigt ist dies für fünf verschiedene Verzögerungszeiten  $\Delta t$ . Auf diese Weise kann zu jedem Zeitpunkt des Spannungspulses optisch ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden. Ebenfalls schematisch eingezeichnet ist der exponentielle Zerfall dieses Elektron-Loch-Paars. Zu erkennen ist der zeitliche Überlapp zwischen der Zerfallskurve und anschließendem Spannungspuls.

Idee dieser Messtechnik besteht darin, dass durch Variation dieser Verzögerungszeit zu jedem beliebigen Zeitpunkt des Spannungsverlaufs ein Spektrum aufgenommen werden und damit auf den Ladungszustand des Quantenpunktes geschlossen werden kann.

Die so erhaltenen PL-Spektren sind als Konturabbildung in Abbildung 5.18(a) gezeigt. Deutlich ist die Pulsfolge in der abwechselnden Emission des  $X^0$ - und  $X^-$ -Zustandes zu erkennen. Bereits durch diese Tatsache wird die Möglichkeit der Kontrolle des Ladungszustandes der einzelnen Quantenpunkte im Nanosekunden-Bereich und damit die Leistungsfähigkeit des genutzten Konzeptes deutlich. Neben den Emissionslinien des neutralen und geladenen Exzitons des untersuchten Quantenpunktes sind auch weitere Linien in der Konturabbildung zu erkennen. Diese stammen von weiteren Quantenpunkten innerhalb derselben optischen Apertur und sind für die folgenden Untersuchungen nicht von Bedeutung.

Um quantitative Aussagen über die auftretenden Zeitkonstanten zu erhalten, wurden in Abbildung 5.18(b) und (c) die Intensitäten der Emissionslinien normiert auf ihr jeweiliges Maximum dargestellt. Auch hier ist jeweils deutlich die Pulsform zu erkennen. Auffällig ist der anscheinende exponentielle Anstieg und Abfall der Intensitäten. Da aber in den Werten ein gewisses Maß an Messungenauigkeiten vorliegt, wird der Ladungszustand des Quantenpunktes, in gewisser Analogie zur Definition des Polarisationsgrades, folgendermaßen definiert:  $\rho_L = \hat{I}(X^-) / (\hat{I}(X^-) + \hat{I}(X^0))$ .  $\hat{I}(X^-)$  und  $\hat{I}(X^0)$  bezeichnen jeweils die normierten Intensitäten der beiden Emissionslinien. Die Normierung gleicht an dieser Stelle die geringfügigen Unterschiede der Intensitäten aufgrund des verschiedenen elektrischen



**Abbildung 5.18:** (a) Konturabbildung der Photolumineszenzspektren des Quantenpunkts 2 unter gepulster Spannung mit  $U_{\text{tief}} = -1,2\text{ V}$  und  $U_{\text{hoch}} = -0,6\text{ V}$ . (b) und (c) normierte PL-Intensität der jeweiligen Quantenpunktemission. (d) Ladungszustand des Quantenpunktes ermittelt aus den normierten PL-Intensitäten (siehe Text).

Feldes in der Probe und dem damit unterschiedlich effektiven Ladungsträgereinfang aus. Diese können ansonsten den Verlauf des gezeigten Ladungszustandes verzerren und somit die erhaltenen Zeitkonstanten verfälschen.

Mit Hilfe dieser Definition des Ladungszustandes kann nun eine Aussage über die mittlere Ladungsträgerbesetzung des Quantenpunktes während der Rekombination des erzeugten Elektron-Loch-Paars gewonnen werden. Hier bedeutet also  $\rho_L = 1$ , dass der Quantenpunkt mit einem zusätzlichen Elektron aus dem Reservoir besetzt ist,  $\rho_L = 0$  bedeutet, der Quantenpunkt ist unbesetzt.

Die so erhaltenen Daten sind in Abbildung 5.18(d) in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit dargestellt. Hier ist auffällig, dass der Übergang von  $\rho_L = 0$  zu  $\rho_L = 1$  länger scheint als die aus den elektrischen Charakterisierungen erwartete Zeit von 600 ps. Monoexponentielle Kurvenanpassungen der Daten liefern Zeiten in der Größenordnung von ca.  $1,5\text{ ns} \pm 0,2\text{ ns}$ . Es ergibt sich damit eine Übereinstimmung der ermittelten Anstiegs- und Abfallzeiten mit der zuvor aus zeitaufgelösten Photolumineszenz-Messungen bestimmten strahlenden Lebensdauer des Quantenpunktensembles. Diese Übereinstimmung lässt sich mit Hilfe der folgenden Überlegungen erklären.

In Abbildung 5.17 sind der Laser- und der Spannungspuls zusammen mit der zeitabhängigen Exzitonbesetzung des Quantenpunktes für fünf verschiedene Verzögerungszeiten  $\Delta t$  dargestellt. Das im Quantenpunkt erzeugte Elektron-Loch-Paar zerfällt mit einer exponentiellen Zeitkonstante von ca. 1,4 ns. Während dieser Zeit kann sich die angelegte Spannung ändern, so dass beispielsweise ein Übergang vom neutralen zum geladenen Exziton stattfindet. Es sei beispielsweise die Verzögerung so eingestellt, dass die Anregung im unteren Spannungsniveau  $U_{\text{tief}}$  stattfindet. In diesem Fall zerfallen die meisten erzeugten Elektron-Loch-Paare als neutrales Exziton. Einige Paare verweilen jedoch lang genug im Quantenpunkt, um den Wechsel der Spannung zum Niveau  $U_{\text{hoch}}$  zu erfahren. In diesem Fall tunnelt ein zusätzliches Elektron aus dem Reservoir in den Quantenpunkt, so dass die  $X^-$ -Konfiguration gebildet wird. Nimmt der zeitliche Abstand zwischen Laserpuls und Spannungswechsel von  $U_{\text{tief}}$  zu  $U_{\text{hoch}}$  mit steigendem  $\Delta t$  zu, so zeigen immer weniger Exzitonen dieses Verhalten und die Intensität der  $X^-$ -Linie, sowie der Ladungszustand  $\rho_L$  fallen ab. Dies bedeutet, dass sich im Abfall des Ladungszustandes die Lebensdauer des neutralen Exzitons widerspiegelt. Analog dazu repräsentiert der Anstieg des Ladungszustandes die Lebensdauer des geladenen Exzitons.

Die durchgezogene Linie stellt die Ergebnisse von Berechnungen des zu erwartenden Ladungszustandes mit Hilfe dieser Überlegungen dar. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Spannungspulses wurden für dieses Modell als instantan angenommen, ebenso die Tunnelzeiten des Elektrons in den Quantenpunkt hinein bzw. aus dem Quantenpunkt hinaus. Die Lebensdauer der Exzitonen wurde als einziger Parameter mit  $\tau_{\text{rad}} = 1,4 \text{ ns}$  für die Berechnungen herangezogen. Die Intensität zur Zeit  $t$  nach der optischen Anregung wurde über die monoexponentielle Zerfallsfunktion  $I(t) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{rad}}}\right)$  berechnet und zur Intensität derjenigen Emission addiert, die beim Spannungsniveau, welches zur Zeit  $t$  an der Probe anliegt, auftritt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit  $\Delta t$  sind als durchgezogene Linie in Abbildung 5.18(d) dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten. Auffällig ist an dieser Stelle jedoch die Abweichung der Berechnungen vom Abfall des Ladungszustands. Wie oben erwähnt, spiegelt die Abfallszeit die Lebensdauer des neutralen Exzitons wider. Diese Abweichung ist vermutlich durch die Bildung dunkler Exzitonen zu erklären. Diese besitzen eine erheblich längere Rekombinationszeit, wodurch die Zerfallskurven einen biexponentiellen Verlauf aufweisen [Smi05]. Aufgrund der hier auftretenden Streuung der Messwerte ist eine quantitative Auswertung des Kurvenverlaufs mit angemessener Genauigkeit jedoch nicht möglich.

Aus der sonstigen hervorragenden Übereinstimmung der simulierten Ergebnisse mit den ausgewerteten Messdaten kann geschlossen werden, dass in diesem Experiment die strahlende Lebensdauer den limitierenden Faktor der genutzten Technik darstellt und dass das Laden und Entladen des Quantenpunktes in deutlich kürzeren Zeiten geschieht.

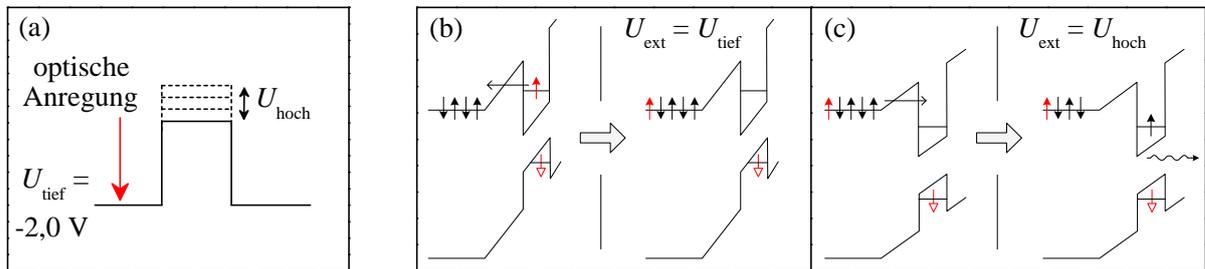
### 5.5.2 Präparation eines Einzellochzustandes und zeitverzögerte ultra-schnelle Elektron-Injektion

Anhand der bisherigen Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass ein einzelner Quantenpunkt gezielt mit einer kontrollierbaren Anzahl von Ladungsträgern beladen werden kann und dass eine Kontrolle des Ladungszustandes mit Hilfe der angelegten schnellen Spannungspulse möglich ist. Unter anderem wurde der Quantenpunkt dabei zunächst optisch mit einem neutralen Exziton besetzt, woraufhin anschließend durch einen Spannungspuls ein Elektron aus dem Reservoir über einen Tunnelprozess in den Quantenpunkt injiziert wurde. Da allerdings bei tiefen Spannungen, wie in Kapitel 5.3 gezeigt, das Elektron nach optischer Anregung den Quantenpunkt innerhalb weniger Pikosekunden verlässt und so der Quantenpunkte mit einem einzelnen Loch besetzt werden kann, besteht auch die Möglichkeit, im Anschluss über einen Spannungspuls ein Elektron aus dem Reservoir in den Quantenpunkt zu bringen und auf diese Weise ein neutrales Exziton zu formen. Dies bedeutet, dass nur über die Rekombination des Lochs mit dem elektrisch injizierten Elektron aus dem Reservoir ein Photon emittiert wird. Daher kann diese Technik in besonderer Weise dazu dienen, die Spin-Information des injizierten Elektrons auszulesen.

In Abbildung 5.19 ist das experimentelle Verfahren schematisch dargestellt. Es ähnelt der z. B. in [Hei07] gezeigten Methode. Zur Erhöhung der Intensität der gemessenen Lumineszenz wurde die Repetitionsfrequenz des Pulsgenerators auf 80 MHz erhöht. Das Lasersystem wurde wie zuvor mit dem Pulsgenerator synchronisiert, so dass Laserpulse mit derselben Frequenz emittiert wurden. Das untere Niveau der Spannungspulse  $U_{\text{tief}}$  wurde auf -2,0 V eingestellt. Bei dieser Spannung verlässt das optisch angeregte Elektron den Quantenpunkt über einen Tunnelprozess, während das Loch zunächst im Quantenpunkt zurückbleibt. Die Zeitverzögerung zwischen Laserpuls und Spannungspuls wurde so eingestellt, dass die optische Anregung im zeitlichen Zentrum des unteren Spannungsniveaus stattfand.<sup>1</sup> Auf diese Weise erreicht der anschließende Spannungspuls den Quantenpunkt etwa 3,1 ns nach der optischen Anregung. Das obere Niveau der Spannungspulse  $U_{\text{hoch}}$

---

<sup>1</sup>Dies wurde über eine Messserie analog zu den im Kapitel 5.5.1 gezeigten Messungen sichergestellt.

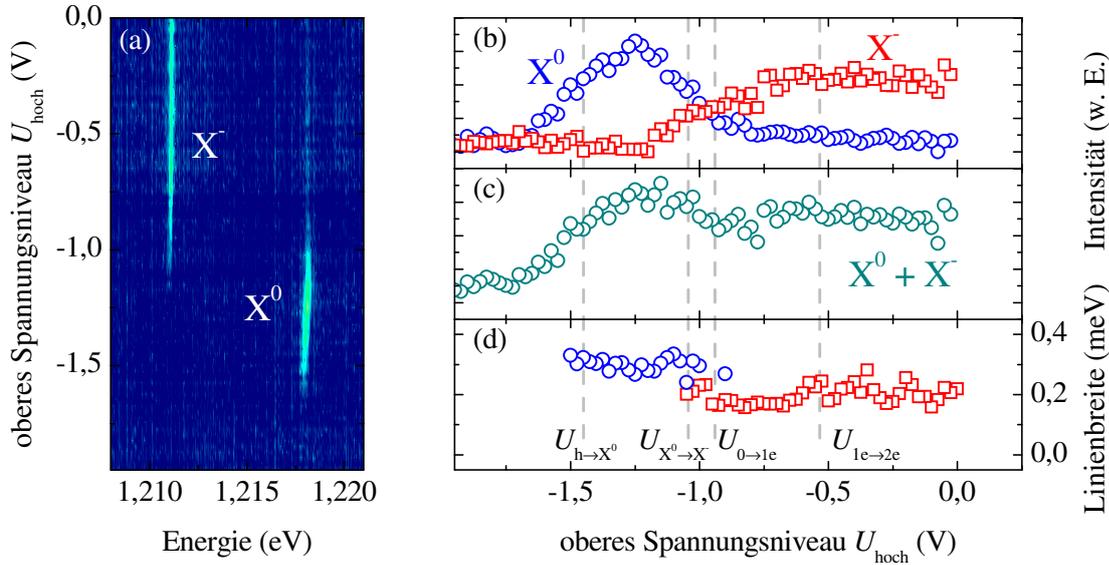


**Abbildung 5.19:** Prinzip zur Injektion einzelner Elektronen über einen Spannungspuls nach zuvor erfolgter optischer Präparation eines einzelnen Lochs. (a) Die optische Anregung erfolgt bei einem Spannungsniveau  $U_{\text{tief}} = -2,0 \text{ V}$ . Ein zeitlich verzögerter Spannungspuls mit variabler Höhe  $U_{\text{hoch}}$  führt zur Ladung mit einem Elektron. (b)  $U = U_{\text{tief}}$ : Das optisch angeregte Elektron verlässt den Quantenpunkt über einen Tunnelprozess. (c)  $U = U_{\text{hoch}}$ : Ein Elektron aus dem Reservoir tunnelt in den Quantenpunkt hinein und rekombiniert mit dem gespeicherten Loch.

wurde variiert, um in Analogie zu den unter Gleichspannung gewonnenen Ergebnissen sämtliche Spannungsbereiche zu untersuchen.

Abbildung 5.20(a) zeigt die so erhaltenen Spektren als Konturplot in Abhängigkeit vom oberen Spannungsniveau  $U_{\text{hoch}}$ . Es ist ein ähnliches Muster zu erkennen wie zuvor in den Messungen unter Gleichspannung. Sowohl die Lumineszenz des neutralen als auch des geladenen Exzitons kann beobachtet werden. Im Spannungsbereich von ca.  $-1,5 \text{ V}$  bis  $-0,9 \text{ V}$  wird der Quantenpunkt über den Spannungspuls mit einem Elektron aus dem Reservoir geladen. Bei Spannungen größer als  $-1,1 \text{ V}$  ist die Emission des  $X^-$ -Zustandes zu erkennen. Hier tunneln zwei Elektronen aus dem Reservoir in den Quantenpunkt. Der verfolgte Ansatz der Präparation eines einzelnen Lochs und der anschließenden Injektion der gewünschten Anzahl von Elektronen über einen Spannungspuls konnte damit erfolgreich verwirklicht werden.

Abbildung 5.20(b) stellt die Intensitäten der beiden Emissionslinien dar. Hier werden klare Unterschiede zu den vorherigen Messungen unter Gleichspannung deutlich. Zunächst einmal ist zu erkennen, dass die Einsatzspannungen der beiden Emissionslinien leicht zu niedrigeren Werten verschoben zu sein scheinen. In Abbildungen 5.20(b) bis (d) sind zum Vergleich die Übergangsspannungen aus den Gleichspannungsmessungen dargestellt. Dieser Versatz ist vermutlich durch ein geringfügiges Überschwingen der Spannungspulse zu erklären, wie es auch in der elektrischen Charakterisierung der Probe beobachtet wurde (vgl. Abb. 3.4).



**Abbildung 5.20:** (a) Konturabbildung der Lumineszenzspektren nach Speicherung eines einzelnen Lochs und anschließender Injektion eines oder zweier Elektronen über einen zeitverzögerten Spannungspuls mit variiertem oberem Spannungsniveau  $U_{\text{hoch}}$ . (b) Ausgewertete Intensitäten der in (a) auftretenden Emissionslinien. (c) Summe der Intensitäten der beiden Emissionslinien. (d) Linienbreite der beiden Emissionslinien.

Weiterhin ist zu beobachten, dass die Intensität der  $X^-$ -Linie geringer ist als die der  $X^0$ -Linie, während diese über den gesamten Spannungsbereich nicht vollständig auf Null absinkt. Unter Gleichspannung war dagegen die Intensität der  $X^0$ -Linie geringer als die der  $X^-$ -Linie. In beiden Fällen liegt während der optischen Anregung ein elektrisches Feld an, das dem Einfang der optisch angeregten Ladungsträger entgegenwirkt. Im Gleichspannungsfall variiert dieses Feld je nach anliegender Spannung und nimmt mit zunehmender Vorwärtsspannung ab. Daher wird der Einfang der Ladungsträger wahrscheinlicher und die Intensität der beobachteten Photolumineszenz steigt an. Im Fall der hier verwendeten Technik findet die optische Anregung dagegen immer bei derselben Spannung statt, so dass der Quantenpunkt immer mit derselben Anzahl an Löchern besetzt ist. Die Rekombination ist daher nur mit den zuvor gespeicherten Löchern möglich, entweder aus der  $X^0$ - oder der  $X^-$ -Konfiguration. Die gesamte aufsummierte Intensität beider Linien muss daher konstant bleiben. Dies ist ab ca. -1,2 V der Fall, wie es in Abbildung 5.20(c) zu erkennen ist.

Wie bereits erwähnt, ist über den gesamten Spannungsbereich hinweg die Emission des neutralen Exzitons zu erkennen, obwohl bei oberen Spannungsniveaus von über -0,8 V der Quantenpunkt mit zwei Elektronen aus dem Reservoir geladen werden sollte. Die

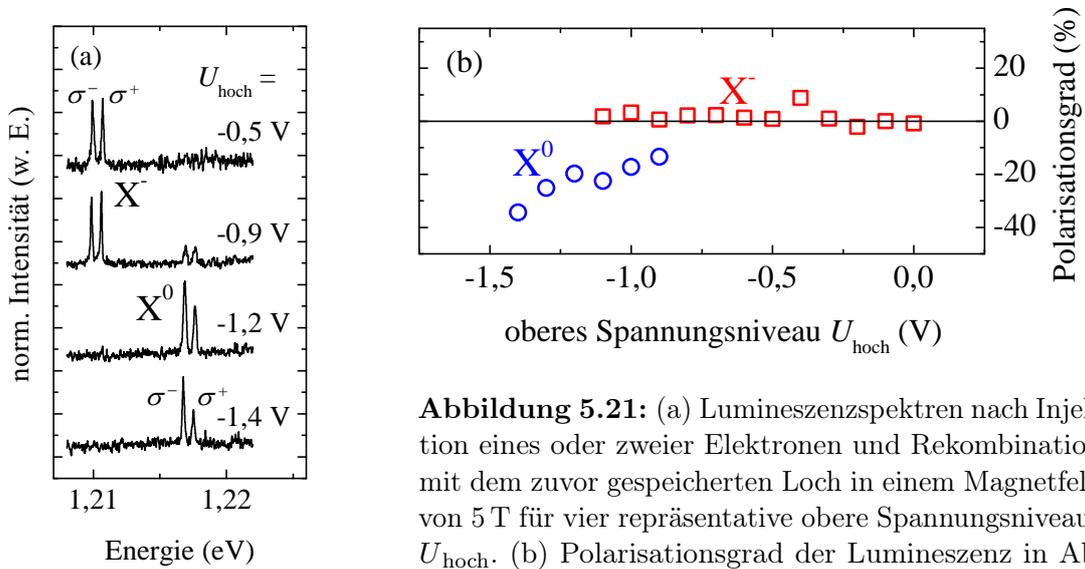
Ursache hierfür ist in der endlichen Anstiegszeit des Spannungspulses zu finden. Nach der Präparation des einzelnen Lochs bei -2 V steigt der Spannungspuls mit einer 20%-80%-Anstiegszeit von ca. 600 ps. Bevor der Spannungspuls das obere Niveau erreicht, kann so ein einzelnes Elektron in den Quantenpunkt tunneln und mit dem gespeicherten Loch rekombinieren, während der Spannungspuls den Bereich von ca. -1,5 V bis -1,0 V passiert. Daher wird bei höheren Spannungen sowohl die Emission des geladenen als auch des neutralen Exzitons beobachtet.

Die Linienbreiten der beiden Emissionslinien zeigen gegenüber den unter Gleichspannungsbedingungen ermittelten Linienbreiten ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Die Resonanzspannungen sind nun nicht mehr eindeutig zu erkennen. Zwar ist für das geladene Exziton in der Nähe der Spannung  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  ein geringfügiger Anstieg der Linienbreiten zu sehen, dieser ist jedoch aufgrund der Streuung der Werte nicht ausreichend eindeutig, um eine klare Aussage treffen zu können. Vielmehr scheinen die Linienbreiten gegenüber denen, die unter Gleichspannung ermittelt wurden, über den gesamten Spannungsbereich leicht erhöht. Dies Verhalten kann ein Indiz dafür sein, dass der Spannungspuls auf dem oberen Spannungsniveau kein konstantes Plateau erreicht, sondern dass sich die Spannung weiterhin zeitabhängig beispielsweise in Form von Überschwingen oder einem weiterem Anstieg verändert. Unter Gleichspannungsbedingungen konnte ein konstantes Spannungsniveau eingestellt werden, bei dem das Quantenpunktniveau resonant zum Fermi-Niveau liegt. In diesem Fall konnte das Elektron mehrmals zwischen Reservoir und Quantenpunkt hin und zurück tunneln, so dass es zu einer Verbreiterung der Spektrallinie kam. Ist die Spannung hingegen nicht konstant, so tunnelt das Elektron lediglich in den Quantenpunkt, während die Spannung die Resonanz durchfährt und wird anschließend aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung im Quantenpunkt gehalten, falls die Quantenpunktenergieniveaus aufgrund der Schwankungen der Spannung unterhalb des Fermi-Niveaus liegen.

### **5.5.3 Ultra-schnelle Besetzung des Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron über Ko-Tunnelprozesse**

In Kapitel 5.4 wurde demonstriert, wie Ko-Tunnelprozesse zwischen den Quantenpunktniveaus und dem unpolarisierten Elektronenreservoir zu einer bevorzugten Besetzung des Quantenpunktes mit spinpolarisierten Elektronen führen können. Dies geschieht über eine drastische Absenkung der Spin-Flip-Zeiten bis in den ps-Bereich. Aufgrund dieser geringen Zeiten ist zu erwarten, dass eine Kontrolle des Spinzustandes auch mit schnellen Spannungspulsen zu erreichen ist.

An die Probe wurde wie zuvor ein magnetisches Feld von 5 T angelegt. Die Konfiguration des Pulsgenerators und des Lasersystems entsprach den im vorigen Kapitel gezeigten Einstellungen. Der Laser wurde linear polarisiert, um eine bevorzugte Ausrichtung des Lochspins zu vermeiden. Auf diese Weise befinden sich statistisch 50% der gespeicherten Löcher im spin-up, die anderen 50% im spin-down Zustand. Wie zuvor erwähnt, kann hier die Relaxation des Lochspins vernachlässigt werden [Hei07]. Um die Injektion eines oder zweier Elektronen zu erreichen, wurde auch hier wie zuvor das obere Niveau der Spannungspulse variiert.

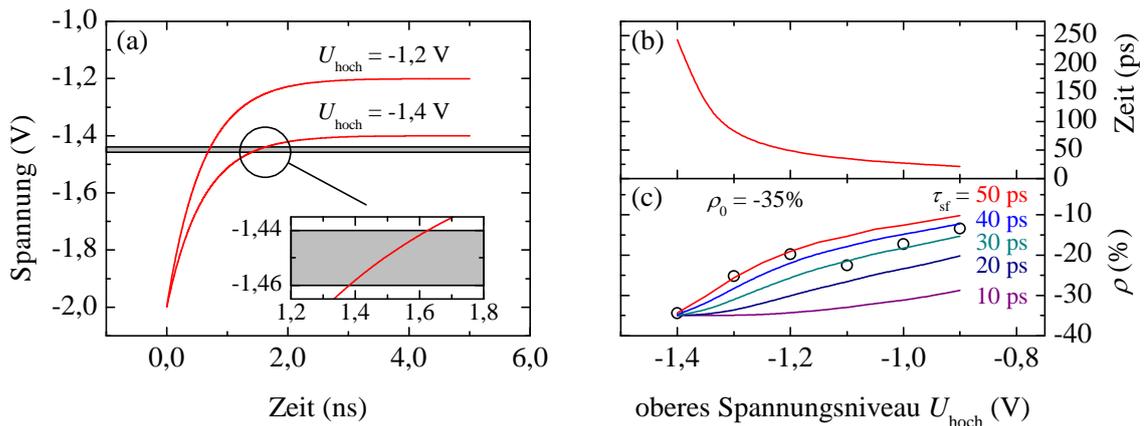


**Abbildung 5.21:** (a) Lumineszenzspektren nach Injektion eines oder zweier Elektronen und Rekombination mit dem zuvor gespeicherten Loch in einem Magnetfeld von 5 T für vier repräsentative obere Spannungsniveaus  $U_{\text{hoch}}$ . (b) Polarisationsgrad der Lumineszenz in Abhängigkeit von  $U_{\text{hoch}}$ .

In Abbildung 5.21(a) sind einige repräsentative Spektren für verschiedene obere Spannungsniveaus des Ladepulses dargestellt. Deutlich zu erkennen ist eine hohe Polarisation der Emission des neutralen Exzitons, während die des geladenen Exzitons keine Polarisation aufweist.

Den Verlauf des Polarisationsgrades zeigt Abbildung 5.21(b). Wie zuvor ist ein Polarisationsgrad für das neutrale Exziton von bis zu  $|\rho| = 35\%$  zu erkennen. Allerdings weist der Verlauf ein deutlich anderes Verhalten als unter Gleichspannungsbedingungen auf. Während das Exziton unter Gleichspannung besonders in der Nähe der Resonanzspannungen  $U_{\text{h} \rightarrow \text{X}^0}$  und  $U_{\text{X}^0 \rightarrow \text{X}^-}$  eine stark erhöhte Polarisation aufwies, diese aber zwischen den beiden Resonanzen auf  $|\rho| < 10\%$  abfiel, ist hier eine durchgehende hohe Polarisation von mehr als 15% zu beobachten. Die Resonanzspannungen sind dagegen nicht zu erkennen. Vielmehr wird ein annähernd lineares Absinken des Polarisationsgrades mit zunehmendem

oberen Spannungsniveau beobachtet. Dieses Verhalten ist vermutlich durch die endliche Anstiegszeit des Spannungspulses zu verstehen. Zur Erklärung der beobachteten Polarisationsgrade soll daher das folgende Modell angenommen werden. Aus Abbildung 5.14, in der die aus einem Ko-Tunnelprozess resultierenden Spin-Flip-Zeiten dargestellt sind, ist ersichtlich, dass die Absenkung der Spin-Flip-Zeit auf einen breiteren Spannungsbereich ausgedehnt ist. Zur Vereinfachung wird nun angenommen, dass sich lediglich in einem Bereich von  $\pm 10$  mV um die Resonanzspannung von 1,45 V eine konstante verkürzte Spin-Flip-Zeit ergibt. Die angenommene Breite der Resonanz ist an dieser Stelle willkürlich gewählt und soll lediglich der qualitativen Erklärung des beobachteten Polarisationsgrades dienen. Anschließend wird berechnet, wie lange sich das Spannungsniveau während eines exponentiell ansteigenden Spannungspulses mit einer Anstiegszeit von 600 ps in diesem Bereich befindet. Dies ist in Abbildung 5.22(a) schematisch für zwei verschiedene obere Spannungsniveaus  $U_{\text{hoch}}$  dargestellt.



**Abbildung 5.22:** (a) schematische Darstellung des Spannungsanstieges für zwei verschiedene obere Spannungsniveaus. (b) Dauer des Durchquerens der Resonanzspannung für eine angenommene effektive Breite der Resonanz von insgesamt 20 mV. (c) Berechneter Polarisationsgrad nach Durchqueren der Resonanz für verschiedene Werte der Spin-Flip-Zeit. Die experimentellen Daten sind zum Vergleich dargestellt.

Zu erkennen ist, dass unter den getroffenen Annahmen beispielsweise bei einem höheren Spannungsniveau von -1,4 V die an der Diode anliegende Spannung für mehr als 200 ps im Bereich der Resonanz liegt. In dieser Zeit kann ein Elektronenaustausch mit dem Reservoir stattfinden, so dass anschließend eine bevorzugte Spin-Ausrichtung vorliegt. Die Zeiten, in denen das Quantenpunktniveau im Rahmen dieser Abschätzung in Abhängigkeit von  $U_{\text{hoch}}$  resonant zum Fermi-Niveau liegt, sind in Abbildung 5.22(b) dargestellt. Zu erkennen

ist, dass diese erst bei höheren Werten für  $U_{\text{hoch}}$  im Bereich von wenigen 10 ps und damit in der Größenordnung der Spin-Flip-Zeiten liegen.

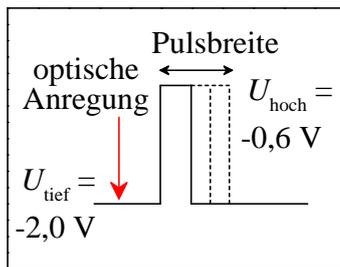
Während die Resonanz durchfahren wird, kann sich im Quantenpunkt eine bevorzugte Spin-Ausrichtung ausbilden. Nach Gleichung 4.18 für den zeitabhängigen Polarisationsgrad wurde die erwartete Polarisation des Elektrons im Quantenpunkt nach Durchqueren der Resonanz berechnet. Die Ergebnisse sind für verschiedene Werte der Spin-Flip-Zeiten in Abbildung 5.22(c) zusammengefasst. Als maximal möglicher Polarisationsgrad  $\rho_0$  wurde für die Berechnungen der Gleichspannungswert von -35% gewählt. Anhand dieser Ergebnisse wird deutlich, dass der Austausch von Elektronen zwischen Quantenpunkt und Reservoir während des endlichen Spannungsanstieges zu einer deutlichen Polarisation des Elektrons im Quantenpunkt führen kann. Auffällig hingegen ist das Ausbleiben der zweiten Resonanz bei Erreichen der Spannung  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$ . Auch hier sollte ein Austausch von Elektronen zwischen Quantenpunkt und Reservoir stattfinden. Hier kann jedoch ebenfalls der zeitliche Verlauf des Spannungsanstieges als mögliche Erklärung herangezogen werden. Entspricht  $U_{\text{hoch}}$  dieser Resonanzspannung, so liegt die Zeit nach Durchqueren der ersten Resonanz bei  $U_{h \rightarrow X^0}$  bis zum Erreichen der zweiten Resonanz bei  $U_{X^0 \rightarrow X^-}$  etwa in der Größenordnung von einer Nanosekunde. In dieser Zeit ist bereits ein Großteil der Elektron-Loch-Paare rekombiniert, so dass kein Austausch an der zweiten Resonanzspannung erfolgen kann.

Die Emission des geladenen Exzitons weist über den gesamten Spannungsbereich keine Polarisation auf. Hier tunneln zwei Elektronen aus dem Reservoir in den Quantenpunkt, von denen sich eins im spin-up und das andere im spin-down Zustand befinden muss, um die Singlett  $X^-$ -Konfiguration zu bilden. In Kapitel 5.4 wies das geladene Exziton nur aufgrund der Wechselwirkung des optisch erzeugten Elektron-Loch-Paars mit dem zuvor im Quantenpunkt befindlichen Elektron eine Polarisation auf. In dem hier betrachteten Fall wäre eine Polarisation der Emission erneut nur durch eine Vorzugsausrichtung des Lochspins möglich, die aufgrund der linearen Anregung nicht gegeben ist. Es sind also wegen der beiden möglichen Ausrichtungen des Lochspins beide Rekombinationspfade möglich, so dass der Polarisationsgrad über den gesamten Spannungsbereich Null betragen muss, wie es auch in den Messungen zu beobachten ist.

Die Besetzung des Quantenpunktes mit spinpolarisierten Elektronen mit Hilfe schneller Spannungspulse und unter Ausnutzung der durch die Tunnelkopplung drastisch erhöhten Spin-Flip-Rate konnte also anhand der hier erzielten Ergebnisse erfolgreich demonstriert werden.

### 5.5.4 Elektrische Injektion einzelner Elektronen im sub-Nanosekundenbereich

Nachdem sowohl die kontrollierte Injektion einzelner Elektronen als auch die erfolgreiche Besetzung des einzelnen Quantenpunktes mit einem spinpolarisierten Elektron durch Spannungspulse mit Anstiegs- und Abfallzeiten im sub-Nanosekundenbereich nachgewiesen wurden, ist es sinnvoll, die zeitlichen Grenzen dieser Technik auszuloten.

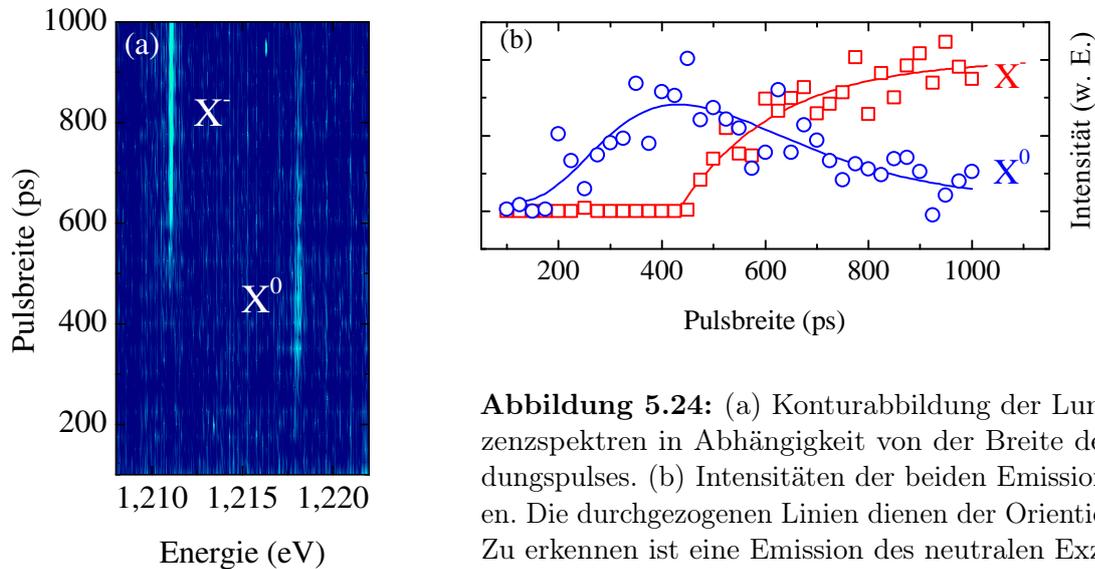


**Abbildung 5.23:** Schematische Darstellung der Messtechnik: Bei  $U_{\text{tief}}$  wird ein einzelnes Loch im Quantenpunkt präpariert. Anschließend wird der Quantenpunkt über Spannungspulse variabler Breite geladen.

Der Ansatz der Speicherung eines einzelnen Loches und anschließender kontrollierter ultra-schneller Ladung aus dem Reservoir kann dazu genutzt werden, zu untersuchen, wie schnell der Ladeprozess in der hier genutzten Probenstruktur möglich ist. Dazu wurde, wie in Abbildung 5.23 schematisch dargestellt, wie zuvor optisch ein einzelnes Loch im Quantenpunkt bei einer Spannung von  $-2,0\text{ V}$  präpariert. Anschließend wurde der Quantenpunkt über einen Spannungspuls mit oberem Spannungsniveau  $U_{\text{hoch}} = -0,6\text{ V}$  mit Elektronen aus dem Reservoir beladen. Hier wurde aber im Unterschied zu dem zuvor gezeigten Verfahren die Breite der Ladungspulse variiert.

Die so erhaltenen Spektren sind für Pulsbreiten zwischen  $100\text{ ps}$  und  $1000\text{ ps}$  als Konturabbildung in Abbildung 5.24(a) dargestellt. Die daraus ermittelten Intensitäten der beiden Emissionslinien zeigt Abbildung 5.24(b). Es ist zu erkennen, dass bereits Pulse mit einer Breite von ca.  $250\text{ ps}$  ausreichen, um den Quantenpunkt mit einem Elektron aus dem Reservoir zu laden. Bei Pulsbreiten  $> 500\text{ ps}$  tunneln bereits zwei Elektronen in den Quantenpunkt hinein. Auch bei diesen Messungen ist über den gesamten Bereich die Emission des neutralen Exzitons zu beobachten. Analog zu der im Kapitel 5.5.2 dargestellten Erklärung, liegt dies in der endlichen Anstiegszeit des Spannungspulses begründet. Ein einzelnes Elektron kann während der ansteigenden Flanke des Spannungspulses resonant in den Quantenpunkt tunneln und mit dem gespeicherten Loch rekombinieren, bevor die Spannung für die Beladung mit zwei Elektronen erreicht ist.

Beide Emissionslinien zeigen ein ansteigendes Verhalten. Dies ist zunächst unerwartet, wenn davon ausgegangen wird, dass jedes in den Quantenpunkt injizierte Elektron mit dem gespeicherten Loch rekombiniert. Dies ist allerdings nicht der Fall. Die strahlende



**Abbildung 5.24:** (a) Konturabbildung der Lumineszenzspektren in Abhängigkeit von der Breite des Ladungspulses. (b) Intensitäten der beiden Emissionslinien. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung. Zu erkennen ist eine Emission des neutralen Exzitons ab ca. 250 ps, das geladene Exziton wird bei Pulsbreiten oberhalb von 500 ps beobachtet.

Lebensdauer liegt weit über den hier verwendeten Pulsbreiten. Dies bedeutet, dass nur ein Teil der erzeugten Exzitonen tatsächlich rekombiniert. Bei dem verbleibenden Anteil tunnelt das Elektron während der fallenden Flanke des Spannungspulses wieder aus dem Quantenpunkt hinaus, bevor eine Rekombination stattfindet. Dies bedeutet, dass es also auch möglich ist, ein Elektron in den Quantenpunkt zu injizieren und vor der Rekombination mit dem gespeicherten Loch wieder elektrisch aus dem Quantenpunkt zu extrahieren. Es ist zu erwarten, dass die Gesamtintensität beider Linien sättigt, sobald die Pulsbreite lang genug ist, dass alle gebildeten Elektron-Loch-Paare rekombinieren.

Eine Kontrolle des Ladungszustandes eines einzelnen Quantenpunktes konnte somit also auch im sub-Nanosekundenbereich erfolgreich nachgewiesen werden. Die hier aufgezeigten Zeiten sind bisher durch die Probenstrukturierung und die damit verbundene Anpassung an die Wechsellspannungssignale vorgegeben. Eine weitere Anpassung der Probenstruktur kann dazu führen, dass die Ladungs- und auch Spinkontrolle sogar in höheren Frequenzbereichen möglich wird.



# Anhang

## A Strukturierung mittels fokussierten Ionenstrahlätzens

Die Strukturierung der zur Verkleinerung der Oberflächen in die Probe eingebrachten Gräben geschah mit Hilfe eines fokussierten Gallium Ionenstrahls unter zusätzlicher Verwendung von Iodgas zur Beschleunigung der Abtragung. Im Folgenden sollen einige grundlegende Anmerkungen zu diesem Verfahren aufgezeigt werden.

Genutzt wurde das System „Helios NanoLab“ der Firma FEI,<sup>1</sup> welches sowohl über ein Rasterelektronenmikroskop als auch über ein System zur Erzeugung eines fokussierten Ionenstrahls verfügt. Als Quelle der Galliumionen dient eine Flüssigmetallquelle, die über einen Wolframdraht geheizt wird. Die Ionen werden nach Verlassen der Quelle über ein System elektromagnetischer Linsen auf die Probe fokussiert und dienen hier dem Abtrag des betreffenden Materials. Über ein Deflektorsystem kann der Ionenstrahl auf der Probe verfahren werden. Auf diese Weise ist ein hoch orts aufgelöstes Ätzen der gewünschten Strukturen möglich.

In dem genutzten System besteht zusätzlich die Alternative, Iodgas ( $I_2$ ) auf die zu ätzende Struktur zu leiten. Durch den Ionenstrahl werden die Verbindungen der  $I_2$ -Moleküle aufgebrochen. Dies führt zum einen dazu, dass eine Reaktion der Oberflächenatome mit den Iodatomen stattfinden kann und so die Ätzrate deutlich erhöht wird. Zum anderen kommt es aber auch zu einer Reaktion mit den abgetragenen Materialien zu flüchtigen Produkten, so dass die Möglichkeit einer späteren Ablagerung des abgetragenen Materials an anderer Stelle (z. B. an den Ätzflanken oder auf der weiteren Probenoberfläche) vermindert wird.

An beiden in dieser Arbeit vorgestellten Heterostrukturen wurde das Prinzip des ätzgasunterstützten Ionenstrahlätzens genutzt. Es wurden auf diese Weise glatte Ätzflanken erreicht, die eine Isolation der untersuchten Strukturen von der übrigen Probenoberfläche ermöglichten.

---

<sup>1</sup>[www.fei.com](http://www.fei.com)

Trotz der Nutzung des Iodgases kann es dennoch dazu kommen, dass sich auf der Probenoberfläche abgetragenes Material ablagert. Dies führt unter Umständen dazu, dass die zur Lumineszenzmessung an Einzelquantenpunkten strukturierten Nanoaperturen bedeckt werden. Daher wurden die Proben im Anschluss an das fokussierte Ionenstrahlätzen einem zusätzlichen Reinigungsschritt unterzogen.

Obwohl auf diese Weise erfolgreich isolierende Gräben geschaffen werden konnten, sei an dieser Stelle ein entscheidender Nachteil dieses Prozesses erwähnt. Die frei gewordenen Iodatome können eine chemische Reaktion mit den Atomen der Goldoberfläche vollziehen, so dass Goldiodid entsteht. So war auf den geätzten Oberflächen eine großflächige Schädigung der Goldschicht zu beobachten. Dies hatte bei den hier genutzten Strukturen keine weiteren Auswirkungen auf die durchgeführten Messungen, da über die hoch  $n$ -dotierten Halbleiterschichten weiterhin ein elektrischer Kontakt gegeben war.

In dem Fall, dass das aufgebrauchte Gold zusätzlich die Funktion einer Schutzschicht beispielsweise gegen Korrosion erfüllt, ist allerdings zu beachten, dass eine Strukturierung in dieser Form nicht möglich ist. Werden schnell korrodierende Materialien wie z. B. Eisen oder eisenhaltige Legierungen genutzt, so kann eine Oxidation aufgrund der angegriffenen Schutzschicht nicht weiter verhindert werden. Im Rahmen verschiedener Versuchsreihen an Proben mit Eisen-Terbium-Legierungen als spinausrichtendes Material, die nicht in dieser Arbeit gezeigt werden, wurde eine eben solche Korrosion im Anschluss an das fokussierte Ionenstrahlätzen beobachtet, sofern dieses durch Iodgas unterstützt wurde [Eli11]. Da bei einem Verzicht auf das Ätzgas allerdings gehäuft Ablagerungen des abgetragenen Materials an den Seitenwänden der Gräben auftreten können, ist eine Isolation der abgetrennten Flächen vom übrigen Probenmaterial in diesem Fall nicht gewährleistet. Es stellte sich als vielversprechendes Konzept heraus, die Probenoberfläche vor der Prozessierung mit Hilfe des üblicherweise als Elektronenstrahlack verwendeten Polymethylmethacrylats (PMMA) abzudecken. Auf diese Weise werden sowohl eine chemische Reaktion der Goldoberfläche mit dem Iodgas als auch Verschmutzungen der eigentlichen Probenoberfläche verhindert. Wird die PMMA-Schicht nach erfolgtem Ätzen rückstandslos entfernt, können auf diese Weise Gräben mit den erforderlichen isolierenden Eigenschaften bei gleichzeitiger Erhaltung der Goldoberfläche geschaffen werden.

## B Berechnung des zeitabhängigen Polarisationsgrades der Leitungsbandelektronen im verdünnt-magnetischen Halbleiter

Für die Besetzung der beiden Zeeman-Niveaus im Leitungsband des verdünnt-magnetischen Halbleiters gelten unter Vernachlässigung von Rekombinationen von Elektron-Loch-Paaren die beiden Ratengleichungen:

$$\frac{d}{dt}n \uparrow = -n \uparrow \frac{1}{\tau_S} + n \downarrow \frac{\beta}{\tau_S} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{d}{dt}n \downarrow = n \uparrow \frac{1}{\tau_S} - n \downarrow \frac{\beta}{\tau_S} \quad (\text{B.2})$$

Dies lässt sich in die Gleichung

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n \uparrow \\ n \downarrow \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_S} & \frac{\beta}{\tau_S} \\ \frac{1}{\tau_S} & -\frac{\beta}{\tau_S} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n \uparrow \\ n \downarrow \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

überführen. Mit den Definitionen  $\vec{n} = \begin{pmatrix} n \uparrow \\ n \downarrow \end{pmatrix}$  und  $\underline{A} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_S} & \frac{\beta}{\tau_S} \\ \frac{1}{\tau_S} & -\frac{\beta}{\tau_S} \end{pmatrix}$  lässt sich diese vereinfachen zu:

$$\frac{d}{dt}\vec{n} = \underline{A} \cdot \vec{n}. \quad (\text{B.4})$$

Diese Gleichung kann mit dem Ansatz  $\vec{n} = \vec{c} \cdot \exp(\lambda t)$  gelöst werden, mit dem konstanten Vektor  $\vec{c}$  und der konstanten skalaren Größe  $\lambda$ . Einsetzen liefert die Eigenwertgleichung

$$\underline{A} \cdot \vec{c} = \lambda \cdot \vec{c}. \quad (\text{B.5})$$

Um die Eigenwerte  $\lambda$  zu finden, wird die Determinante

$$\det(\underline{A} - \lambda \underline{E}) = 0 \quad (\text{B.6})$$

mit der Einheitsmatrix  $\underline{E}$  gebildet. Es ergibt sich:

$$\begin{vmatrix} -\frac{1}{\tau_S} - \lambda & \frac{\beta}{\tau_S} \\ \frac{1}{\tau_S} & -\frac{\beta}{\tau_S} - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{B.7})$$

woraus durch kurze Rechnung für die Eigenwerte  $\lambda$  folgt:

$$\lambda^2 + \lambda \cdot \frac{1 + \beta}{\tau_S} = 0. \quad (\text{B.8})$$

Aus dieser Gleichung können die Eigenwerte  $\lambda_1 = 0$  und  $\lambda_2 = \frac{-1-\beta}{\tau_S}$  abgelesen werden. Der zu  $\lambda_1$  gehörende Eigenvektor  $\vec{c}_1 = (c_{11}, c_{12})$  lässt sich durch Einsetzen in Gleichung B.5 finden. Es ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_S} & \frac{\beta}{\tau_S} \\ \frac{1}{\tau_S} & -\frac{\beta}{\tau_S} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{11} \\ c_{12} \end{pmatrix} = 0. \quad (\text{B.9})$$

Da dies auf ein Gleichungssystem mit zwei nicht-unabhängigen Gleichungen führt, ergibt sich keine eindeutige Lösung. Vielmehr lösen alle Konstanten, für die gilt:  $c_{11} = \beta c_{12}$  die Gleichung. Der Eigenvektor kann daher in der Form

$$\vec{c}_1 = k_1 \cdot \begin{pmatrix} \beta \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

geschrieben werden. Für den zu  $\lambda_2$  gehörenden Eigenvektor  $\vec{c}_2 = (c_{21}, c_{22})$  ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_S} - \lambda_2 & \frac{\beta}{\tau_S} \\ \frac{1}{\tau_S} & -\frac{\beta}{\tau_S} - \lambda_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{21} \\ c_{22} \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{B.11})$$

woraus das Gleichungssystem

$$-\frac{1}{\tau_S} c_{21} - \lambda_2 c_{21} + \frac{\beta}{\tau_S} c_{22} = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{1}{\tau_S} c_{21} - \lambda_2 c_{22} - \frac{\beta}{\tau_S} c_{22} = 0 \quad (\text{B.13})$$

ergibt. Auch hier ergibt sich keine eindeutige Lösung. Addition der beiden Gleichungen führt zu  $c_{22} = -c_{21}$ , so dass sich der Eigenvektor

$$\vec{c}_2 = k_2 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

mit der Konstanten  $k_2$  ergibt. Als Lösung von Gleichung B.3 folgt letztendlich:

$$\vec{n} = \sum_i \vec{c}_i \cdot \exp(\lambda_i t) = k_1 \cdot \begin{pmatrix} \beta \\ 1 \end{pmatrix} + k_2 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot \exp\left(\frac{-1-\beta}{\tau_S} t\right). \quad (\text{B.15})$$

Die Konstanten  $k_1$  und  $k_2$  lassen sich mit der Anfangsbedingung  $n \uparrow (t = 0) = N_0/2$  und  $n \downarrow (t = 0) = N_0/2$  bestimmen.  $N_0$  ist die Gesamtzahl der zum Zeitpunkt  $t=0$  in den verdünnt-magnetischen Halbleiter injizierten Elektronen. Es ergibt sich:

$$n \uparrow (t = 0) = k_1\beta + k_2 = N_0/2 \quad (\text{B.16})$$

$$n \downarrow (t = 0) = k_1 - k_2 = N_0/2. \quad (\text{B.17})$$

Für die Konstanten folgt daraus:

$$k_1 = \frac{N_0}{1+\beta} \quad (\text{B.18})$$

$$k_2 = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1-\beta}{1+\beta}, \quad (\text{B.19})$$

so dass sich als Gesamtlösung für die Ratengleichungen folgendes ergibt:

$$n \uparrow (t) = \frac{\beta N_0}{1+\beta} + \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot \exp\left(\frac{-1-\beta}{\tau_S} t\right) \quad (\text{B.20})$$

$$n \downarrow (t) = \frac{N_0}{1+\beta} - \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot \exp\left(\frac{-1-\beta}{\tau_S} t\right) \quad (\text{B.21})$$

Aus diesen Gleichungen ist ersichtlich, dass sich für den Gleichgewichtszustand für  $t \rightarrow \infty$  der folgende Polarisationsgrad  $\rho_0$  ergibt:

$$\rho_0 = \frac{n \downarrow (t \rightarrow \infty) - n \uparrow (t \rightarrow \infty)}{n \downarrow (t \rightarrow \infty) + n \uparrow (t \rightarrow \infty)} = \frac{k_1 - k_1\beta}{k_1 + k_1\beta} = \frac{1 - \beta}{1 + \beta} = \tanh\left(\frac{\Delta E_Z}{2k_B T}\right) \quad (\text{B.22})$$

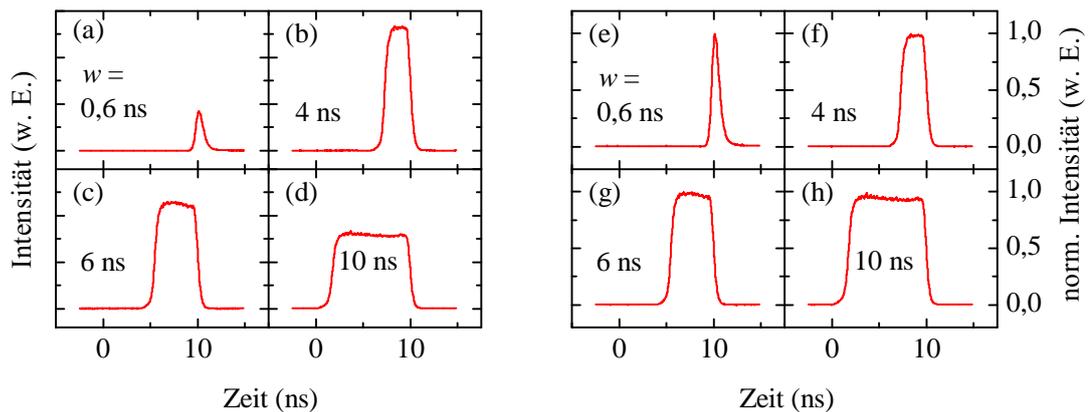
wie er auch in [Hal09] für den Polarisationsgrad von Exzitonen im verdünnt-magnetischen Halbleiter für den Fall einer im Vergleich zur exzitonenischen Rekombinationszeit unendlich schnelle Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  angegeben ist. Mit Hilfe der in Gleichung B.22 gegebenen Definition des Gleichgewichtspolarisationsgrades  $\rho_0$  ergibt sich für die Zeitabhängigkeit des Polarisationsgrades der Leitungsbandelektronen:

$$\rho(t) = \frac{n \downarrow (t) - n \uparrow (t)}{n \downarrow (t) + n \uparrow (t)} = \rho_0 \left[ 1 - \exp\left(- (1 + \beta) \frac{t}{\tau_S}\right) \right]. \quad (\text{B.23})$$

## C Eigenschaften der Spin-LED-Struktur bei Anliegen von Wechselspannungen

In diesem Abschnitt sollen die Eigenschaften der in Kapitel 4 vorgestellten Spin-LED-Struktur bei Anliegen von Wechselspannungen zusammengefasst werden. Zur Charakterisierung der Diode wurde zeitaufgelöst die Elektrolumineszenz des GaAs mit Hilfe eines Systems zur zeitkorrelierten Einzelphotonzählung in Verbindung mit einer Mikrokanalplatte aufgenommen.

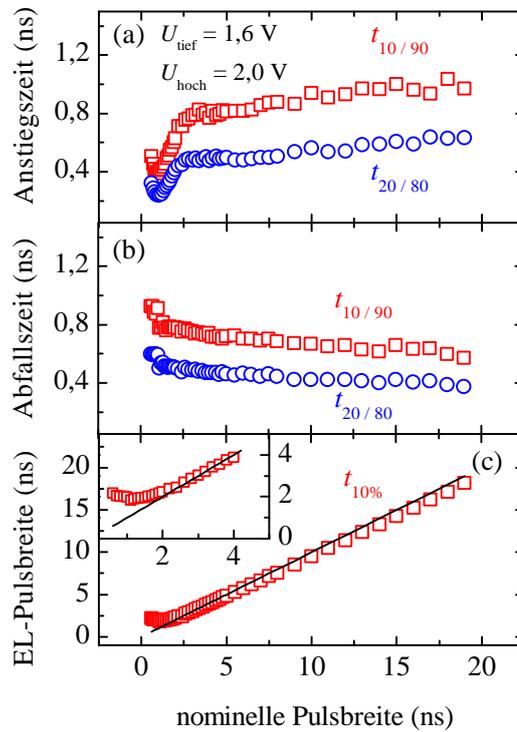
An die Diode wurden Spannungspulse mit einer Repetitionsfrequenz von 40 MHz und variierten Pulsbreiten  $w$  von 100 ps bis 20 ns angelegt. Die Spannungsniveaus wurden so eingestellt, dass von einer Spannung von 1,6 V, bei der keine Elektrolumineszenz detektiert wird, bis 2,0 V gepulst wurde. In Abbildung C.1 ist beispielhaft die Elektrolumineszenz bei vier verschiedenen Pulsbreiten dargestellt.



**Abbildung C.1:** (a) bis (d) Zeitaufgelöste Elektrolumineszenz des GaAs-Signals der Spin-LED für vier verschiedene Spannungspulsbreiten. Herauszustellen ist hier, dass kein Einschwingverhalten zu erkennen ist, was die erfolgreiche Anpassung an die Wechselspannungssignale verdeutlicht. (e) bis (h) Dieselben Daten auf ihr jeweiliges Maximum normiert.

Die Diode zeigt eine gepulste Emission ab nominellen Spannungspulsbreiten von 600 ps. In der Emission ist kein Einschwingverhalten der Elektrolumineszenzpulse zu erkennen, das auf ein Einschwingen der anliegenden Spannung hindeuten würde. Für die hier genutzten Spannungspulse ist also eine erfolgreiche Anpassung der Diodenstruktur gelungen und ein Betrieb der Diode im Nanosekundenbereich ermöglicht worden.

Es ist jedoch zu erkennen, dass bei der geringsten Pulsbreite keine Ausbildung eines konstanten Spannungsniveaus stattfindet. Das obere Spannungsniveau wird hier nicht



**Abbildung C.2:** Zeitkonstanten der Elektrolumineszenzpulse: (a) Anstiegszeiten, (b) Abfallzeiten und (c) Pulsbreiten in Abhängigkeit von der nominellen Pulsbreite der Spannungspulse.

vollständig erreicht. Zusätzlich ist zu erkennen, dass bei Pulsbreiten oberhalb von 4 ns die Maximalintensität der Lumineszenz absinkt. Im Vergleich der Flanken insbesondere zwischen den Pulsen in Abbildung C.1(c) und (g) wird deutlich, dass auch die Anstiegs- und Abfallzeiten der Spannungspulse eine Abhängigkeit von der Pulsbreite aufweisen. Der leichte Versatz auf der Zeitachse zwischen den verschiedenen aufgenommenen Pulsen ist auf experimentelle Artefakte zurückzuführen.

Die ermittelten Zeitkonstanten der Elektrolumineszenzpulse sind in Abbildung C.2 zusammengestellt. Die gezeigten Zeiten geben dabei jeweils die 10%-90% (rote Quadrate) bzw. die 20%-80% (blaue Kreise) Anstiegs- und Abfallszeiten an. Die 20%-80%-Anstiegszeiten liegen bei langen Pulsbreiten in einem Bereich von 500 bis 600 ps. Bei kurzen Pulsbreiten sind dagegen zunächst geringere Anstiegszeiten bis hinab zu ca. 200 ps zu beobachten. Dies ist in der Tatsache begründet, dass bei geringen Pulsbreiten die an der Probe anliegende Spannung nicht das obere Spannungsniveau erreicht, sondern der Spannungspuls zuvor bereits wieder abfällt. Das Intensitätsmaximum der aufgenommenen Elektrolumineszenzpulse

spiegelt daher in diesem Fall nicht die Intensität während des oberen Spannungsniveaus wider, sondern es wird zu früh durchlaufen. Da für die Bestimmung der Anstiegszeit eben dieses Maximum genutzt wurde, ist durch diesen Umstand die beobachtete Anstiegszeit gegenüber der tatsächlichen Anstiegszeit deutlich verkürzt. Ab Pulsbreiten von ca. 2,4 ns zeigt sich die Ausbildung eines Plateaus. Es stellt sich oberhalb dieser Pulsbreiten das konstante obere Spannungsniveau ein, so dass hier der Einfluss der zu kurzen Pulsbreiten nicht weiter zu erkennen ist.

Die Pulsbreiten der EL-Pulse bei einer Höhe von 10% der Maximalintensität sind in Abbildung C.2(c) dargestellt. Die schwarzen Linien in den Abbildungen zeigen den theoretischen Fall, dass die EL-Pulsbreite gleich der nominellen Spannungspulsbreite ist. Für die ermittelten Pulsbreiten ergibt sich ein linearer Anstieg mit der Spannungspulsbreite. Bei niedrigen Pulsbreiten unterhalb von ca. 2 ns kommt es zu einer Verbreiterung der EL-Pulse.

Es zeigt sich also, dass die hier verwendete Diodenstruktur in Kombination mit der angewendeten Anpassung für den gepulsten Betrieb im Nanosekundenbereich geeignet ist. Erst bei Pulsbreiten unterhalb von ca. 2 bis 3 ns zeigen sich erste Abweichungen vom gewünschten Verhalten. Dennoch ist zu beobachten, dass bereits Spannungspulsbreiten von nur 0,6 ns ausreichen, um zuverlässig einen Elektrolumineszenzimpuls auszulösen, und somit Ladungsträger gezielt durch die Struktur transportieren zu können. Dies stellt die Grundlage dar, um eine Spininjektion in einen einzelnen Quantenpunkt in eben diesen Zeitbereichen zu verwirklichen.

## **D Verminderung von Schädigungen der Proben durch elektrostatische Entladung**

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben handelt es sich um Strukturen mit sehr hohen Widerständen im Bereich mehrerer  $k\Omega$ . Dadurch besteht für diese Proben ein hohes Gefährdungspotential aufgrund von Schädigungen durch elektrostatische Entladungen (ESD<sup>1</sup>). Solche Entladungen können durch den Menschen aufgebracht werden, sofern keine ausreichenden Maßnahmen zum Schutz getroffen werden. Durch Reibung beispielsweise der Bekleidung an Stuhllehnen oder durch das Laufen auf Teppichböden kann sich die Potentialdifferenz eines Menschen gegenüber der Erde auf mehrere 1000 V erhöhen. Kommt es zu einem Kontakt mit der Probe, so kann diese Spannung aufgrund der geringen Leitfähigkeit nicht in Form eines gleichmäßigen Stroms durch die Probe abgebaut werden, sondern es kommt vielmehr zu vereinzelt Durchschlägen, die zu einer permanenten Schädigung des Bauelementes führen.

So wurde bei den durchgeführten Messungen an Proben ohne Absicherung gegen ESD-Schädigungen beobachtet, dass die Stromstärke bei Anliegen einer konstanten Spannung sprunghaft und irreversibel anstieg. So reichte beispielsweise eine Berührung des Kryostaten aus, um einen Kurzschluss durch die Diodenstruktur zu schaffen. Der Diodencharakter der Strom-Spannungs-Kennlinie wurde dadurch vollkommen zerstört und es war anschließend ein ohmsches Verhalten mit Widerständen im Bereich  $<10\ \Omega$  zu beobachten.

Um solche Schädigungen zu verhindern wurden verschiedene Maßnahmen zum Schutz der untersuchten Bauelemente getroffen. Zunächst wurde der optische Tisch, auf dem sich der gesamte optische Aufbau befindet, geerdet. Eine elektrische Verbindung des Kryostatengehäuses zum Tisch gewährleistete ebenso eine Erdung des Kryostaten bis hin zum Kühlfinger, auf dem sich die untersuchte Probe befindet. Eine zusätzliche Absicherung bestand in dem kontrollierten Abbau der elektrischen Ladung auf dem menschlichen Körper durch die Verwendung spezieller ESD-Armbänder, die einen elektrischen Kontakt zur Erde herstellen. Dieser Kontakt geschieht dabei aus Sicherheitsgründen über einen Widerstand in der Größenordnung von  $1\ M\Omega$ , damit auftretende Ladungen nicht über einen zu kurzen Zeitraum abfließen.

Elektrische Ladungen können sich auch auf den elektrischen Anschlüssen, also an den offenen Enden der verwendeten SMA-Kabel ansammeln. Bevor diese an das Bauelement angeschlossen werden, sollte daher darauf geachtet werden, dass diese Ladungen über

---

<sup>1</sup>ESD: electrostatic discharge

einen Kurzschluss ausgeglichen werden können. Der SMA-Anschluss am Kryostaten wurde bis zum Anschluss an die Spannungsquelle über einen  $50\ \Omega$  Widerstand kurzgeschlossen. Ebenso wurden nach dem Einschaltvorgang der jeweiligen Spannungsquellen zunächst die Kontakte kurzgeschlossen und erst anschließend an die Probe angeschlossen.

Trotz dieser Maßnahmen besteht die effektivste Absicherung der Bauelemente durch einen permanenten Kurzschluss. Hier erwies sich die durchgeführte Anpassung der Proben an Wechselspannungen als vorteilhaft. Diese wurde über einen parallel angeschlossenen  $50\ \Omega$  Widerstand vorgenommen. Über diesen waren die Proben zusätzlich vor ESD-Schädigungen geschützt.

# Literaturverzeichnis

- [Ash93] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, J. S. Weiner, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin und K. W. West, *N-electron ground state energies of a quantum dot in magnetic field*, Phys. Rev. Lett. **71**, 613 (1993).
- [Ash96] R. C. Ashoori, *Electrons in artificial atoms*, Nature **379**, 413 (1996).
- [Ash07] N. W. Ashcroft und D. M. Mermin, *Festkörperphysik*, Oldenbourg, 2007.
- [Ass09] P. Asshoff, W. Löffler, J. Zimmer, H. Füser, H. Flügge, H. Kalt und M. Hetterich, *Spin-polarization dynamics in InGaAs quantum dots during pulsed electrical spin-injection*, Appl. Phys. Lett. **95**, 202105 (2009).
- [Ass11] P. Asshoff, A. Merz, H. Kalt und M. Hetterich, *A spintronic source of circularly polarized single photons*, Appl. Phys. Lett. **98**, 112106 (2011).
- [Bai01] M. Baier, F. Findeis, A. Zrenner, M. Bichler und G. Abstreiter, *Optical spectroscopy of charged excitons in single quantum dot photodiodes*, Phys. Rev. B **64**, 195326 (2001).
- [Bal04] C. Balocco, A. M. Song und M. Missous, *Room-temperature operations of memory devices based on self-assembled InAs quantum dot structures*, Appl. Phys. Lett. **85**, 5911 (2004).
- [Bay99] M. Bayer, A. Kuther, A. Forchel, A. Gorbunov, V. B. Timofeev, F. Schäfer, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke und S. N. Walck, *Electron and Hole  $g$  Factors and Exchange Interaction from Studies of the Exciton Fine Structure in  $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$  Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1748 (1999).
- [Bay00] M. Bayer, O. Stern, P. Hawrylak, S. Fafard und A. Forchel, *Hidden symmetries in the energy levels of excitonic 'artificial atoms'*, Nature **405**, 923 (2000).

- [Bay02a] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff, und F. Schäfer, *Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **65**, 195315 (2002).
- [Bay02b] M. Bayer und A. Forchel, *Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in In<sub>0.60</sub>Ga<sub>0.40</sub>As/GaAs self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **65**, 041308 (2002).
- [Ben87] H. S. Bennett und J. R. Lowney, *Models for heavy doping effects in gallium arsenide*, J. Appl. Phys. **62**, 521 (1987).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman und B. Coqblin, *Virtual bound state model for the exchange interaction in semimagnetic semiconductors such as Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te*, Physica B+C **117-118**, 449 (1983).
- [Blo09] J. H. Blokland, M. Bozkurt, J. M. Ulloa, D. Reuter, A. D. Wieck, P. M. Koenraad, P. C. M. Christianen und J. C. Maan, *Ellipsoidal InAs quantum dots observed by cross-sectional scanning tunneling microscopy*, Appl. Phys. Lett. **94**, 023107 (2009).
- [Bor89] G. Borghs, K. Bhattacharyya, K. Deneffe, P. Van Mieghem und R. Mertens, *Band-gap narrowing in highly doped n- and p-type GaAs studied by photoluminescence spectroscopy*, J. Appl. Phys. **66**, 4381 (1989).
- [Bor99] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao und D. Bimberg, *Dephasing in InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **60**, 7784 (1999).
- [Bor01] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang und D. Bimberg, *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 157401 (2001).
- [Bra08] T. Brandner, A. Gerfer, B. Rall und H. Zenkner, *Trilogie der induktiven Bauelemente: Applikationshandbuch für EMV Filter, Schaltregler und HF-Schaltungen*, Swiridoff, 2008.

- [Bri26] L. Brillouin, *La mécanique ondulatoire de Schrödinger: une méthode générale de resolution par approximations successives*, Comptes Rendus de l'Academie des Sciences **183**, 24 (1926).
- [Bro01] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, Harri Deutsch Verlag, 2001.
- [Bur54] E. Burstein, *Anomalous Optical Absorption Limit in InSb*, Phys. Rev. **93**, 632 (1954).
- [Che12] Y. Chen, *On-Chip spin control in semiconductor micro/nanostructures*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2012.
- [Cro97] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack und N. Samarth, *Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells*, Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [Dal06] P. A. Dalgarno, J. McFarlane, B. D. Gerardot, R. J. Warburton, K. Karrai, A. Badolato und P. M. Petroff, *Decay dynamics of the positively charged exciton in a single charge tunable self-assembled quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **89**, 043107 (2006).
- [Dal08] P. A. Dalgarno, J. M. Smith, J. McFarlane, B. D. Gerardot, K. Karrai, A. Badolato, P. M. Petroff und R. J. Warburton, *Coulomb interactions in single charged self-assembled quantum dots: Radiative lifetime and recombination energy*, Phys. Rev. B **77**, 245311 (2008).
- [Dar31] C. G. Darwin, *The Diamagnetism of the Free Electron*, Camb. Phil. Soc. **27**, 86 (1931).
- [Dre94] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus und P. M. Petroff, *Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2252 (1994).
- [Dre08] J. Dreiser, M. Atatüre, C. Galland, T. Müller, A. Badolato und A. Imamoglu, *Optical investigations of quantum dot spin dynamics as a function of external electric and magnetic fields*, Phys. Rev. B **77**, 075317 (2008).

- [Dzh02] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon und D. S. Katzer, *Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs*, Phys. Rev. B **66**, 245204 (2002).
- [Edi05] M. Ediger, P. A. Dalgarno, J. M. Smith, B. D. Gerardot, R. J. Warburton, K. Karrai und P. M. Petroff, *Controlled generation of neutral, negatively-charged and positively-charged excitons in the same single quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **86**, 211909 (2005).
- [Eli11] S. Eliasson, *Hochfrequente elektrische Spin-Injektion in einzelne Halbleiter-Quantenpunkte*, Bachelor-Arbeit, Universität Duisburg-Essen, September 2011.
- [Elz04] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen und L. P. Kouwenhoven, *Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot*, Nature **430**, 431 (2004).
- [Erv04] O. M. J. van 't Erve, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, B. T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar und A. Petrou, *Comparison of Fe/Schottky and Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> tunnel barrier contacts for electrical spin injection into GaAs*, Appl. Phys. Lett. **84**, 4334 (2004).
- [Fed12] O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban, D. Hommel, G. Bacher und T. KÜmmell, *Room temperature single photon emission from an epitaxially grown quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **100**, 061114 (2012).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp, *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode*, Nature **402**, 787 (1999).
- [Fie04] R. Fiederling, *Elektrische Spininjektion in GaAs LEDs*, Dissertation, Universität Würzburg, 2004.
- [Fin01a] F. Findeis, M. Baier, A. Zrenner, M. Bichler, G. Abstreiter, U. Hohenester und E. Molinari, *Optical excitations of a self-assembled artificial ion*, Phys. Rev. B **63**, 121309 (2001).
- [Fin01b] J. J. Finley, P. W. Fry, A. D. Ashmore, A. Lemaître, A. I. Tartakovskii, R. Oulton, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, P. D. Buckle und P. A. Maksym, *Observation of multicharged excitons and biexcitons in a single InGaAs quantum dot*, Phys. Rev. B **63**, 161305 (2001).

- [Foc28] V. Fock, *Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld*, Z. Phys. A **47**, 446 (1928).
- [Fra97] A. Franceschetti und A. Zunger, *Direct Pseudopotential Calculation of Exciton Coulomb and Exchange Energies in Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **78**, 915 (1997).
- [Fri96] M. Fricke, A. Lorke, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff, *Shell structure and electron-electron interaction in self-assembled InAs quantum dots*, Europhys. Lett. **36**, 197 (1996).
- [Fur88] J. K. Furdyna, *Diluted magnetic semiconductors*, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [Gaj78] J. A. Gaj, J. Ginter und R. R. Gałazka, *Exchange Interaction of Manganese  $3d^5$  States with Band Electrons in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$* , Phys. Stat. Sol. B **89**, 665 (1978).
- [Gaj79] J. A. Gaj, R. Planel und G. Fishman, *Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of  $Mn^{2+}$  ions in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$* , Sol. Stat. Comm. **29**, 435 (1979).
- [Gam96] D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer und D. Park, *Homogeneous Linewidths in the Optical Spectrum of a Single Gallium Arsenide Quantum Dot*, Science **273**, 87 (1996).
- [Gam00] D. Gammon, *Semiconductor physics: Electrons in artificial atoms*, Nature **405**, 899 (2000).
- [Gel08] M. Geller, A. Marent, T. Nowozin, D. Bimberg, N. Akçay und N. Öncan, *A write time of 6 ns for quantum dot-based memory structures*, Appl. Phys. Lett. **92**, 092108 (2008).
- [Gha07] M. Ghali, R. Arians, T. Kümmell, G. Bacher, J. Wenisch, S. Mahapatra und K. Brunner, *Spin injection into a single self-assembled quantum dot in a p-i-n II-VI/III-V structure*, Appl. Phys. Lett. **90**, 093110 (2007).
- [Gha08] M. Ghali, T. Kümmell, J. Wenisch, K. Brunner und G. Bacher, *Electrical charging of a single quantum dot by a spin polarized electron*, Appl. Phys. Lett. **93**, 073107 (2008).

- [Gho01] S. Ghosh und P. Bhattacharya, *Surface-emitting spin-polarized  $In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$  quantum-dot light-emitting diode*, Appl. Phys. Lett. **80**, 653 (2001).
- [Gru95] M. Grundmann, O. Stier und D. Bimberg, *InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure*, Phys. Rev. B **52**, 11969 (1995).
- [Hal09] S. Halm, *Manipulation inkohärenter und kohärenter Spinensembles in verdünnt-magnetischen Halbleitern mittels ferromagnetischer Streufelder*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2009.
- [Han02] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou und A. Petrou, *Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor*, Appl. Phys. Lett. **80**, 1240 (2002).
- [Han03] A. T. Hanbicki, O. M. J. van 't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar und A. Petrou, *Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier*, Appl. Phys. Lett. **82**, 4092 (2003).
- [Hei93] D. Heitmann und Jörg P. Kotthaus, *The Spectroscopy of Quantum Dot Arrays*, Phys. Tod. **46**(6), 53 (1993).
- [Hei07] D. Heiss, S. Schaeck, H. Huebl, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, D. V. Bulaev und D. Loss, *Observation of extremely slow hole spin relaxation in self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **76**, 241306 (2007).
- [Hei08] D. Heiss, V. Jovanov, M. Bichler, G. Abstreiter und J. J. Finley, *Charge and spin readout scheme for single self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **77**, 235442 (2008).
- [Hoh06] P. E. Hohage, G. Bacher, D. Reuter und A. D. Wieck, *Coherent spin oscillations in bulk GaAs at room temperature*, Appl. Phys. Lett. **89**, 231101 (2006).
- [Hua08] J. Huang, *Herstellung einer Einzel-Quantenpunkt-Leuchtdiode für polarisierte Elektrolumineszenz*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, November 2008.

- [Höv08a] S. Hövel, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, A. Ludwig, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, H. Wende, W. Keune, O. Petravic und K. Westerholt, *Room temperature electrical spin injection in remanence*, Appl. Phys. Lett. **93**, 021117 (2008).
- [Höv08b] S. Hövel, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, F.-Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, H. Wende, O. Petravic und K. Westerholt, *Electrical detection of photoinduced spins both at room temperature and in remanence*, Appl. Phys. Lett. **92**, 242102 (2008).
- [Iba09] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer, 2009.
- [itr11] *International Technology Roadmap for Semiconductors*, Edition 2005, Edition 2007, Edition 2009 und Edition 2011.
- [Its06] G. Itskos, E. Harbord, S. K. Clowes, E. Clarke, L. F. Cohen, R. Murray, P. Van Dorpe und W. Van Roy, *Oblique Hanle measurements of InAs/GaAs quantum dot spin-light emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **88**, 022113 (2006).
- [Jia05] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris und S. S. P. Parkin, *Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100)*, Phys. Rev. Lett. **94**, 056601 (2005).
- [Jon00] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou und A. Petrou, *Robust electrical spin injection into a semiconductor heterostructure*, Phys. Rev. B **62**, 8180 (2000).
- [Kas93] M. A. Kastner, *Artificial Atoms*, Phys. Tod. **46**(1), 24 (1993).
- [Kes90] H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. A. J. A. van der Poel und C. T. Foxon, *Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells*, Phys. Rev. B **41**, 5283 (1990).
- [Kle10] N. A. J. M. Kleemans, J. van Bree, A. O. Govorov, J. G. Keizer, G. J. Hamhuis, R. Nötzel, A. Yu. Silov und P. M. Koenraad, *Many-body exciton states in self-assembled quantum dots coupled to a Fermi sea*, Nat. Phys. **6**, 534 (2010).

- [Küm09] T. Kümmell, R. Arians, J. Huang, J. Wenisch, K. Brunner und G. Bacher, *Electrical injection of spin-polarized electrons into single quantum dots*, Phys. Stat. Sol. B **246**, 788 (2009).
- [Koi00] K. Koike, K. Saitoh, S. Li, S. Sasa, M. Inoue und M. Yano, *Room-temperature operation of a memory-effect AlGaAs/GaAs heterojunction field-effect transistor with self-assembled InAs nanodots*, Appl. Phys. Lett. **76**, 1464 (2000).
- [Kop06] F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven und L. M. K. Vandersypen, *Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot*, Nature **442**, 766 (2006).
- [Kra26] H. A. Kramers, *Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung*, Z. Phys. A **39**, 828 (1926).
- [Kro04] M. Kroutvar, Y. Ducommun, D. Heiss, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter und J. J. Finley, *Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots*, Nature **432**, 81 (2004).
- [Kut98] A. Kuther, M. Bayer, A. Forchel, A. Gorbunov, V. B. Timofeev, F. Schäfer und J. P. Reithmaier, *Zeeman splitting of excitons and biexcitons in single In<sub>0.60</sub>Ga<sub>0.40</sub>As/GaAs self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **58**, R7508 (1998).
- [Lar85] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlsson, *Exchange mechanisms in diluted magnetic semiconductors*, Sol. Stat. Comm. **56**, 347 (1985).
- [Lar88] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlsson, *Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors*, Phys. Rev. B **37**, 4137 (1988).
- [Leg06] Y. Leger, L. Besombes, J. Fernández-Rossier, L. Maingault und H. Mariette, *Electrical Control of a Single Mn Atom in a Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **97**, 107401 (2006).
- [Len06] M. Lentze, L. Smith, D. Wolverson, P. Grabs, J. Geurts und L. Molenkamp, *Spin flip Raman spectroscopy on heavily doped ZnMnSe layers*, Phys. Stat. Sol. C **3**, 1118 (2006).

- [Len09] M. Lentze, *Spin-flip Raman Untersuchungen an semimagnetischen II-VI Halbleiter-Quantentrögen und Volumenproben*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2009.
- [Löf06] W. Löffler, D. Tröndle, J. Fallert, H. Kalt, D. Litvinov, D. Gerthsen, J. Lupaca-Schomber, T. Passow, B. Daniel, J. Kviatkova, M. Grün, C. Klingshirn und M. Hetterich, *Electrical spin injection from ZnMnSe into InGaAs quantum wells and quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **88**, 062105 (2006).
- [Löf07] W. Löffler, M. Hetterich, C. Mauser, S. Li, T. Passow und H. Kalt, *Parallel preparation of highly spin-polarized electrons in single InAs/GaAs quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **90**, 232105 (2007).
- [Löf10] W. Löffler, N. Höpcke, H. Kalt, S. F. Li, M. Grün und M. Hetterich, *Doping and optimal electron spin polarization in n-ZnMnSe for quantum-dot spin-injection light-emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **96**, 052113 (2010).
- [Li,04] C. H. Li, G. Kioseoglou, O. M. J. van 't Erve, A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar und A. Petrou, *Spin injection across (110) interfaces: Fe/GaAs(110) spin-light-emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1544 (2004).
- [Li,05] C. H. Li, G. Kioseoglou, O. M. J. van 't Erve, M. E. Ware, D. Gammon, R. M. Stroud, B. T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar und A. Petrou, *Electrical spin pumping of quantum dots at room temperature*, Appl. Phys. Lett. **86**, 132503 (2005).
- [Lom07] L. Lombez, P. Renucci, P. F. Braun, H. Carrère, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek, J. L. Gauffier, P. Gallo, T. Camps, A. Arnoult, C. Fontaine, C. Deranlot, R. Mattana, H. Jaffrès, J.-M. George und P. H. Binh, *Electrical spin injection into p-doped quantum dots through a tunnel barrier*, Appl. Phys. Lett. **90**, 081111 (2007).
- [Lud11] A. Ludwig, R. Roescu, A. K. Rai, K. Trunov, F. Stromberg, M. Li, H. Soldat, A. Ebbing, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, H. Wende, W. Keune, D. Reuter und A. D. Wieck, *Electrical spin injection in InAs quantum dots at room temperature and adjustment of the emission wavelength for spintronic applications*, J. Cryst. Growth **323**, 376 (2011).

- [Luy99] R. J. Luyken, A. Lorke, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff, *The dynamics of tunneling into self-assembled InAs dots*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2486 (1999).
- [Mad04] O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, Springer, 2004.
- [Mar07] A. Marent, M. Geller, A. Schliwa, D. Feise, K. Pötschke, D. Bimberg, N. Akçay und N. Öncan,  *$10^6$  years extrapolated hole storage time in GaSb/AlAs quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **91**, 242109 (2007).
- [Mar09a] A. Marent, T. Nowozin, J. Gelze, F. Luckert und D. Bimberg, *Hole-based memory operation in an InAs/GaAs quantum dot heterostructure*, Appl. Phys. Lett. **95**, 242114 (2009).
- [Mar09b] B. Marquardt, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter und A. D. Wieck, *Using a two-dimensional electron gas to study nonequilibrium tunneling dynamics and charge storage in self-assembled quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **95**, 022113 (2009).
- [Mar11] B. Marquardt, *Elektrische Präparation und Detektion von Vielteilchen-Zuständen in selbstorganisierten Quantenpunkten*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2011.
- [McF09] J. McFarlane, P. A. Dalgarno, B. D. Gerardot, R. H. Hadfield, R. J. Warburton, K. Karrai, A. Badolato und P. M. Petroff, *Gigahertz bandwidth electrical control over a dark exciton-based memory bit in a single quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **94**, 093113 (2009).
- [Mic00] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu und A. Imamoglu, *A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device*, Science **290**, 2282 (2000).
- [Mic09] P. Michler, *Single Semiconductor Quantum Dots*, Springer, 2009.
- [Mil97] B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus, R. J. Luyken, A. Lorke, J. P. Kotthaus, S. Huant, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff, *Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **56**, 6764 (1997).
- [Mül08] C. R. Müller, L. Worschech, J. Heinrich, S. Höfling und A. Forchel, *Room temperature memory operation of a single InAs quantum dot layer in a GaAs/AlGaAs heterostructure*, Appl. Phys. Lett. **93**, 063502 (2008).

- 
- [Mos54] T. S. Moss, *The Interpretation of the Properties of Indium Antimonide*, Proc. Phys. Soc. **B76**, 775 (1954).
- [Mot02] V. F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts und V. I. Safarov, *Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure*, Appl. Phys. Lett. **81**, 265 (2002).
- [Nak04] T. Nakaoka, T. Saito, J. Tatebayashi und Y. Arakawa, *Size, shape, and strain dependence of the  $g$  factor in self-assembled  $In(Ga)As$  quantum dots*, Phys. Rev. B **70**, 235337 (2004).
- [Nol09] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 5/1*, Springer, 2009.
- [Now09] T. Nowozin, A. Marent, M. Geller, D. Bimberg, N. Akçay und N. Öncan, *Temperature and electric field dependence of the carrier emission processes in a quantum dot-based memory structure*, Appl. Phys. Lett. **94**, 042108 (2009).
- [Off05] P. Offermans, P. M. Koenraad, J. H. Wolter, K. Pierz, M. Roy und P. A. Maksym, *Atomic-scale structure and photoluminescence of  $InAs$  quantum dots in  $GaAs$  and  $AlAs$* , Phys. Rev. B **72**, 165332 (2005).
- [Ohn99] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno und D. D. Awschalom, *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*, Nature **402**, 790 (1999).
- [Ole80] D. Olego und M. Cardona, *Photoluminescence in heavily doped  $GaAs$ . I. Temperature and hole-concentration dependence*, Phys. Rev. B **22**, 886 (1980).
- [Oul02] R. Oulton, J. J. Finley, A. D. Ashmore, I. S. Gregory, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. J. Steer, S.-L. Liew, M. A. Migliorato und A. J. Cullis, *Manipulation of the homogeneous linewidth of an individual  $In(Ga)As$  quantum dot*, Phys. Rev. B **66**, 045313 (2002).
- [Pet01] H. Pettersson, L. Baath, N. Carlsson, W. Seifert und L. Samuelson, *Case study of an  $InAs$  quantum dot memory: Optical storing and deletion of charge*, Appl. Phys. Lett. **79**, 78 (2001).
- [Pfa93] D. Pfannkuche, R. R. Gerhardts, P. A. Maksym und V. Gudmundsson, *Theory of quantum dot helium*, Physica B **189**, 6 (1993).

- [Rod03] S. Rodt, R. Heitz, A. Schliwa, R. L. Sellin, F. Guffarth und D. Bimberg, *Repulsive exciton-exciton interaction in quantum dots*, Phys. Rev. B **68**, 035331 (2003).
- [Rud06] S. Rudin, T. L. Reinecke und M. Bayer, *Temperature dependence of optical linewidth in single InAs quantum dots*, Phys. Rev. B **74**, 161305 (2006).
- [Rus06] M. Russ, *Wechselwirkung von selbstorganisierten Quantenpunkten mit zweidimensionalen Elektronengasen*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2006.
- [Sch96] K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich, P. M. Petroff und G. H. Döhler, *Carrier relaxation and electronic structure in InAs self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **54**, 11346 (1996).
- [Sch98] K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff, *Photoluminescence of charged InAs self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **58**, 3597 (1998).
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip und B. J. van Wees, *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*, Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).
- [Sch02] P. Schafmeister, *Herstellung und Charakterisierung von InAs-Quantenpunkten auf implantationsdotiertem GaAs (001)*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2002.
- [Sch04] R. Schleser, E. Ruh, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll und A. C. Gossard, *Time-resolved detection of individual electrons in a quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **85**, 2005 (2004).
- [Sch07] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer, 2007.
- [Sch11] L. Schneider, *Optische Kurzzeitspektroskopie an magnetisch dotierten Halbleiter-Nanopartikeln*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2011.
- [Sei05] S. Seidl, M. Kroner, P. A. Dalgarno, A. Högele, J. M. Smith, M. Ediger, B. D. Gerardot, J. M. Garcia, P. M. Petroff, K. Karrai und R. J. Warburton, *Absorption and photoluminescence spectroscopy on a single self-assembled charge-tunable quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 195339 (2005).
- [Seu03] J. Seufert, M. Rambach, G. Bacher, A. Forchel, T. Passow und D. Hommel, *Single-electron charging of a self-assembled II-VI quantum dot*, Appl. Phys. Lett. **82**, 3946 (2003).

- [Smi05] J. M. Smith, P. A. Dalgarno, R. J. Warburton, A. O. Govorov, K. Karrai, B. D. Gerardot und P. M. Petroff, *Voltage Control of the Spin Dynamics of an Exciton in a Semiconductor Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **94**, 197402 (2005).
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley und C. T. B. Foxon, *Exciton, heavy-hole, and electron  $g$  factors in type-I GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells*, Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
- [Sol11] H. Soldat, M. Li, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, A. Ludwig, A. Ebbing, D. Reuter, A. D. Wieck, F. Stromberg, W. Keune und H. Wende, *Room temperature spin relaxation length in spin light-emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **99**, 051102 (2011).
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann und D. Bimberg, *Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k\cdot p$  theory*, Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999).
- [Str39] I. N. Stranski und L. Krastanow, *Theory of orientation separation of ionic crystals*, Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien, Math.-Naturwiss. Kl., Abt. 2B **146**, 797 (1939).
- [Str02] R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kioseoglou, A. G. Petukhov, B. T. Jonker, G. Itskos und A. Petrou, *Reduction of Spin Injection Efficiency by Interface Defect Spin Scattering in ZnMnSe/AlGaAs-GaAs Spin-Polarized Light-Emitting Diodes*, Phys. Rev. B **89**, 166602 (2002).
- [Sze68] S.M. Sze und J. C. Irvin, *Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge, and Si at 300° K*, Solid-State Electron. **11**, 599 (1968).
- [Tar96] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage und L. P. Kouwenhoven, *Shell Filling and Spin Effects in a Few Electron Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3613 (1996).
- [Tru09] V. G. Truong, P.-H. Binh, P. Renucci, M. Tran, Y. Lu, H. Jaffrès, J.-M. George, C. Deranlot, A. Lemaître, T. Amand und X. Marie, *High speed pulsed electrical spin injection in spin-light emitting diode*, Appl. Phys. Lett. **94**, 141109 (2009).
- [Twa84] A. Twardowski, P. Swiderski, M. von Ortenberg und R. Pauthenet, *Magnetization and exchange constants in Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Se*, Sol. Stat. Comm. **51**, 849 (1984).

- [Var67] Y. P. Varshni, *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*, Physica **34**, 149 (1967).
- [Veg21] L. Vegard, *Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome*, Z. Phys. A **5**, 17 (1921).
- [Vil05] J. M. Villas-Bôas, S. E. Ulloa und A. O. Govorov, *Decoherence of Rabi Oscillations in a Single Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **94**, 057404 (2005).
- [Wan99] L.-W. Wang, J. Kim und A. Zunger, *Electronic structures of [110]-faceted self-assembled pyramidal InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **59**, 5678 (1999).
- [War98] R. J. Warburton, B. T. Miller, C. S. Dürr, C. Bödefeld, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff und S. Huant, *Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple model*, Phys. Rev. B **58**, 16221 (1998).
- [War00] R. J. Warburton, C. Schäfflein, D. Haft, F. Bickel, A. Lorke, K. Karrai, J. M. Garcia, W. Schoenfeld und P. M. Petroff, *Optical emission from a charge-tunable quantum ring*, Nature **405**, 926 (2000).
- [Wen26] G. Wentzel, *Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik*, Z. Phys. A **38**, 518 (1926).
- [Wil00] A. J. Williamson, L.-W. Wang und A. Zunger, *Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **62**, 12963 (2000).
- [Win96] D. W. Winston, *Physical simulation of optoelectronic semiconductor devices*, Ph.D. Thesis, University of Colorado at Boulder, Juni 1996.
- [Woj96] A. Wojs, P. Hawrylak, S. Fafard und L. Jacak, *Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **54**, 5604 (1996).
- [Woj97] A. Wojs und P. Hawrylak, *Theory of photoluminescence from modulation-doped self-assembled quantum dots in a magnetic field*, Phys. Rev. B **55**, 13066 (1997).
- [Yao90] H. Yao und A. Compaan, *Plasmons, photoluminescence, and band-gap narrowing in very heavily doped n-GaAs*, Appl. Phys. Lett. **57**, 147 (1990).
- [Yu,95] W. Y. Yu, A. Twardowski, L. P. Fu, A. Petrou und B. T. Jonker, *Magnetoanisotropy in Zn<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Se strained epilayers*, Phys. Rev. B **51**, 9722 (1995).

- [Yua02] Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie und M. Pepper, *Electrically Driven Single-Photon Source*, Science **295**, 102 (2002).
- [Yus97] G. Yusa und H. Sakaki, *Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures*, Appl. Phys. Lett. **70**, 345 (1997).
- [Zeh98] U. Zehnder, *Magnetooptische Untersuchungen an neuartigen und semimagnetischen II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 1998.
- [Zhu01] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr und K. H. Ploog, *Room-Temperature Spin Injection from Fe into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen Personen bedanken, die mich in den letzten Jahren so tatkräftig unterstützt haben und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Prof. Dr. *Gerd Bacher* gilt mein besonderer Dank für die Möglichkeit zur Promotion an seinem Lehrstuhl. Sein besonderes Interesse und die unzähligen Diskussionen verbunden mit vielen neuen Ideen haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. *Tilmar Kümmell* danke ich für die unermüdliche Bereitschaft, Diskussionen über die neuesten Ergebnisse zu führen.

Bei der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. *Karl Brunner* an der Universität Würzburg, sowie bei der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. *Andreas Wieck* an der Ruhr-Universität Bochum möchte ich mich für das Wachstum der epitaktischen Schichtstrukturen bedanken, auch wenn die Untersuchungen der Proben der letzteren Gruppe keinen Eingang in diese Arbeit gefunden haben. An dieser Stelle sei auch ganz besonders *Arne Ludwig* erwähnt. Von seinem unerschöpflichen Interesse an der aktuellen Forschung, sowie seinem scheinbar beinahe ebenso unerschöpflichen Wissen habe ich während vieler Stunden am Telefon ganz besonders profitiert.

Herrn *Mathias Bartsch* vom Lehrstuhl von Prof. Dr. *Axel Lorke* danke ich für die Durchführung und Erklärung der FIB-Strukturierung, sowie für sein Interesse an den gewonnenen Erkenntnissen.

Ganz besonders erwähnt seien hier auch die technischen Mitarbeiter des Lehrstuhls *Werkstoffe der Elektrotechnik*. Frau **Nicole Stracke** gilt mein Dank für die Prozessierung einer großen Menge an Proben, Herrn **Horst Watzel** für die elektrische Kontaktierung und Charakterisierung eben dieser Proben.

Den Mitarbeitern des Lehrstuhls für *Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie* von Herrn Prof. Dr. **Franz-Josef Tegude** möchte ich für das sofortige und unkomplizierte Einspringen bei technologischen „Notfällen“ bedanken.

Bei „meinen“ Bachelor- sowie Projektarbeitern **Wolf Quitsch, Sven Eliasson, Dino Iavarone, Christian Blumberg, Michael Schmitz und Martin Wehmeyer** möchte ich mich für ihre sehr erfolgreichen Arbeiten bedanken. Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass sie wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben. Auch nach der Durchführung ihrer Abschlussarbeiten hatten sie immer ein offenes Ohr für weitere Diskussionen oder Ideen. Auch bei **Oliver Pfingsten** möchte ich mich für seine Unterstützung und Hilfsbereitschaft bedanken. Auch wenn es mir manchmal ein bisschen zusätzliche Arbeit bereitet hat, kann ich mit voller Überzeugung und auch ein bisschen Stolz sagen, dass die Betreuung dieser Arbeiten der schönste und prägendste Teil meiner Zeit am Lehrstuhl war.

Bei sämtlichen weiteren aktuellen sowie ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls *Werkstoffe der Elektrotechnik* möchte ich mich für das gute Arbeitsklima und die einfach gute Zeit während der letzten Jahre bedanken. Auch wenn dieses manchmal zu etwas ausgedehnteren Kaffeepausen geführt hat, war gerade dies der Grund für so manche Erfolge, die von allen während der letzten Jahre erzielt wurden. Besonders der guten Seele des Lehrstuhls, **Ingeborg Schäl**, gilt mein herzlichster Dank.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Familie, meinen Eltern **Gisela** und **Martin** sowie meinem Bruder **Ingo** und seiner Frau **Katja** für die ständige Unterstützung und den Ansporn, den sie mir gegeben haben, bedanken.