

Kapitel 3

Proben und Präparation

3.1 Verwendete Heterostrukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen wurden mittels Molekularstrahlepitaxie auf einem GaAs-Substrat gewachsen. Einen Überblick über den generellen Aufbau gibt Abb. 3.1. Der aktive Teil der Probe beginnt jeweils mit einer Schicht

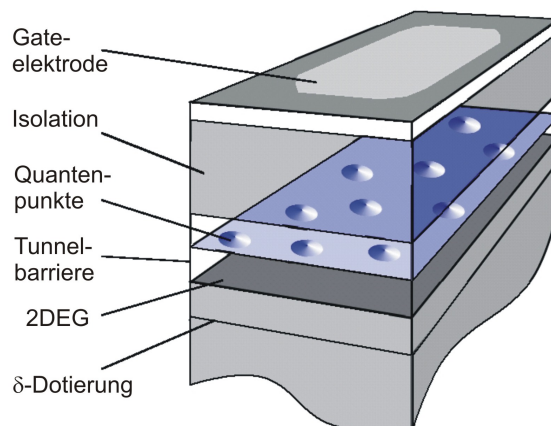


Abbildung 3.1: *Schichtstruktur der verwendeten Heterostruktur.*

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Dort wird in einem möglichst schmalen Bereich eine Siliziumdotierung eingebracht, die so genannte δ -Dotierung. Eine ideale δ -förmige Verteilung der Si-Atome wird dabei nicht erreicht, die Dotieratome diffundieren insbesondere in Wachstumsrichtung in die umliegenden Bereiche der Heterostruktur. Zur Erhöhung der Beweglichkeit des 2DEG wird die Dotierschicht durch 10-40 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bedeckt, bevor der Übergang zum reinen GaAs vollzogen wird, an dem sich das zweidimensionale Elektronengas ausbildet. Zwischen 15 und 40 nm von dieser Grenzfläche entfernt wer-

den die InAs-Quantenpunkte in die GaAs-Matrix eingebettet. Die GaAs-Trennschicht fungiert als Tunnelbarriere, ist jedoch bei den verwendeten Messfrequenzen in der Regel nahezu transparent. Die Quantenpunkte werden wiederum mit einer einige 10 nm dicken Schicht GaAs bedeckt. Daran schließt sich ein isolierendes Übergitter an, also eine abwechselnde Schichtfolge von AlAs und GaAs. Das Wachstum der Heterostruktur wird zuletzt mit wenigen nm GaAs abgeschlossen. Um mit Hilfe eines Rasterkraft-Mikroskops einen Eindruck von der Größe und der Anzahl der eingebetteten Quantenpunkte erhalten zu können, wurde bei einigen Proben auch an der Oberfläche eine Schicht von Quantenpunkten gewachsen. Die Quantenpunkte an der Oberfläche scheinen in solchen mikroskopischen Aufnahmen bei nahezu kreisrunder Form selten größer als 20 nm im Durchmesser, und nur wenig höher als 5 nm zu sein.

Ein Beispiel für die resultierende Leitungsbandkante findet sich in Kapitel 4.3 auf Seite 56. Die erzielten Beweglichkeiten des 2DEG hängen sehr stark vom Abstand der Quantenpunkte zum 2DEG ab und variieren zwischen ca. $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (15 nm Barriere) und $100000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (40 nm Barriere). Im Anhang sind die Wachstumsparameter und Eigenschaften der verwendeten Heterostrukturen tabellarisch aufgeführt.

3.2 Lithografie

Um die Heterostrukturen elektrischen Messungen zugänglich zu machen, wurden diese im Reinraum mittels üblicher Lithografieverfahren strukturiert und mit Kontakten und Steuerelektroden (Gates) versehen. Strukturen mit Dimensionen von $> 2 \mu\text{m}$ wurden mit optischer Lithographie erzeugt, kleinere Strukturen mittels Elektronenstrahl-Lithografie. Die generelle Prozessfolge ist jedoch unabhängig von der Strukturierungsmethode. Abbildung 3.2 gibt einen Überblick über die Abfolge der einzelnen Schritte zur Definition einer geätzten Struktur (links), bzw. einer Metallisierung (rechter Zweig). Die gezeigte Abfolge ist jeweils für jeden Ätzschritt und jede benötigte Metallisierung zu wiederholen. Für einfache Kapazitätsmessungen wird dabei nur eine großflächige Gateelektrode und daneben ein Kontakt zum 2DEG benötigt. Um durch Hall-Messungen die Anzahl und die Beweglichkeit der 2D-Elektronen bestimmen zu können und den Quanten-Hall-Effekt zu messen, wurde zusätzlich auf jeder Probe ein so genannter *Hall-Bar* definiert (siehe Abb. 2.2 in Kapitel 2.1.3).

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schrittfolgen zur Realisierung solcher Geometrien kurz erläutert. Für eine weitaus detailliertere Einführung in die Prozessierung von GaAs-basierten Heterostrukturen sei hier auf die Literatur verwiesen (z.B. [40]).

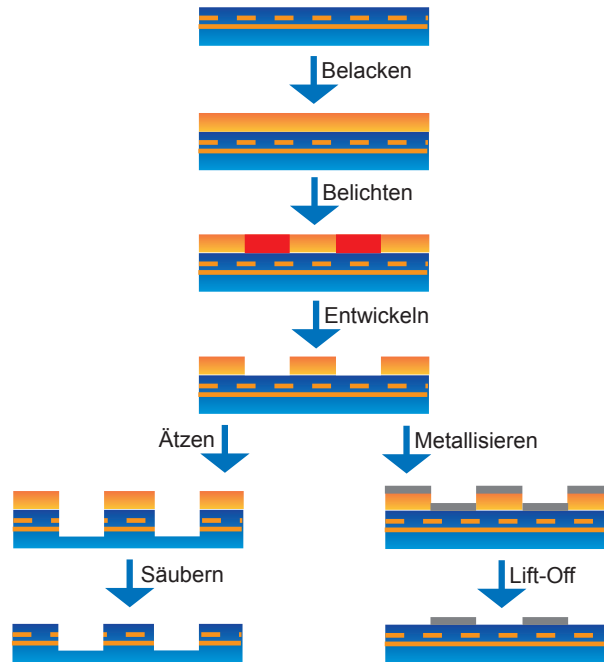


Abbildung 3.2: Schrittfolge zur Definition einer geätzten Struktur (Mesa, linker Zweig), bzw. einer Metallisierung (rechts).

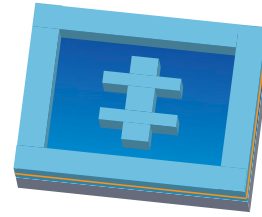
Masken

Um geometrische Strukturen auf die Proben übertragen zu können, werden diese mit einem UV-empfindlichen Lack beschichtet und dann durch eine Maske belichtet, welche die gewünschten Strukturen enthält. Als Masken dienen üblicherweise mit Chrom beschichtete Quarzsubstrate. Mit Hilfe der Elektronenstrahlithografie (engl. *Electron Beam Lithography*, EBL) können die benötigten Strukturen in einen für Elektronenbeschuss sensitiven Lack übertragen und die Chromschicht gezielt entfernt werden. Beim Design der *Hall-Bar*-Maske ist auf einige geometrische Aspekte zu achten. Die Spannungsabgriffe sollten nicht zu nah an den Stromkontakten liegen, da diese das Hall-Feld kurzschließen [41]. Außerdem sollten die Abgriffe zur Messung der Längsspannung einen Abstand haben, der groß (\approx Faktor 10) gegen die Breite des *Hall-Bars* ist [42]. Diese Kriterien werden von den verwendeten Masken erfüllt.

Es hat sich gezeigt, dass Kapazitätsmessungen bessere Ergebnisse liefern, wenn sie an ungeätzten Strukturen durchgeführt werden. Daher wurde neben jedem *Hall-Bar* immer auch ein Kontakt zum 2DEG zusammen mit einem Gate direkt (ohne Ätzen einer Mesastruktur) auf die Probe aufgebracht.

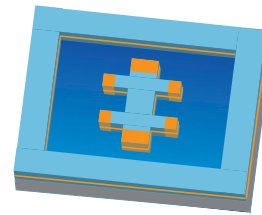
Das Ätzen der Mesa

Mit *Mesa* wird der Bereich der Probe bezeichnet, welcher nach dem Ätzprozess von der aktiven Schichtfolge erhalten bleibt. Es wird zunächst der zur gewünschten Mesa-Struktur inverse Bereich des (positiven) Fotolackes belichtet und entwickelt. Das Ätzen erfolgt dann in einer zeitnah hergestellten Mischung aus verdünnter Schwefelsäure und Wasserstoffperoxid mit einer Ätzrate von etwa 1 nm/s. Die Ätzzeit wird so gewählt, dass die Entfernung der 2DEG-Grenzfläche sichergestellt ist. Für typische Abstände des 2DEG zur Oberfläche von 200 nm entspricht dies einer Ätzzeit von etwa 210 s. Ob tief genug geätzt wurde, kann nach der Kontaktierung des 2DEG getestet werden, indem der Widerstand über den Ätzgraben bestimmt wird.



Kontaktierung

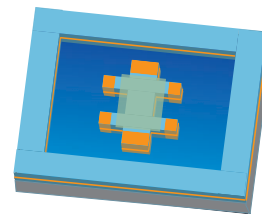
Zur Kontaktierung des 2DEG wird eine Multilagenschicht aus Ni und AuGe auf die Kontaktbereiche aufgebracht. Das Kontaktmaterial wird dann bei 400-450°C für etwa 150 s unter ArH-Atmosphäre einlegiert. Die eigentliche Dotierung erfolgt dabei durch die Ge-Atome, welche auf Ga-Gitterplätzen als Donatoren fungieren. Die resultierenden Widerstände zwischen zwei Kontakten liegen üblicherweise in der Größenordnung einiger $k\Omega$, was grob dem lateralen Widerstand über das 2DEG entspricht und damit bedeutet, dass die vertikale Kontaktierung mit einem sehr geringen Widerstand erfolgt ist.



Um die Proben besser mit Drahtbonds (s.u.) versehen zu können, werden die Kontaktregionen nach dem Einlegieren mit einer 50-100 nm dicken Goldschicht bedeckt.

Gate-Elektrode

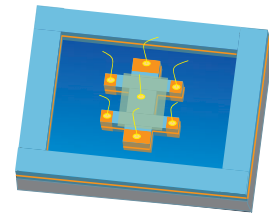
Zur Kontrolle der Ladungsträgerzahl des 2DEG und der Quantenpunkte wird die Mesa-Struktur mit einer Steuerelektrode aus NiChr versehen. Typische Schichtdicken betragen hier etwa 8-20 nm. Sollen die Proben auch für optische Experimente zugänglich sein, sollten hier eher geringe Schichtdicken gewählt werden, um eine ausreichende Transparenz des Gates zu gewährleisten. Dieser Prozessschritt bestimmt in großem Maße



die Qualität der fertigen Probe. Unregelmäßigkeiten in der Gateelektrode bewirken häufig eine messbare Reduktion der Homogenität der Ladungsträgerzahl des 2DEG. Es ist daher z.B. auf eine möglichst saubere Probenoberfläche und ein vollständiges Entfernen des belichteten Fotolackes zu achten. Aus dem selben Grund erfolgte das Aufbringen der Gateelektrode auch immer erst nach dem Einlegieren der Kontakte und den damit verbundenen hohen Temperaturen.

Verdrahtung

Das Verdrahten (engl.: Bonden) der Proben erfolgt über einen halbautomatischen Wedge-Bonder. Mit Ultraschall-Energie werden Drähte an den Kontaktflächen der Probe und einem Probenhalter, dem so genannten Chip-Carrier befestigt. Das Gate kann idealerweise durch seitlich über die Mesakante verlaufende Arme kontaktiert werden. Dies war allerdings bei den verwendeten Proben fast ausnahmslos nicht der Fall, da kein zuverlässiger Kontakt über die Ätzkante erreicht werden konnte. Daher wurde direkt auf der Gatefläche gebondet.



Elektronenstrahl-Lithografie

Steht keine optische Maske zur Verfügung (z.B. bei der Maskenherstellung), oder sind die gewünschten Strukturen zu klein, um sie auf optischem Wege auf die Probe zu übertragen, so können sie mit einem Raster-Elektronenmikroskop in einen für Elektronenbeschuss empfindlichen Lack geschrieben werden. Für diese Arbeit stand dazu das Gerät *Leo 1530* mit der Lithografie-Software *Elphy Plus* von *Raith* zur Verfügung. Als Lacke wurden zum einen PMMA-Doppelschichtsysteme und zum anderen der Negativresist *ma-N 2405* verwendet. Die Definition einer Mesa-Struktur mit Abmessungen $< 1 \mu\text{m}$ stellte dabei eine große Herausforderung dar, da die Verwendung eines normalen PMMA-Positivresists wegen der unzureichenden Ätzbeständigkeit nicht möglich ist. Im Rahmen der in Kapitel 8 vorgestellten Arbeiten wurden zwei Lösungsansätze verfolgt: Eine viel versprechende Möglichkeit ist die Verwendung von Metallen als Ätzmaske. Dazu wird die gewünschte kleine Struktur in einen positiven Resist übertragen und die nach der Entwicklung dort freigelegte Probenoberfläche mit Metall bedampft. In einem zweiten Schritt wird dann der makroskopische Rest der Mesastruktur fotolithografisch definiert, erst dann erfolgt das eigentliche Ätzen.

Die zweite Möglichkeit ist die direkte Verwendung eines Negativresists. Der Resist *ma-N 2405* der Firma *Microresist* erwies sich als ausreichend ätzbeständig, so dass

auf diesem Wege der zusätzliche optische Schritt eingespart werden konnte, sofern zu große Gesamtabmessungen der gewünschten Struktur ihn nicht erforderten.

Kapitel 4

Kapazitätsspektroskopie

Die Kapazitätsspektroskopie ist eine häufig verwendete Methode zur Analyse der Eigenschaften von niedrig-dimensionalen Elektronen- und Löchersystemen, welche in einer Schichtstruktur eingebettet sind (z.B. [31, 32, 36, 43–45]). Das allgemeine Prinzip verdeutlicht Abb. 4.1. Über eine Spannungsweiche werden eine Gleichspannung

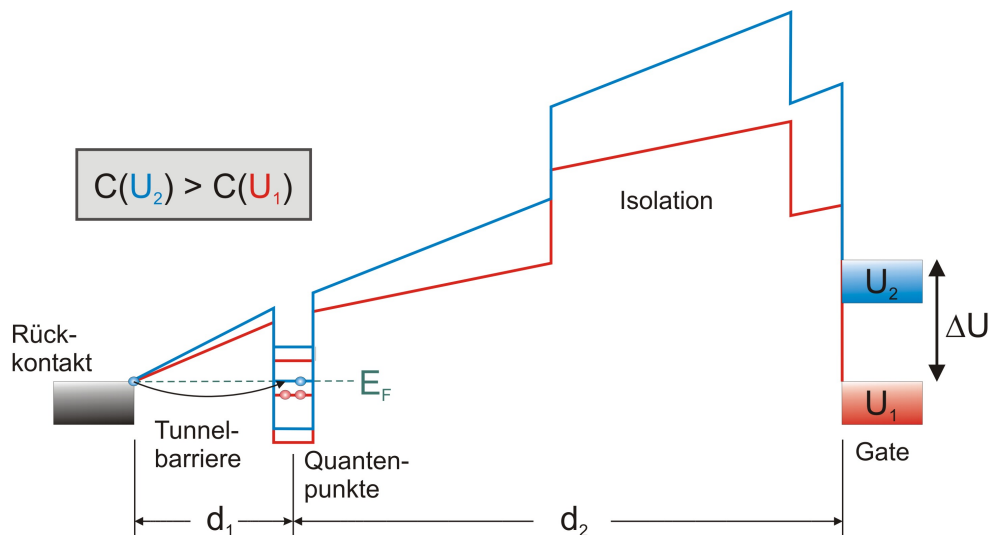


Abbildung 4.1: Leitungsbandkante in einer MISFET-Struktur für zwei verschiedene Gatespannungen U_1 und U_2 . Bringt man ein Niveau des untersuchten Quantensystems in Resonanz mit der Fermienergie im Rückkontakt, so resultiert aus dem geringeren Abstand dieses Systems zur Gateelektrode eine erhöhte Kapazität. Durch eine kontinuierliche Variation der Gatespannung kann so das Spektrum der Zustände des Quantensystems bestimmt werden.

und eine kleine (ca. 5-10 mV) Wechselspannung addiert und am Gate der zur untersuchenden Probe angelegt. Das Messsignal ist dann der im Rückkontakt induzierte Wechselstrom, dessen Imaginärteil proportional zur Kapazität der Probe ist. Das durch den Gleichspannungsanteil induzierte elektrische Potenzial addiert sich dabei

zu den intrinsischen Energien (Leitungsbandkante, Valenzbandkante) der Probe und ermöglicht es so, die Energieniveaus von eingebetteten Quantensystemen in Resonanz mit der Fermienergie im Rückkontakt zu bringen¹. Im Falle der Resonanz bildet das Quantensystem den effektiven Rückkontakt und aufgrund des geringeren Abstandes zum Gate wird eine Kapazitätserhöhung beobachtet.

Im Folgenden wird zunächst der Messaufbau skizziert. Anschließend werden die an Proben mit 3D-Rückkontakten gewonnenen Ergebnisse im Detail vorgestellt und auf die sich bei Verwendung eines 2D-Kontaktes ergebenden Abweichungen eingegangen.

4.1 Messaufbau

Die hier untersuchten Proben haben relevante Abstände zwischen Gateelektrode und 2DEG von höchstens 280 nm und Gateflächen von ca. $6,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$. Nimmt man eine Dielektrizitätszahl von 12,8 an, so ergibt sich eine minimale Kapazität von etwa 200 pF. Eine solche Kapazität ist bereits mit einem einfachen Aufbau ohne Kapazitätsbrücke messbar (Abb. 4.2). Mittels des Oszillorausgangs des Lock-In Verstärkers

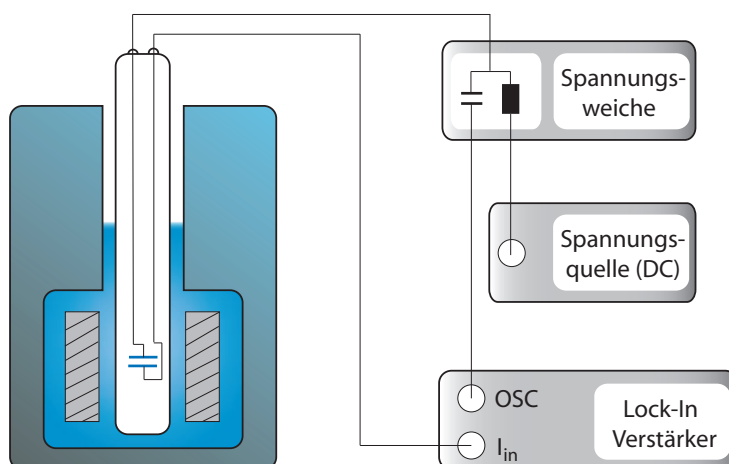


Abbildung 4.2: Messaufbau der Kapazitätsspektroskopie. Die durch den internen Oszillator des Lock-In Verstärkers erzeugte Wechselspannung wird zu einer Gleichspannung addiert. Das Messsignal ist der phasensensitiv gemessene Strom. Die Probe befindet sich im He^4 -Badkryostaten, supraleitende Spulen erlauben das Anlegen von Magnetfeldern bis zu 11 T.

¹Die genaue Resonanzbedingung lautet $E_F = \Delta E$, wobei E_F die Fermienergie im Rückkontakt und ΔE die Energie ist, die benötigt wird, um dem zu untersuchenden Quantensystem ein Elektron hinzuzufügen.

und eines Spannungsteilers wird eine Wechselspannung von etwa 5 mV erzeugt und in einer Spannungsweiche zu einer variablen Gleichspannung addiert. Die resultierende Gesamtspannung wird an das Gate der Probe angelegt und das induzierte kapazitive Stromsignal phasensensitiv am Lock-In Verstärker gemessen. Die Kapazität der Probe lässt sich gemäß der Formel

$$C = \frac{I^2}{\omega(U_{\text{eff}}^2 - I^2 R_{\text{eff}}^2)} \quad (4.1)$$

aus dem Messsignal I berechnen, wobei ω die Kreisfrequenz der Wechselspannung, U_{eff} die effektiv anliegende Wechselspannung und R_{eff} den resistiven Anteil der Impedanz des Messaufbaus angibt.

Erhöht man nun von deutlich negativen Werten kommend die Gleichspannung, so kann, wie weiter oben skizziert (Abb. 4.1), die Leitungsbandkante verkippt werden, wodurch das zu untersuchende Elektronensystem sukzessive gefüllt wird. Diese Ladevorgänge sind mit einer messbaren Erhöhung der Kapazität verbunden. Im einfachsten Fall kann nun die angelegte Gleichspannung durch ein Hebelgesetz mit Hilfe der Dielektrizitäten und der relevanten Schichtdicken in eine Energieskala am Ort des Quantensystems umgerechnet werden (siehe z.B. [46]):

$$\Delta E = \frac{\epsilon_{\text{ges}} d_1}{\epsilon_1 d_{\text{ges}}} (U - U_0) = \lambda (U - U_0). \quad (4.2)$$

Hier entspricht der Index "ges" der gesamten Schichtfolge zwischen Rückkontakt und Gate, während der Index "1" dem Schichtpaket zwischen Rückkontakt und zu untersuchendem Quantensystem entspricht. In Kapitel 6.2 werden noch weitere Ergänzungen dieses häufig verwendeten Gesetzes vorgestellt. Insbesondere muss bei einem zweidimensionalen Rückkontakt auch die Änderung der Fermienergie berücksichtigt werden, welche mit einer Variation der Gatespannung einher geht (vgl. auch Gl. (2.40) auf Seite 31).

Sämtliche Messungen wurden bei einer Temperatur von 4,2 K in einem He⁴ Badkryostaten durchgeführt. Senkrecht zur Probenoberfläche konnte ein Magnetfeld von bis zu 11 T angelegt werden.

4.2 3D-Rückkontakt

Die in dieser Arbeit vorrangig untersuchten Proben enthalten neben einer Schicht selbstorganisierter Quantenpunkte ein zweidimensionales Elektronengas als Rückkontakt. Bevor nun die speziellen Eigenschaften dieses Systems betrachtet werden, sollen kurz anhand einer Probe mit 3D-Rückkontakt die Eigenschaften eines typischen

Quantenpunktensembles dargestellt werden. Auf dieser Basis können dann die durch das 2DEG hervorgerufenen Veränderungen interpretiert werden.

Die hier vorgestellten Daten wurden am Probenmaterial 11639 gewonnen², das entsprechende Wachstumsprotokoll ist im Anhang zu finden. Der 3D-Rückkontakt ist in diesem Material durch eine 25 nm dicke Schicht von hochdotiertem GaAs realisiert. Die Zustandsdichte dieser Schicht ist im Gegensatz zu einem 2DEG weitestgehend unabhängig von angelegten Magnetfeldern und Gatespannungen. Kapazitätsspektren solcher Proben sind in der Literatur eingehend untersucht worden [26, 30–32, 43–50]. Als komplementäre Methoden wurden auch die Ferninfrarot-Absorption (z. B. [31, 51]) und die Photolumineszenz (z. B. [52–54]) analysiert. Insgesamt ergibt sich ein sehr vollständiges Bild der Eigenschaften der selbstorganisierten Quantenpunkte, detailliert wurden die entsprechenden Grundlagen in Kapitel 2.2 dargestellt. Hier sollen nur die wesentlichen Aspekte wiederholt und anhand experimentell gewonnener Daten am Beispiel einer Probe mit 3D-Rückkontakt belegt werden.

Aufgrund der geringen geometrischen Ausdehnung der Quantenpunkte in Wachstumsrichtung (ca. 5-7 nm) ist die Quantisierungsenergie in dieser Richtung so groß, dass nur der energetisch niedrigste Zustand gebunden ist. In der Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung ergibt die Annahme eines harmonischen Einschlusspotenzials eine hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden. Die Lösung der Schrödingergleichung für ein solches parabolisches Potenzial ist schon in [33] diskutiert worden. Der energetisch niedrigste Zustand ist für nicht wechselwirkende Elektronen zweifach Spin-entartet und zeigt nur eine schwache Zeeman Aufspaltung, deren Bestimmung durch den kleinen effektiven g -Faktors (< 1 , siehe [36, 55]) und die Erhöhung des effektiven Einschlusspotenzials durch das Magnetfeld erschwert wird. Aufgrund der Coulombwechselwirkung unterscheidet sich der 2-Elektronen vom 1-Elektronen-Zustand und es werden dementsprechend zwei durch die Coulombenergie getrennte Maxima im CV-Spektrum beobachtet. Die nächsthöhere Serie von Zuständen, die so genannte p -Schale, ist 4-fach entartet und zeigt eine deutlich ausgeprägte orbitale Zeeman Aufspaltung, welche Rückschlüsse auf die effektive Masse der Quantenpunktelektronen ermöglicht.

Abbildung 4.3 zeigt die gemessenen Kapazitätsspektren für Magnetfelder zwischen 0 T und 9 T. Deutlich sind die ersten beiden Maxima der s -Schale (-0,75 V bis -0,5 V) zu erkennen. Diese beiden Elektronen haben die gleiche s -artige Wellenfunktion und sind daher im Kapazitätsspektrum durch eine große Coulomb-Energie von etwa 20 meV getrennt. Sie unterscheiden sich nur in der Ausrichtung des Spins.

²Die Präparation dieser Probe erfolgte im Rahmen einer Diplomarbeit von Christian Notthoff [47].

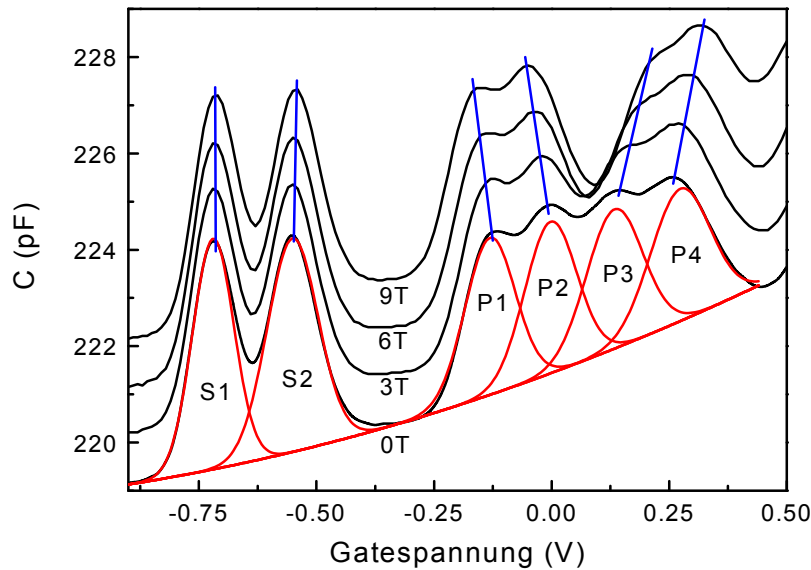


Abbildung 4.3: Kapazitätsspektrum der Probe 11639 für 4 verschiedene Magnetfelder. Die einzelnen Kurven sind zur besseren Übersicht jeweils um 1 pF versetzt dargestellt, die Verschiebung der Maxima im Magnetfeld ist mit blauen Linien angedeutet. Für die 0 T-Kurve wurde eine Anpassungsrechnung mit 6 Gaußfunktionen auf einem parabolischen Untergrund durchgeführt (rote Linien).

Im Bereich von -0,2 V bis -0,4 V wird die p -Schale geladen. Diese weist im Gegensatz zur s -Schale aufgrund der unterschiedlichen Orientierungen der Wellenfunktionen eine kleinere Wechselwirkungsenergie auf, so dass in bisherigen Arbeiten wegen der Inhomogenität des untersuchten Ensembles häufig keine Auflösung der einzelnen Maxima erzielt werden konnte [30, 31, 43, 46, 48, 49].

Die Dispersion der einzelnen Lademaxima im Magnetfeld ist mit blauen Linien angedeutet. Eine präzisere Darstellung lässt sich gewinnen, wenn die Gatespannungen in eine Energieskala umgerechnet werden, nachdem die Peakpositionen der Spektren für möglichst viele Magnetfelder ausgewertet wurden. Die genaue Form der einzelnen Maxima sollte stark von der Charakteristik der Größenverteilung der Quantenpunkte und der daraus resultierenden Verteilung der Einschlussenergien abhängen. Insgesamt führen diese Einflüsse zu einer Verbreiterung der Maxima die sich, wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, sehr gut mit Gaußfunktionen approximieren lässt.

Die Umrechnung der Gatespannungen in eine Energieskala ist mit einem leicht mo-

difizierten Hebelgesetz nach Gl. (4.2) möglich. Für die Probe 11639 ergibt sich ein effektiver Hebelarm von $\lambda = 9,18$. Als Referenzspannung U_0 bietet sich die Position des ersten Lademaximums bei $B = 0$ T an. Interessant ist auch der Abstand zur Leitungsbandkante von GaAs, welcher der Bindungsenergie des ersten Elektrons entspricht. Nimmt man eine Schottky-Barriere von 0,7 V an [8], so liegt das erste s -Niveau ca. 154 meV unter der Leitungsbandkante von GaAs. Dieser Wert liegt somit etwa in der Größenordnung des Wertes von 176 meV, der von Schmidt *et al.* [56] an Proben mit vergleichbarer Struktur gewonnen wurde.

Die Bestimmung der Peakpositionen wurde aufgrund der großen Anzahl der Datensätze automatisiert durchgeführt. Dabei wurde eine Genauigkeit erreicht, die mit weniger als 0,1 meV deutlich besser ist als typische Halbwertsbreiten der Gaußfunktionen (ca. 12 meV). Allerdings musste für höhere Magnetfelder auf die in Abbildung 4.3 berücksichtigte Bedingung verzichtet werden, dass den einzelnen Zuständen gleiche Flächen zugeordnet werden, da sonst keine sinnvolle Anpassung der Daten möglich war. Abbildung 4.4 zeigt die so gewonnenen Peakpositionen der ersten 6 Maxima, zusammen mit im Rahmen des parabolischen Modells berechneten Kurven.

Basierend auf diesen Daten werden im Folgenden die elektronischen Eigenschaften der Quantenpunkte bestimmt.

4.2.1 Coulombblockade

Sind bereits Elektronen in einem Quantenpunkt vorhanden, so müssen muss zum Laden weiterer Elektronen in den Quantenpunkt zusätzlich zur Quantisierungs-Energie des Elektronenzustandes auch die elektrostatische Wechselwirkung mit den schon vorhandenen Elektronen berücksichtigt werden (siehe Kapitel 2.2). Im *constant-interaction*-Modell entspricht dieser zusätzliche Energiebeitrag $E_C = e^2 / C$, wobei C die Kapazität des Quantenpunktes beschreibt [57]. Quantenmechanisch entspricht diese Energie dem Überlappintegral in Verbindung mit der Austauschwechselwirkung der beteiligten Wellenfunktionen, welche sich für ein harmonisches Potenzial analytisch auswerten lassen [26]. Die Coulombenergien der beiden s -Elektronen, sowie die der p -Elektronen lassen sich prinzipiell direkt in Diagramm 4.4 ablesen, wenn man zusätzlich berücksichtigt, dass auch Bildladungseffekte auftreten. Da das Gate im Allgemeinen deutlich weiter von den Quantenpunkten entfernt ist, ist in erster Näherung nur die Wechselwirkung mit der Rückelektrode (Abstand $d_1 = 25$ nm) zu berücksichtigen:

$$E_C = \Delta E + \frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0 d_1}. \quad (4.3)$$

Zur experimentell bestimmten Energiedifferenz ΔE wird also jeweils ein konstanter Wert addiert. Bei der hier betrachteten Probe entspricht diese Energie etwa 2,25 meV.

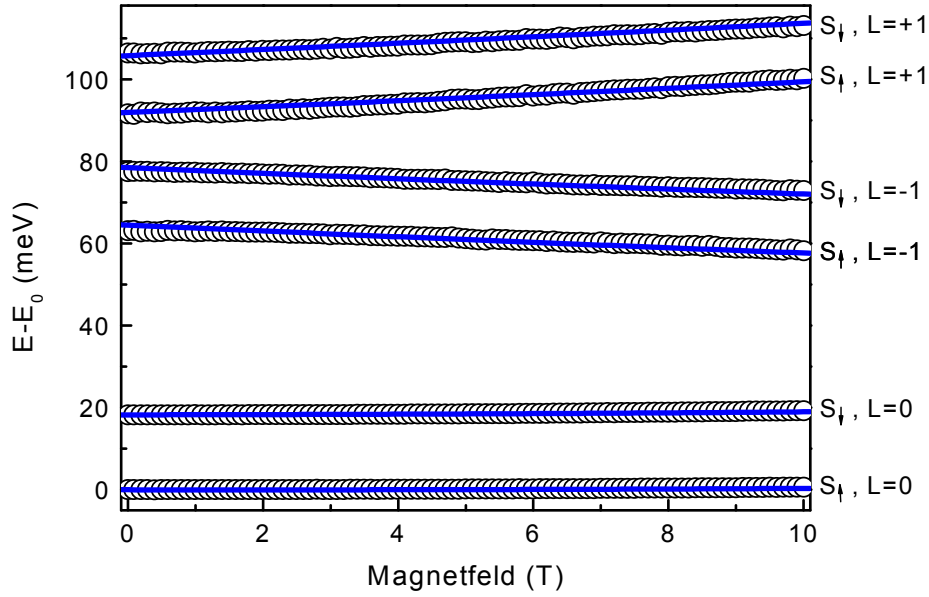


Abbildung 4.4: Energie der ersten 6 Kapazitätsmaxima von Probe 11639 im Magnetfeld. Die durchgezogenen Linien basieren auf der Annahme eines parabolischen Einschlusspotentials mit einer charakteristischen Energie von 41,5 meV. Als Referenzpunkt der Energie (E_0) wurde die Position des ersten s-Niveaus bei $B = 0$ T gewählt.

Die Bestimmung der Wechselwirkungsenergie beim Laden des dritten Elektrons ist insofern problematisch, als sich die beobachtete Gatespannungsdifferenz aus der Coulombblockadeenergie ΔE_C und der Quantisierungsenergie $\hbar\omega_0$ zusammensetzt, welche durch die hier vorgestellten Methoden nur recht unpräzise bestimmt werden kann. Aus der energetischen Verschiebung der p -Niveaus wurde hierfür ein Wert von $\hbar\omega_0 = 41,5$ meV abgeschätzt, welcher etwas niedriger ist, als vorherige Ergebnisse von 44 meV bzw. 47 meV, die an vergleichbaren Quantenpunktproben [32, 36] gewonnen wurden. Zumindest zwei mögliche Ursachen kommen für diesen niedrigen Wert in Betracht. Zum einen ist natürlich möglich, dass das Einschlusspotential der hier untersuchten Quantenpunkte schwächer ist als in anderen bisher untersuchten Ensembles. Für diese einfache Erklärung spricht ebenfalls die geringe Bindungsenergie von 154 meV (s. o.). Eine weitere plausible Ursache für diese Diskrepanz könnte die hier berücksichtigte Korrektur des Hebelarms entsprechend der unterschiedlichen dielektrischen Konstanten sein, welche die Energieskala um den Faktor 9,18 staucht,

Elektronen	E^C (meV)
$s_1 - s_2$	20,51
$s_2 - p_1$	5,6
$p_1 - p_2$	16,65
$p_2 - p_3$	16,39
$p_3 - p_4$	17,02

Tabelle 4.1: Aus Abb. 4.4 bestimmte Coulombblockade-Energien.

während der geometrische Hebelarm bei 7 liegt. Ohne diese Korrektur würde die hier bestimmte Quantisierungsenergie bei etwa 54 meV liegen. Tabelle 4.1 zeigt die unter diesen Voraussetzungen gewonnenen Coulomb-Energien. Die Werte weichen in ihren gegenseitigen Verhältnissen deutlich von dem von Warburton *et al.* vorgestellten Modell ab [26], insbesondere trifft dies für die sehr ähnlichen Werte innerhalb der p -Schale zu. Hier wird im parabolischen Modell zwischen dem zweiten und dem dritten p -Elektron aufgrund der nicht vorhandenen Austauschenergie für das dritte p -Elektron eine erhöhte Blockadeenergie vorausgesagt. Allerdings erfolgen die Berechnungen von Warburton *et al.* unter der Annahme eines exakt rotationssymmetrischen Potentials. Ist die Geometrie der Quantenpunkte elliptisch, so werden allgemein die Unterschiede zwischen den einzelnen Blockadeenergien geringer, bis schließlich bei starker Elliptizität die Hund'schen Regeln nicht mehr gelten [58]. Gleichzeitig wird erwartet, dass die Quantisierungsenergien in diesem Fall tendenziell abnehmen, auch dies ist im Einklang mit dem für das vorliegende Ensemble abgeschätzten Wert von 41,5 meV.

4.2.2 Effektiver g-Faktor

Die s -Niveaus zeigen im Magnetfeld eine (für beide Elektronen identische) diamagnetische Verschiebung, die auf die effektive Erhöhung des Einschlusspotenzials (vgl. Gleichung (2.41)) zurückzuführen ist. Zusätzlich sorgen zwei Terme für ein Aufspalten der beiden Niveaus im Magnetfeld: die Spin-Zeeman Energie und die Erhöhung der Coulombblockade. Letztere basiert auf der Verringerung der Ausdehnung ℓ der Wellenfunktion im Magnetfeld und lässt sich nach Lorke abschätzen zu [59]:

$$\frac{E_C(B)}{E_C(B=0)} = \frac{\ell_0}{\ell_B} = \sqrt[4]{1 + \left(\frac{\omega_c}{2\omega_0}\right)^2} \quad (4.4)$$

Werden nun die für das vorliegende Ensemble abgeschätzten Werte (s. u.) von $m^* = 0,078m_0$ und $\omega_0 = 41,5$ meV eingesetzt, ergibt dies bei einem maximalen Magnetfeld

von 10 T eine Änderung der Coulombenergie um ca. 0,7% oder 0,14 meV.

Zusätzlich zu diesem Beitrag zur Aufspaltung der s -Niveaus muss auch die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit den Elektronenspins berücksichtigt werden. Die Spin-Zeeman Aufspaltung E_{spin} ist in InAs-Volumenmaterial mit einem effektiven g -Faktor von -15 sehr groß [60]. Für InAs Quantenpunkte verringert sich dieser Wert deutlich, so wurde beispielsweise von Medeiros-Ribeiro *et al.* ein Wert von $|g| = 0,84 \pm 0,05$ bestimmt [36]. Damit beträgt dieser Beitrag zur Aufspaltung der s -Niveaus bei einem Magnetfeld von 10 T etwa 0,5 meV. Allerdings muss beachtet werden, dass die Tempe-

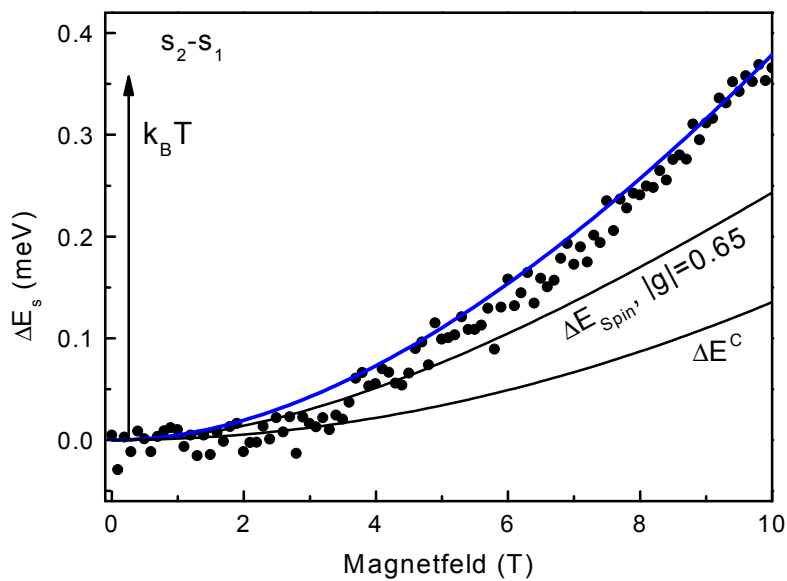


Abbildung 4.5: Veränderung der Differenz der Ladeenergien der s -Elektronen im Magnetfeld. Die gesamte Aufspaltung (blaue Linie) lässt sich als Summe des erhöhten effektiven Einschlusspotenzials und einer temperaturabhängigen Zeeman-Energie beschreiben.

ratur des Kryostaten bei 4,2 K einen nicht zu vernachlässigenden Energiebeitrag von 0,36 meV liefert. Diese thermische Energie ändert zwar nichts an der Veränderung der Einschlussenergie, wohl aber an der gemessenen Zeeman-Aufspaltung, da sich das zuerst geladene Elektron mit der Wahrscheinlichkeit $\exp(-E_{spin}/k_B T)$ im höheren Zustand befindet. Berücksichtigt man diesen thermischen Effekt, so ergibt sich das in Abb. 4.5 gezeigte Verhalten (blaue Linie).

Unter den hier gemachten Voraussetzungen lässt sich ein effektiver g -Faktor von $|g| = 0,65$ berechnen, welcher sehr gut mit früheren Untersuchungen an vergleichbaren Quantenpunktproben übereinstimmt [36,55]. Als Ursache für diesen im Vergleich zum Volumen-InAs stark erhöhten Wert kommt der große Abstand zur Bandkante in Frage, welcher auch in Volumen-InAs zu einer Erhöhung des g -Faktors führt [61].

4.2.3 Effektive Masse

Entsprechend der Hund'schen Regel und begründet durch die Austauschenergie sollten die ersten beiden Elektronen der p -Schale einen identischen Spin und verschiedene orbitale Quantenzahlen aufweisen. Dieses ist experimentell an selbstorganisierten Quantenpunkten schwer nachzuweisen, da schon in sehr kleinen Magnetfeldern die orbitale Zeeman-Energie und in höheren Magnetfeldern die diamagnetische Verschiebung das Verhalten dominieren. Erschwert wird die Analyse der p -Niveaus weiterhin dadurch, dass auch die zusätzliche Spin-Aufspaltung und die Änderung der Coulombblockade im Magnetfeld ähnlich wie im Falle der s -Niveaus berücksichtigt werden müssen, sowie dadurch, dass eine leichte Elliptizität der Quantenpunkte die Reihenfolge der Besetzung der Niveaus verändern kann.

Gemäß der in Kapitel 2.2 vorgestellten Gleichung (2.31) ist die Änderung der Abstände der verschiedenen p -Zustände mit unterschiedlicher orbitaler Quantenzahl umgekehrt proportional zur effektiven Masse. Zur Berechnung dieses Wertes kommen vier mögliche Kombinationen von Zuständen in Betracht. Abbildung 4.6 zeigt beispielhaft die Aufspaltung ΔE_p zwischen dem ersten und dritten p -Zustand im Magnetfeld. Der gemessene Abstand ist in kleinen Magnetfeldern zunächst kleiner als erwartet und scheint bis zu einem Magnetfeld von etwa 1,35 T annähernd konstant zu sein. Dies kann möglicherweise als Indiz für ein Auffüllen der p -Schale gemäß der Hund'schen Regel gewertet werden. Diese Annahmen wird durch die Tatsache gestützt, dass das charakteristische Magnetfeld³ etwa dem anhand des Formalismus von Warburton *et al.* berechneten Übergangspunkt von 2,4 T entspricht, wenn berücksichtigt wird, dass ein zusätzlicher Energiegewinn aufgrund der Anisotropie der Quantenpunkte den Wechsel der Besetzung der Zustände beschleunigen kann. Daraus resultiert eine Abschätzung von etwa 1,7 meV für die Anisotropieenergie E_A , also dem energetischen Unterschied zwischen den beiden Orientierungen der p -Niveaus. Dieser Wert stimmt hervorragend mit dem von Fricke *et al.* aus Fern-Infrarot-Messungen bestimmten Wert von 2 meV überein [31].

³Das charakteristische Magnetfeld B_C^2 entspricht nach Warburton dem Übergang ssp_{-p_+} zu ssp_{-p_-} an, wobei der Index jeweils die Drehimpulsquantenzahl $\ell = \pm 1$ symbolisiert.

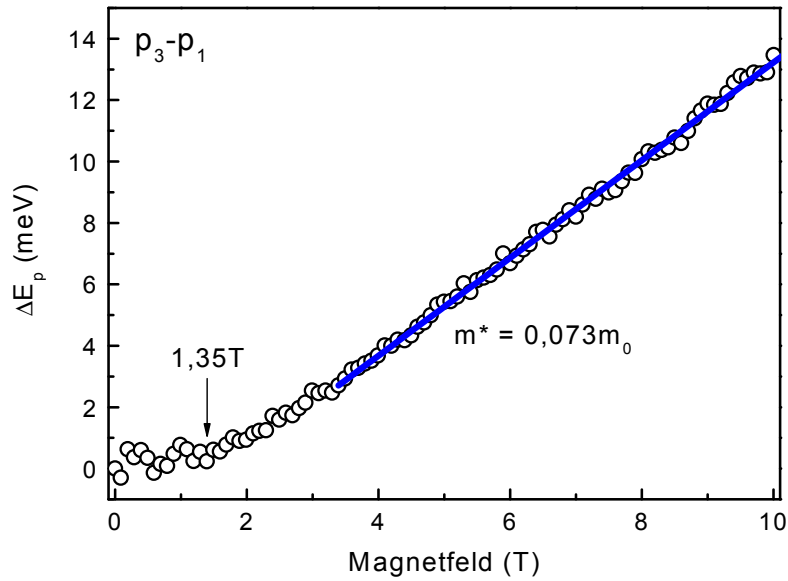


Abbildung 4.6: Änderung des energetischen Abstandes zwischen dem ersten und dritten p -Elektron im Magnetfeld. Die Anpassung einer Geraden im Bereich $B > 4 \text{ T}$ liefert eine effektive Masse von $m^* = 0,073m_0$. Bei einem Magnetfeld von $1,35 \text{ T}$ findet der Übergang zum linearen Anstieg statt, in kleineren Magnetfeldern entspricht der annähernd konstante Verlauf dem im Falle des Geltens der Hund'schen Regeln vorhergesagten Verhalten.

Eine ähnliche Analyse kann für die weiteren möglichen Kombinationen $p_4 - p_1$, $p_3 - p_2$ und $p_4 - p_2$ durchgeführt werden. Tabelle 4.2 zeigt die ermittelten Werte für die effektive Masse, das charakteristische Magnetfeld und die Anisotropieenergie. Für die beiden Kombinationen unter Beteiligung von p_4 konnte kein kritisches Feld bestimmt werden, im Falle der Kombination $p_4 - p_1$ ist dieses auch nicht zu erwarten, da bei dieser Kombination keines der Niveaus einen Übergang zu einer anderen Orientierung zeigen sollte.

Auf einige Besonderheiten ist hier hinzuweisen. Die effektive Masse ist mit durchschnittlich $0,08m_0$ deutlich größer als die in Volumen-InAs bestimmte effektive Masse von $0,023m_0$ und sogar deutlich größer als die in GaAs ($0,067m_0$) [60]. Ähnliches wurde schon in früheren Untersuchungen mit unterschiedlichen Methoden festgestellt [30–32]. Verantwortlich für diese große Masse ist der beträchtliche Abstand zur Bandkante und die damit verbundene Anharmonizität der Bänder. Unter diesem Gesichtspunkt ist auch der Anstieg der gemessenen effektiven Masse mit ansteigendem

Elektronen	$m_{exp}^* [m_0]$	$m_{theo}^* [m_0]$	$B_C^2 [T]$	$E_A [meV]$
$p_3 - p_1$	0,073	0,086	1,35	1,7
$p_3 - p_2$	0,075	0,087	1,42	1,94
$p_4 - p_1$	0,085	0,087	-	-
$p_4 - p_2$	0,089	0,088	-	-
Mittel	0,081			

Tabelle 4.2: Effektive Masse, charakteristisches Magnetfeld und Abschätzung der Anisotropieenergie. Die dritte Spalte gibt theoretisch bestimmte Werte für die effektive Masse wieder.

Index der beteiligten Niveaus zu sehen. Gauer *et al.* geben für die effektiven Masse in Abhängigkeit vom Abstand ΔE zur Bandkante die Formel

$$m^* = \left(\frac{E_g + 2\Delta E}{E_g} \right) m_0^* \quad (4.5)$$

an, wobei m_0^* die Masse an der Leitungsbandkante kennzeichnet. Die Energiedifferenz ΔE zur Bandkante kann aus der bekannten Bindungsenergie des Grundzustandes von 154 meV (s. o.), dem Abstand der Leitungsbandkanten zwischen InAs und GaAs von 650 meV, sowie der zusätzlichen Energie der beteiligten p -Niveaus (im Mittel ca. 85 meV, siehe Abb. 4.4) bestimmt werden. Unter Einbeziehung der Bandlücke von 415 meV in InAs ergibt sich für die p -Zustände p_1 und p_3 eine effektive Masse von etwa $0,086m_0$. Dieser Wert stimmt innerhalb der Grenzen der Messgenauigkeit recht gut mit dem bei diesen Elektronen gemessenen Wert von $0,073m_0$ überein. Für die höheren p -Zustände ergeben sich die in Tabelle 4.2 aufgeführten Werte. In Anbetracht der Tatsache, dass die Gleichung von Gauer *et al.* für kleine Abstände zur Bandkante gilt und der Effekt des die Quantenpunkte umgebenden GaAs vernachlässigt wurde, kann die Übereinstimmung als sehr zufriedenstellend bezeichnet werden.

Diese Rechnung ist im Übrigen auch für die ansonsten schwer zugängliche effektive Masse der s -Zustände möglich und ergibt einen Wert von ca. $0,078m_0$.

4.2.4 Quantenpunktdichte

Die Dichte der Quantenpunkte kann nach Lorke [59] direkt aus der durch sie induzierten Kapazitätserhöhung $\Delta C = C - C_b$ berechnet werden (siehe Abb. 4.7). Für die Änderung der Ladungsträgerdichte in der Quantenpunktschicht $d\sigma_{dot}$ gilt mit auf die

Fläche normierten Kapazitäten⁴

$$d\sigma_{dot} = \Delta C \frac{C_1}{C_b} dU. \quad (4.6)$$

Integriert man dieses über einen Gatespannungsbereich, in der die Quantenpunkte jeweils mit einer definierten Anzahl von Elektronen besetzt werden, kann daraus direkt auf die Dichte n_{dot} der Quantenpunkte geschlossen werden. Wählt man als Integrationsintervall beispielsweise den Bereich der s -Niveaus (2 Elektronen pro Dot, siehe Abb. 4.7), so folgt

$$n_{dot} = \frac{1}{2e} \frac{C_1}{C_b} \int_{s1,s2} \Delta C dU \quad (4.7)$$

und es ergibt sich für die Dotdichte ein Wert von $7,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Dieser Wert liegt

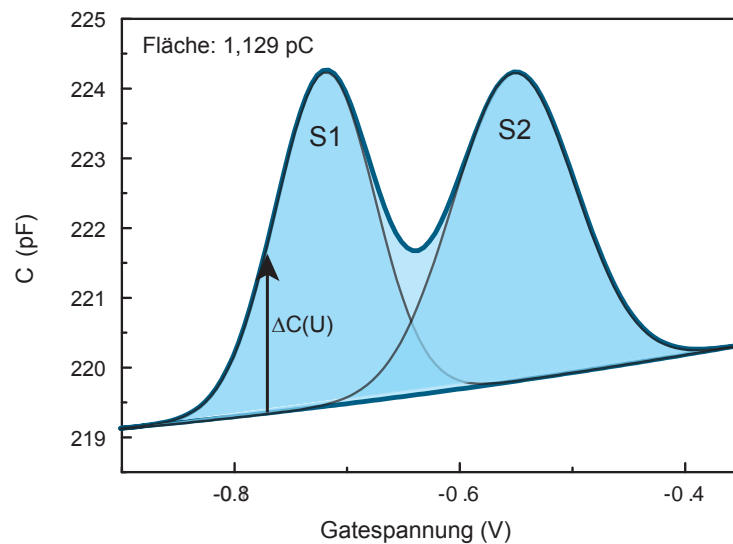


Abbildung 4.7: Kapazität im Bereich der s -Niveaus. Die Gatefläche beträgt $4,45 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$.

im Bereich vergleichbarer Werte für InAs-Quantenpunkte, die im Stranski-Krastanov Wachstumsmodus hergestellt wurden [29]. Werden die p -Niveaus in gleicher Weise ausgewertet, so ergibt sich ein um fast 25% niedrigerer Wert von $5,6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Zwar ist diese Diskrepanz wahrscheinlich durch den Einfluss der Benetzungsschicht und die damit verbundene Unsicherheit in der Wahl eines geeigneten Untergrundes begründet, dennoch bleibt festzuhalten, dass diese Methode der Dichtebestimmung durchaus mit einiger Ungenauigkeit behaftet zu sein scheint. So bestimmt auch Wibbelhoff [62] an

⁴Auch im folgenden Text sind die Kapazitäten jeweils auf die Fläche normiert. Geometrische Kapazitäten haben demnach die Form $C = \epsilon\epsilon_0/d$.

vergleichbaren Proben aus der Kapazität einen im Vergleich zu AFM-Messungen an Quantenpunkten auf der Probenoberfläche um etwa 50% zu kleinen Wert.

4.3 2D-Rückkontakt – Allgemeine Effekte

Wird anstelle des dreidimensionalen Rückkontaktes ein 2DEG als Rückkontakt für die Kapazitätsmessungen verwendet, ergeben sich einige gravierende Änderungen. Ein 3D-Rückkontakt hat eine im wesentlichen von der aktuellen Gatespannung und dem Magnetfeld unabhängige Zustandsdichte und Leitfähigkeit. Dies ist bei einem 2DEG nicht gegeben. Im Folgenden sollen einige allgemeine, damit in Zusammenhang stehende Effekte beschrieben werden, bevor in Kapitel 5 dann gezeigt wird, wie die Kenntnis der Dispersion der Quantenpunktzustände im Magnetfeld zur Spektroskopie der Zustandsdichte des 2DEG ausgenutzt werden kann.

4.3.1 Probendesign und Kapazität

Dem Probendesign kommt bei einem 2D Rückkontakt eine besondere Bedeutung zu. Die Ladungsträgerkonzentration muss so gewählt werden, dass das 2DEG bei kleineren Gatespannungen als die Quantenpunkten geladen wird und gleichzeitig im gesamten interessanten Gatespannungsbereich nur das unterste 2D-Subband besetzt ist. Für die Verarmungsspannung U_{depl}^{2d} des 2DEG in Abhängigkeit von der Ladungsträgerzahl n_0 bei $U_g = 0$ V gilt:

$$U_{depl}^{2d} = \frac{n_0 e}{C} = \frac{n_0 e d_{ges}}{\epsilon \epsilon_0} \quad (4.8)$$

Diese muss kleiner sein als die Verarmungsspannung U_{depl}^s der s -Niveaus der Quantenpunkte. Es bietet sich an, diese als Funktion des gewählten Hebelarmes λ anzugeben:

$$U_{depl}^s = U_{bi} - \frac{0,154V}{\lambda}. \quad (4.9)$$

Diese Gleichungen haben einige interessante Konsequenzen. Zum einen ist die Verarmungsspannung der Quantenpunkte, also die Spannung, bei der das erste s -Niveaus besetzt/entleert wird, nur vom Hebelarm und dem Potential U_{bi} abhängig. Da letzteres im Allgemeinen recht gut für alle Proben übereinstimmt und nur geometrische Hebelwerte von 6 oder 7 verwendet wurden, werden bei praktisch allen in dieser Arbeit untersuchten Proben die s -Niveaus etwa bei $U_g = -0,7$ V besetzt. Zum anderen bedeuten diese Gleichungen eine praktische Einschränkung für den Abstand des 2DEG zur Quantenpunktschicht (d_1) auf Werte von minimal 12-15 nm, da nur in diesem Fall realistische Werte für den Hebelarm erzielt werden können.

Nummer	Barriere [nm]	geo. Hebelarm	d_{dot} [nm]	n_0 [10^{11}cm^{-2}]	μ [cm^2/Vs]
11316	25	7	10	7,9	6082
11485	15	6	14	6,4	2070
11491	20	7	17	7,0	5729
12177	40	7	42	1,8	28863

Tabelle 4.3: Die Parameter Barrierendicke, Hebelarm, Abstand zur Dotierschicht, Ladungsträgerzahl und Beweglichkeit der hauptsächlich verwendeten Heterostrukturen. Die Angaben sind den Wachstumsprotokollen der Proben entnommen.

Neben der geeigneten Wahl der Geometrie bedeutet vor allem das Wachstum geeigneter Heterostrukturen für die hier vorgestellten Messungen eine besondere Herausforderung, da nicht nur eine hervorragende Homogenität der Quantenpunkte, sondern gleichzeitig eine möglichst hohe Beweglichkeit des 2DEG erzielt werden musste. Die Qualität des 2DEG wird dabei im wesentlichen durch die Abstände zur Dotierschicht und zu den Quantenpunkten bestimmt. Tabelle 4.3 zeigt eine Übersicht der in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Proben. Mit dem Program *1dpoisson* von G. Snider⁵ können die resultierenden Bandstrukturen für die hier vorgeschlagenen Probengeometrien berechnet werden. Abbildung 4.8 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer solchen Simulation für das Material 12177. Zur Berücksichtigung der Quantenpunkte muss an ihrer Stelle eine entsprechende mit Akzeptoren dotierte Ersatzschicht eingebaut werden. Die so bestimmte Bandstruktur entspricht dann in guter Näherung den Gegebenheiten der jeweiligen Probe. So wird für die Probe 12177 eine Ladungsträgerzahl von etwa $1,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ vorausgesagt, die tatsächliche Messung ohne Beleuchtung weicht hiervon nur wenige Prozent ab.

Misst man die Kapazität einer solchen Struktur in Abhängigkeit von der Gatespannung, so zeigt sich das in Abbildung 4.8 rechts dargestellte Verhalten. Bei sehr niedrigen Gatespannungen ($< -1,75 \text{ V}$) ist das 2DEG verarmt und es wird nur die Hintergrundkapazität der Probe und die des Messaufbaus gemessen. Im Bereich der Verarmungsspannung wird das 2DEG geladen und es bildet sich eine annähernd konstante Kapazität aus. Auf diesem Untergrund sind die durch die Quantenpunktschicht induzierten Kapazitätserhöhungen zu beobachten. Zuerst wird im Bereich der Doppelstruktur bei $U_g = -0,7 \text{ V}$ die *s*-Schale der Quantenpunkte besetzt, bei höheren Gatespannungen folgen dann die *p*-Schale (4 Elektronen pro Quantenpunkt) und die

⁵Poisson-Solver von G. Snider, Dept. of Electrical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 56556, USA.

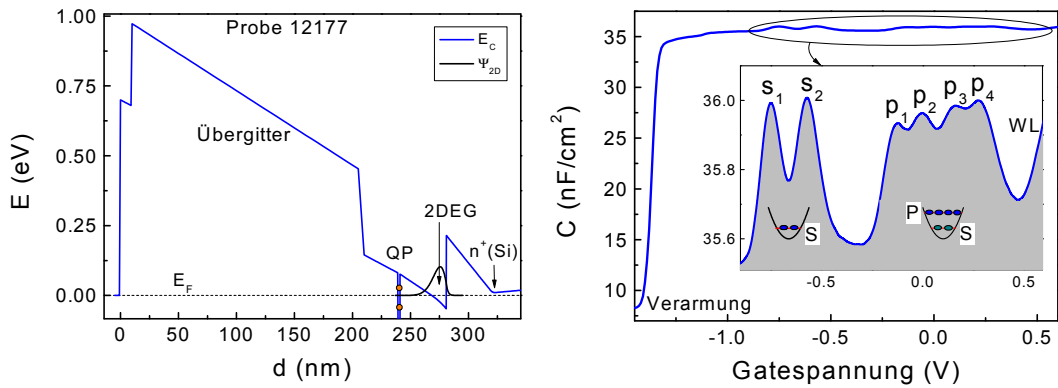


Abbildung 4.8: Links: Berechnete Leitungsbandkante des Materials 12177. Die Feinstruktur des Übergitters wurde vernachlässigt. Am Ort der Quantenpunkte wurde eine Akzeptordichte von $2,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ angenommen, was einer jeweiligen Besetzung mit 4 Elektronen entspricht. Rechts: Kapazität der Probe 12177 bei $B = 0$ T.

Benetzungsschicht (engl.: *Wetting Layer*).

4.3.2 Frequenzabhängigkeit

Die Wahl der Messfrequenz ist in der Kapazitätsspektroskopie von besonderer Bedeutung. So ermöglichen frequenzabhängige Messungen die Analyse der Tunneldynamik zwischen Rückkontakt und Quantenpunkten [43, 44, 63]. Dabei wird ausgenutzt, dass mit zunehmender Frequenz der Tunnelwiderstand an Bedeutung gewinnt und die Quantenpunkte innerhalb eines Messzyklusses nicht mehr vollständig besetzt werden können. Die Amplitude der durch die Quantenpunkte induzierten Kapazitätsmaxima nimmt daher mit zunehmender Frequenz ab und es lassen sich charakteristische Tunnelzeiten bestimmen.

Andererseits liegen auch typische Widerstände der verwendeten zweidimensionalen Elektronengase entsprechend der Parameter von Tabelle 4.3 für die verwendeten Probengeometrien im $k\Omega$ -Bereich. Damit ist auch hinsichtlich des 2D-Rückkontaktes eine Frequenzabhängigkeit der Kapazitätsmessung zu erwarten. Abbildung 4.9 zeigt für zwei Magnetfelder den induzierten Strom (resistiver und kapazitiver Anteil). Im Bereich sehr kleiner Gatespannungen ($-1,4$ V) ist das 2DEG verarmt und sowohl der resistive als auch der kapazitive Anteil des Messstroms sind sehr klein. Mit zunehmender Gatespannung steigen beide Signale an. Das kapazitive Signal erreicht schließlich einen im wesentlichen konstanten Wert, welcher der Kapazität der Gesamtstruktur entspricht. Das resistive Signal durchläuft ein Maximum bevor es für höhere Gate-

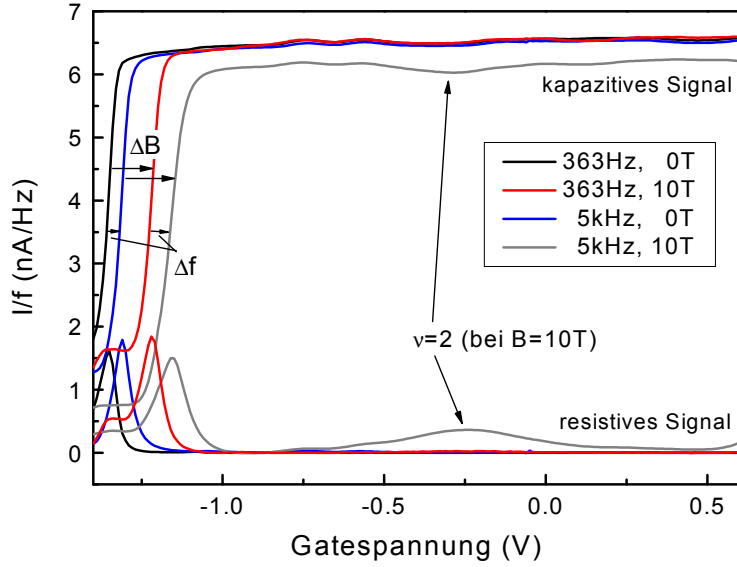


Abbildung 4.9: Kapazitiver und resistiver Anteil des Stromsignals in der Kapazitätsmessung, jeweils normiert auf die Messfrequenz. Bei einem Magnetfeld von 10 T zeichnet sich der Füllfaktor $\nu = 2$ in Messungen bei großen Messfrequenzen (graue Kurve) durch ein Maximum des resistiven Signals aus.

spannungen wieder verschwindet, die maximale Höhe entspricht dabei etwa 30% des kapazitiven Signals. Ändert sich bei konstantem Magnetfeld die Frequenz, so verschiebt sich dieses Maximum und in gleichem Maße die Flanke des kapazitiven Anteils in Richtung höherer Gatespannungen. Diese Verschiebung ist in guter Näherung proportional zur Wurzel der Frequenz. Diese Eigenschaften der frequenzabhängigen Kapazitätsspektroskopie können sehr gut in einem von Goodall *et al.* vorgestellten Modell verstanden werden [64]. Das komplexe Stromsignal lässt sich demgemäß darstellen als

$$I = I_0 \frac{\tanh(\alpha)}{\alpha}, \quad (4.10)$$

wobei der dimensionslose Parameter α gegeben ist durch

$$\alpha = \sqrt{\frac{i\omega C_0 A}{\sigma_{xx}}}. \quad (4.11)$$

Im wesentlichen geht hier die neben den geometrischen Faktoren C_0 (Kapazität) und A (Fläche des Kondensators) die Frequenz $f = \omega/2\pi$ und die Leitfähigkeit des 2DEG σ_{xx} ein. Abbildung 4.10 zeigt die resultierenden Abhängigkeiten der beiden Phasen des Messstroms vom Parameter α .

Im Falle einer sehr großen Leitfähigkeit σ_{xx} und entsprechend eines kleinen Wertes von $|\alpha|$ ergibt sich für die Impedanz Z die für einen reinen Kondensator erwartete Abhängigkeit

$$Z = \frac{1}{i\omega C_0}, \quad (4.12)$$

während das resistive Signal verschwindet.

Mit abnehmender Leitfähigkeit folgt tatsächlich das im Experiment beobachtete Verhalten: Das Kapazitätssignal sinkt monoton auf 0, während der resistive Anteil bei $|\alpha| = 1,512$ ein Maximum durchläuft. Die absoluten Werte der Position und der Höhe des Maximums stimmen allerdings nicht mit der Messung überein, da in einem realen Experiment verschiedene Kapazitäten parallel (Kabel etc.) oder in Reihe (Koppelkondensator) auftreten können.

Im Rahmen dieses Modells ist auch der Einfluss des Magnetfeldes in Abb. 4.9 zu verstehen. Im Vergleich zur 0 T-Kurve ist die Einsatzspannung bei einem Magnetfeld von 10 T um 130 mV (363 Hz) bzw. 150 mV (5 kHz) verschoben. Hier geht einerseits die energetische Verschiebung des Grundzustandes ($\hbar\omega_c/2$) ein und sorgt damit für eine lineare Verschiebung der Einsatzspannung, andererseits bedeutet der bei 10 T deutlich erhöhte Magnetowiderstand gemäß Gl. (4.10) und (4.11) eine zusätzliche Erhöhung der Einsatzspannung. In diesem Zusammenhang ist auch die bei 5 kHz und 10 T deutlich reduzierte Kapazität zu sehen. Der Magnetowiderstand führt zusammen mit der hohen Frequenz zu einer Erhöhung des Parameters α (Gl. 4.11) und damit zu einer Verringerung der gemessenen Kapazität (Abb. 4.10).

Interessanter ist das Auftreten von zusätzlichen Maxima im resistiven Anteil des Messsignals bei geladenem 2DEG, in Abb. 4.9 z. B. bei etwa bei $-0,25$ V. Diese Maxima sind mit einem Minimum in der Kapazität verbunden, dessen Ausprägung von der Beweglichkeit des 2DEG an diesem Punkt abhängt. Ihre Ursache liegt im Auftreten ganzzahliger Füllfaktoren ν im 2DEG und der damit verbundenen Reduktion der Leitfähigkeit σ_{xx} (s. Kap. 2.1.3). Diese Maxima ermöglichen eine Bestimmung der Ladungsträgerzahl des 2DEG und sind nur bei hohen Frequenzen zu beobachten. Umgekehrt werden die Quantenpunktniveaus bei hohen Frequenzen durch diese Kapazitätseinbrüche überdeckt und sind damit besser bei niedrigen Frequenzen spektroskopierbar. Die Wahl einer geeigneten Messfrequenz muss daher in Abhängigkeit der untersuchten Eigenschaft des Systems getroffen werden.

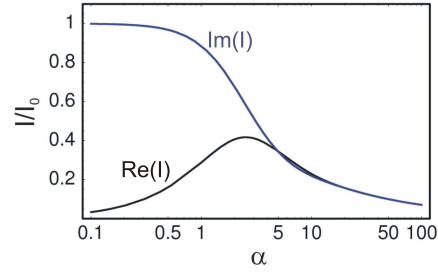


Abbildung 4.10: Resistives (schwarz) und kapazitives (blau) Stromsignal nach Goodall et al. .

4.3.3 Persistiver Photoeffekt

Durch das Wachstum der Heterostrukturen und die dabei eingebrachten Dotierstoffkonzentrationen wird eine Gleichgewichts-Ladungsträgerdichte im 2DEG vorgegeben. Diese kann nachträglich durch das Anlegen einer Gatespannung variiert werden, allerdings ändert sich damit unweigerlich in vielen Gatespannungsbereichen auch die Besetzung der Quantenpunkte. Um diese beiden Besetzungszahlen zu entkoppeln und unabhängig voneinander einzustellen, stehen zwei Methoden zur Verfügung. Beide basieren auf dem Einfrieren der Besetzung von tiefen Störstellen in der Dotierschicht (DX-Zentren) bei Temperaturen unter etwa 150 K [65].

Zum einen kann während des Abkühlvorgangs eine Gatespannung angelegt werden. Durch diese Spannung wird bei hohen Temperaturen eine Besetzung der DX-Zentren eingestellt. Wird die Probe nun mit dieser *Vorspannung* abgekühlt, so friert die Besetzungszahl der DX-Zentren ein und bleibt auch nach dem Ausschalten der Gatespannung erhalten. Die Gatespannungsskala bei tiefen Temperaturen ist nun um den Wert der Vorspannung verschoben, ohne dass dabei die Position der Quantenpunktniveaus verändert wurde.

Eine andere Möglichkeit, die Ladungsträgerzahlen in den Quantenpunkten und im 2DEG unabhängig voneinander zu variieren, ist der persistive Photoeffekt. Beleuchtet man die Proben bei hohen Temperaturen, so steigt durch die zusätzlich erzeugten Ladungsträger die Leitfähigkeit während des Beleuchtens an und sinkt danach wieder auf den ursprünglichen Gleichgewichtswert. Bei tiefen Temperaturen ($T < 150$ K) kann durch das Beleuchten der Probe mit einer Infrarot-LED ebenfalls die Leitfähigkeit gesteigert werden. Durch das Beleuchten werden dabei Elektronen aus den DX-Zentren in das 2DEG angeregt. Da diese bei tiefen Temperaturen nicht wieder relaxieren können, kann somit ähnlich wie beim Vorspannen der Probe ein Nicht-Gleichgewichtszustand eingefroren werden [66]. Allerdings kann die Beleuchtung gezielt in mehreren Schritten und *in situ* erfolgen, so dass ohne großen Aufwand verschiedene Probenkonfigurationen miteinander verglichen werden können. Abbildung 4.11 zeigt verschiedene Kapazitätsspektren nach mehrmaliger Beleuchtung. Betrachtet man nun beispielsweise die Eigenschaften der Probe jeweils bei einer Gatespannung von $-0,5$ V, so sind nach jedem Beleuchtungsschritt die Quantenpunkte mit je zwei Elektronen geladen. Der Einfluss dieser zwei *s*-Elektronen auf das 2DEG kann so für vier verschiedene Ladungsträgerkonzentrationen im 2DEG untersucht werden. Umgekehrt ist es auch möglich, konstante Ladungsträgerzahlen des 2DEG bei unterschiedlicher Besetzung der Quantenpunkte zu untersuchen. Gegenüber dem Abkühlen unter Vorspannung hat die Ausnutzung des persistiven Photoeffektes den Vorteil

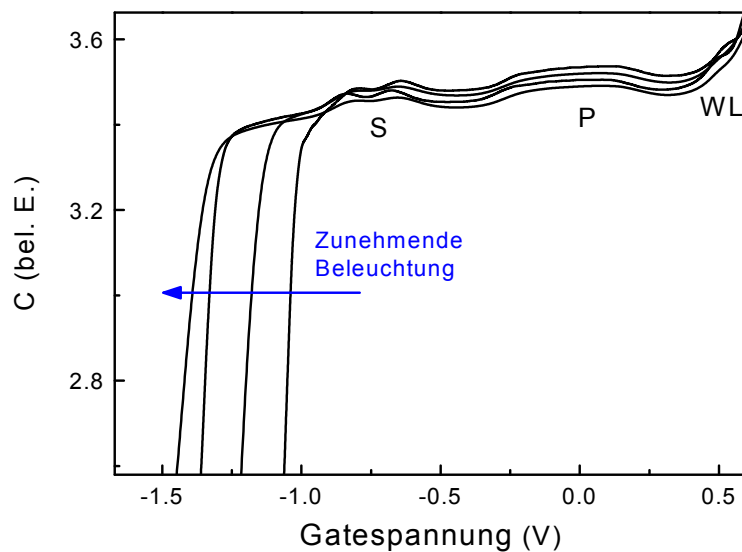


Abbildung 4.11: *Persistiver Photoeffekt: Mit zunehmender Beleuchtung sinkt die Verarmungsspannung des 2DEG, gleichzeitig bleiben die Positionen der Quantenpunktmaxima erhalten.*

einer einfacheren Realisierung verschiedener Probenkonfigurationen während eines Abkühlvorgangs. Dem Nachteil der schlechteren Kontrollierbarkeit kann durch eine möglichst geringe Beleuchtungsintensität entgegengewirkt werden. In vielen Fällen ist eine präzise Kontrolle der Ladungsträgerzahl auch gar nicht nötig, da zusätzlich die Gatespannung als weiterer Parameter zum Einstellen der gewünschten Ladungsträgerzahl zur Verfügung steht.

4.4 Fazit

Die Kapazitätsspektroskopie ist eine hervorragend geeignete Methode zur Spektroskopie von niedrig-dimensionalen Elektronensystemen. Insbesondere auch InAs-Quantenpunkte wurden damit in der Vergangenheit sehr intensiv untersucht. Dennoch konnten bei der Untersuchung von Proben mit dreidimensionalem Rückkontakt neue Aspekte herausgearbeitet werden, vor allem da bisher selten ein so homogenes Quantenpunktensemble mit einer vergleichbaren Auflösbarkeit der p -Schale untersucht wurde. Die Kernaussagen von Kapitel 4.2 lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Das Modell von Warburton [26] beschreibt die Coulombblockade des vorliegen-

den Ensembles nur unzureichend. Die p -Schale zeigt eine von der Besetzungszahl unabhängige Coulombblockade.

- Die Berücksichtigung der temperaturabhängigen Besetzung der Spin-Zustände führt zu einem Wert von $|g| = 0,65$ für den effektiven g -Faktor. Die Erhöhung der Coulombblockade mit zunehmendem Magnetfeld ist dabei im Gegensatz zur Annahme von Medeiros-Ribeiro *et al.* [36] nicht zu vernachlässigen.
- Es kann keine einheitliche effektive Masse der p -Elektronen angenommen werden. Die effektive Masse steigt mit zunehmender Energie der Elektronen.
- Es gibt Hinweise auf ein Befolgen der Hund'schen Regeln beim Auffüllen der p -Schale. Durch die entgegengewirkende Anisotropieenergie ist allerdings das charakteristische Magnetfeld kleiner als im Modell von Warburton berechnet.
- Unter Berücksichtigung dieser Korrekturen lassen sich insbesondere die s -Niveaus hervorragend durch ein harmonisches Einschlusspotenzial beschreiben.

Vor allem der letzte Punkt ist die Basis der Landau-Level-Spektroskopie, welche im folgenden Kapitel vorgestellt wird.

Die Kapazitätsspektroskopie konnte erfolgreich auf Proben mit einem zweidimensionalen Rückkontakt übertragen werden. Kapazitätsmessungen an Proben mit einem solchen Rückkontakt zeigen in ihrer Frequenzabhängigkeit und in Hinblick auf den Einfluss des Magnetfeldes Besonderheiten, die gut im Modell von Goodall *et al.* [64] verstanden werden können. Außerdem ermöglicht die Ausnutzung des persistiven Photoeffektes die Möglichkeit, die Ladungsträgerkonzentrationen in den beiden Quantensystemen in gewissen Grenzen unabhängig voneinander einzustellen (siehe auch Kap. 7.2).

