

# Exzitonen in gekoppelten 2d Elektronen- und 2d Lochgasen

Von der Fakultät Physik der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktors der  
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

MICHAEL POHLT

aus Schwandorf

|                             |                           |
|-----------------------------|---------------------------|
| Hauptberichter:             | PROF. DR. K. VON KLITZING |
| Mitberichter:               | PROF. DR. G. DENNINGER    |
| Tag der Einreichung:        | 17.04.2001                |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 27.07.2001                |

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR FESTKÖRPERFORSCHUNG STUTTGART

2001



# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>5</b>  |
| <b>2</b> | <b>Exzitonen und die Möglichkeit von Bose Einstein Kondensation</b>                   | <b>8</b>  |
| 2.1      | Theorie . . . . .   | 8         |
| 2.2      | Experimente über gekoppelte Elektron-Loch-Systeme . . . . .                           | 11        |
| 2.2.1    | Transport in GaAs/AlGaAs Systemen . . . . .   | 11        |
| 2.2.2    | InAs/GaSb Strukturen - Transport Untersuchungen . . . . .                             | 12        |
| 2.2.3    | Optische Experimente . . . . .  | 14        |
| <b>3</b> | <b>Wechselwirkende Ladungsträger</b>  | <b>16</b> |
| 3.1      | Theoretische Einführung . . . . .   | 16        |
| 3.2      | Kompressibilitätsexperimente mit 2d Systemen . . . . .                                | 19        |
| 3.3      | Thermodynamik gekoppelter Elektron Loch Schichten . . . . .                           | 23        |
| 3.4      | Messung der Kompressibilität mit Hilfe der Kapazität . . . . .                        | 26        |
| <b>4</b> | <b>Realisierung nah benachbarter 2D Elektronen- und Lochgase</b>                      | <b>30</b> |
| 4.1      | Gleichgewichtssysteme . . . . .   | 31        |
| 4.1.1    | Die Diode . . . . .   | 31        |
| 4.1.2    | Ein modulationsdotiertes Gleichgewichtssystem . . . . .                               | 31        |
| 4.2      | Ungleichgewichtssysteme . . . . .   | 33        |
| 4.2.1    | Feldeffekttransistor im Anreicherungsbetrieb für GaAs . . . . .                       | 33        |
| 4.2.2    | Der SIS FET . . . . .   | 35        |
| 4.2.3    | Vom SISFET zu nah benachbarten 2d Elektronen- und Lochgasen                           | 37        |
| 4.2.4    | Gekoppelte Elektronen- und Lochgase mit einer verborgenen leitenden Schicht . . . . . | 39        |
| 4.3      | Unsere Probe . . . . .  | 41        |
| <b>5</b> | <b>Herstellung unserer Probe</b>  | <b>44</b> |
| 5.1      | Molekularstrahlepitaxie von GaAs/AlGaAs . . . . .                                     | 44        |
| 5.2      | Fokussierte Ionenstrahlen . . . . .   | 47        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 5.3      | Verborgene Kontakte durch Wachstumsunterbrechung . . . . .     | 50         |
| 5.3.1    | Ionenstrahlanlage und UHV Transfer Tunnel . . . . .            | 50         |
| 5.3.2    | Eigenschaften von Transfer und Implantat . . . . .             | 52         |
| 5.3.3    | Herstellung einer dichten Barriere . . . . .                   | 59         |
| 5.4      | Strukturierung und Kontaktierung . . . . .                     | 62         |
| 5.4.1    | Flache n-Kontakte . . . . .                                    | 62         |
| 5.4.2    | Verbesserung der Au/Zn/Au Kontakte . . . . .                   | 63         |
| 5.4.3    | ”Self aligned” Frontgate . . . . .                             | 65         |
| 5.4.4    | Die Herstellung einer Probe im Überblick . . . . .             | 67         |
| <b>6</b> | <b>Messungen der Magnetkapazität</b>                           | <b>70</b>  |
| 6.1      | Der Meßaufbau . . . . .  | 71         |
| 6.1.1    | Die Geometrie der Proben . . . . .                             | 71         |
| 6.1.2    | Die elektrische Meßanordnung . . . . .                         | 72         |
| 6.1.3    | Der Kryostat . . . . .   | 74         |
| 6.2      | Charakterisierung der Elektron-Loch-Systeme . . . . .          | 75         |
| 6.2.1    | Elektron-Loch-Systeme: ungleiche Dichten . . . . .             | 75         |
| 6.2.2    | Elektron-Loch-Systeme: gleiche Dichten . . . . .               | 78         |
| 6.2.3    | Experimente mit Magnetfeld . . . . .                           | 79         |
| 6.3      | Kapazität bei tiefer Temperatur und gleichen Dichten . . . . . | 87         |
| 6.3.1    | Messungen . . . . .  | 87         |
| 6.4      | Diskussion der Kapazität bei gleichen Dichten . . . . .        | 94         |
| 6.4.1    | Geometrische Effekte . . . . .                                 | 95         |
| 6.4.2    | Negative Kompressibilität . . . . .                            | 97         |
| 6.4.3    | Temperaturabhängigkeit . . . . .                               | 101        |
| 6.4.4    | Magnetfeldabhängigkeit . . . . .                               | 102        |
| 6.4.5    | Zusammenfassung der Diskussion . . . . .                       | 103        |
| <b>7</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                            | <b>104</b> |

# 1 Einleitung

Von Anfang an war die Entwicklung der Halbleiterphysik vom Zusammenwirken physikalischer Grundlagenforschung und ihren Anwendungen geprägt. Bald nach Einführung der grundlegendsten Konzepte wie Erzeugung von Ladungsträgern durch Dotierung oder gezielte Injektion von Minoritätsladungsträgern wurden Grenzflächen in den Aufbau von Halbleiterbauelementen mit einbezogen. Durch die neugewonnenen Möglichkeiten der Variation der Bandlücke, der effektiven Massen und Beweglichkeiten der Ladungsträger, des Brechungsindex oder des elektronischen Energiespektrums konnten viele bereits bekannte Bauelemente bedeutend verbessert werden, zum Beispiel Heteroleuchtdioden und Bipolartransistoren. Die Entwicklung der Heterostrukturen wurde maßgeblich und unabhängig von Alferov[Alf63] und Kroemer[Kro63] vorangetrieben, die auch beide unabhängig die Idee des Doppelheterostruktur Lasers 1963 veröffentlichten.

Die weitere Entwicklung der technologischen Verfahren zur Herstellung von Halbleitern verlief rasant und ein weiterer Meilenstein war die Einführung der Molekularstrahlepitaxie in den 70er Jahren, mit der man auch Heterostrukturen von guter Qualität erzeugen kann.

Eine große Bandbreite an elektronischen Bauelementen wurde durch die Entwicklung der Halbleiterphysik ermöglicht, die aus dem alltäglichen Leben längst nicht mehr wegzudenken ist. Halbleiterlaser werden zum Beispiel für CDROMs verwendet und für Kommunikationsanwendungen, der Feldeffekttransistor ist sicherlich das Bauteil, das in den größten Stückzahlen gefertigt wird und zum Beispiel als Schalter in Mikrocomputern verwendet wird. Neuerdings werden Hochfrequenzanwendungen immer wichtiger, wo ebenfalls Feldeffekttransistoren zur Signalverstärkung Einsatz finden und daneben auch Dioden in den Mischern.

Mit von Klitzings Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes 1980 [vK80] wurde klar, daß in den niederdimensionalen Strukturen ganz unerwartete Zustände anzutreffen sind. Seitdem werden in der Grundlagenforschung sehr große Anstrengungen unternommen, um (meist) mit Hilfe von Heterostrukturen niederdimensionale Ladungssysteme,

inzwischen auch Quantendrähte und Quantenpunkte zu erzeugen und zu untersuchen. Zur Untersuchung von Wechselwirkungseffekten in 2d Systemen werden häufig auch gekoppelte Elektronenschichten und gekoppelte Lochgasschichten verwendet.

Wechselwirkungseffekte zwischen Elektronen in Festkörpern führen auch zu einem anderen sehr wichtigen Effekt: der Supraleitung. Sie führen zur Ausbildung von Elektronenpaaren, die bei tiefer Temperatur für das Verschwinden des Widerstandes verantwortlich sind. In konventionellen Halbleitern wurde noch nie ein ähnliches Verhalten gefunden, obwohl in zweidimensionalen Lagen metallisches Verhalten der Elektronen existiert. Für solche zweidimensionalen Systeme wird bei Bosonen ein Kosterlitz-Thouless Phasenübergang in einen kondensierten Grundzustand erwartet. Dieser Grundzustand sollte Superfluidität zeigen. Neulich wurde in einem organischen Halbleitern in einem zweidimensionalen System Supraleitung nachgewiesen[Sch01].

Bereits seit 1976 gibt es eine Idee, wie man experimentell den Kosterlitz-Thouless Phasenübergang in einer Halbleiterheterostruktur untersuchen kann: Shevchenko und Lozovik und Yudson haben unabhängig voneinander vorgeschlagen, Bosonen in Form von räumlich indirekten Exzitonen in einer Heterostruktur herzustellen und in diesem System den Kosterlitz Thouless Phasenübergang und Superfluidität zu suchen.

Ziel unserer Arbeit ist es, ein System indirekter Exzitonen herzustellen. Dazu wird eine Halbleiterheterostruktur entwickelt, die nah benachbart eine zweidimensionale Elektronen- und Lochschicht enthält; die Probe wird auch auf ihre thermodynamischen Eigenschaften hin untersucht. In dem Kapitel 2 werden daher die Vorhersagen von seiten der Theorie dargestellt. Danach folgt ein Überblick über bisherige Versuche, stark gekoppelte Elektronen- und Lochsysteme aufzubauen.

Danach folgt im Kapitel 3 eine Diskussion der Thermodynamik wechselwirkender Ladungsträgersysteme. Sie bereitet den Nachweis von Exzitonen mit Hilfe von Kapazitätsmessungen vor.

Der Aufbau einer Probe stellt den Hauptteil der vorliegenden Arbeit dar. Er erfordert die fortgeschrittensten Methoden der modernen Halbleitertechnologie. Die Schwierigkeit liegt darin, unabhängige Kontakte an die Elektronen- und die Lochschicht herzustellen, die sich in einem möglichst geringen Abstand herunter bis zu  $153 \text{ \AA}$  befinden. Gleichzeitig ist zwischen den beiden Systemen eine leckdichte Barriere nötig. In Kapitel 4 wird die Entwicklung des richtigen Konzepts beschrieben und im Kapitel 5 der Aufbau der fokussierten Ionenstrahlanlage und die Entwicklung der Technologieschritte.

Im Kapitel 6 werden die neuartigen Proben erst mit Magnetotransport und Magnetokapazität charakterisiert. Es zeigt sich, daß man im allgemeinen unterschiedliche Elektronen- und Lochdichte in den Proben vorfindet. Man kann jedoch auch übereinstimmende Dichten in beiden Lagen herstellen. In letzteren Proben findet man bei ganz geringen und übereinstimmenden Dichten einen Peak in der Kapazität. Dieser wird auf die Bildung von Exzitonen zurückgeführt. Aus der Temperaturabhängigkeit dieses Peaks erhält man deutliche Hinweise auf den Kosterlitz Thouless Phasenübergang.

Mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Resultate und einem Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten der Technologie sowie physikalische Messungen, die eine eindeutige Entscheidung über den Kosterlitz Thouless Phasenübergang ermöglichen sollen, wird im Kapitel 7 diese Arbeit abgeschlossen.

## 2 Exzitonen und die Möglichkeit von Bose Einstein Kondensation

### 2.1 Theorie

Vor etwa 25 Jahren haben Lozovik und Yudson [Loz75] und Shevchenko [She76] einen neuen Mechanismus für Supraleitung vorhergesagt: in Systemen mit räumlich getrennten Elektronen und Löchern sollen sich Ladungen aufgrund ihrer Coulomb-Anziehung zu Exzitonen binden und bei tiefen Temperaturen in einen supraleitenden Zustand kondensieren.

Dem ging schon eine längere Diskussion unter Theoretikern über die Möglichkeit einer Bose-Einstein-Kondensation (BEK) von Exzitonen in Halbleitermaterialien voraus. Exzitonen in Halbleitern haben zwar große Ähnlichkeit mit dem Wasserstoffatom, aber auch einige wichtige Unterschiede. Die dielektrische Abschirmung des Kristalls reduziert die Coulombwechselwirkung und auch die geringe effektive Masse von Elektron und Loch bewirkt kleinere Bindungsenergien und größere Exzitonenradien gemäß den Bohrschen Formeln

$$E_0 = \frac{me^4}{8\epsilon^2\hbar^2} \approx 5 \text{ meV} \quad (2.1)$$

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{me^2} \approx 100 \text{ \AA} \quad (2.2)$$

Zunächst wurde die spannende Frage von geordneten quantenmechanischen Zuständen von Exzitonen in dreidimensionalen (3d) Kristallen untersucht, und zwar für den Fall, daß die Exzitonenabstände voneinander viel größer als der Abstand von Elektron und Loch ist[Bla62], das heißt  $na_0^3 < 1$ . Später wurden auch überlappende Exzitonen diskutiert ( $na_0^3 > 1$ )[Kel64][Hal68]. Die Bose Kondensation dieser Exzitonen sollte zu einem superfluiden Zustand führen, wobei der Fall geringer Dichte BEK begünstigen sollte. In solch einem System ist jedoch auf Grund der Neutralität der Exzitonen weder der Meissner Effekt noch elektrische Supraströme zu erwarten. Die Frage thermischer Supraströme ist umstritten: Keldysh meint, dissipationsfreier Energietransport unterhalb der Kondensationstemperatur sollte möglich sein[She97], [Kel72].

Bald darauf wurde die wichtige Rolle der Interbandübergänge erkannt[Gus72]. Falls

die Lebensdauer der Exzitonen  $\tau_r$  zu gering wird, ist Superfluidität des Exzitonensystems ausgeschlossen.

Es gibt aber Systeme, wo Elektron-Loch-Rekombinationen nur sehr langsam ablaufen. Ein Beispiel stellt  $\text{Cu}_2\text{O}$  dar. Das ist ein direkter Halbleiter, bei dem der direkte Übergang eines Elektrons vom Leitungs- ins Valenzband aus Paritätsgründen verboten ist. Das führt zu einer relativ langen Exzitonendauer. In diesem System wurden auch Hinweise auf BEK gefunden, aber eine eindeutige Klärung der Vorgänge konnte bisher nicht erreicht werden[Sno90].

Wenige Jahre nachdem das Problem der Phasenfixierung durch Interbandübergänge erkannt worden war, kamen Lozovik und Yudson und Shevchenko auf die Idee, räumlich getrennte Elektronen und Löcher zu betrachten, die durch eine Barriere getrennt sind und daher nicht rekombinieren können. Da in Halbleitern die Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barriere exponentiell mit der Barrierendicke verschwindet und die Coulombanziehung nur mit einem Potenzgesetz, sollte man für den Abstand der Gase Werte finden, bei denen die Coulombkopplung dominiert. Es ist entscheidend, die Barriere bis in den Bereich des Exzitonradius bringen zu können, ohne starke Zunahme der Übergänge zwischen den Schichten. Für das GaAs/AlGaAs System ist hier der Bereich zwischen 90 und 120 Å interessant.

Gemäß der Idee der räumlich getrennten Elektronen und Lochgase können die Exzitonen in den beiden getrennten Lagen einen Suprastrom bilden. Durch die Ladungstrennung sollen so benachbarte entgegengesetzte elektrische Ströme dissipationsfrei in beiden Schichten fließen, also ohne einen Spannungsabfall. Als mögliche Konfiguration für ein Experiment wurde eine Schaltung gemäß Abbildung 2.1 vorgeschlagen, um ein Aufbrechen der Paare zu verhindern. Der Strom durch den Widerstand R sollte hier unabhängig von der Länge des gekoppelten Elektron-Loch-Systems sein.

Wenn bei höheren Exzitonendichten der mittlere Exzitonabstand geringer als

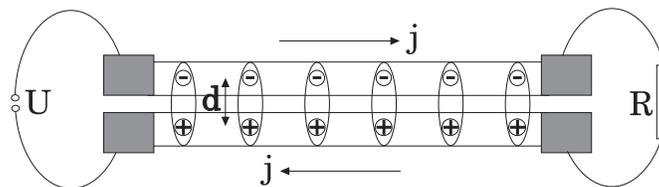


Abbildung 2.1: Anordnung zur Messung eines Suprastromes

die Größe der Exzitonen wird, ist die Paarung von Elektronen und Löchern nur noch möglich, wenn die Fermiflächen von Elektronen und Löchern kongruent sind[She97], [She76]. Diese Schwierigkeit kann eventuell ein starkes senkrechtes Magnetfeld beseitigen; wenn alle Ladungsträger im untersten Landauniveau sind und die magnetische Länge  $\sim (\hbar/eB)^{1/2}$  geringer als der exzitonische Bohrradius  $4\pi\epsilon\hbar^2/e^2m$  ist, ist die Kongruenz der Fermiflächen überflüssig[Kur78]. Eine andere Abhilfe wurde von Conti et al. in der Anwendung eines uniaxialen Drucks auf die Probe gesehen[Con98]. Durch den uniaxialen Druck soll die Anisotropie des Lochbandes reduziert werden.

Shevchenko hält grundsätzlich den Phasenübergang in einen superfluiden Zustand bei den geringsten Exzitonendichten für am wahrscheinlichsten[She98][She97].

Der erwartete Phasenübergang der Exzitonen ist wegen ihrer Zweidimensionalität vom Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Typ. Gemäß dem Hohenberg Theorem kann es keine außerdiagonale langreichweitige Ordnung in zweidimensionalen Systemen geben, so daß eine Bose-Einstein-Kondensation nicht möglich ist.

Vignale und MacDonald haben sich der Frage zugewandt, wie man am besten Supraleitung und den Phasenübergang nachweist[Vig96]. Sie betrachten den Fall hoher Exzitonendichten, weil er experimentell leichter erreichbar ist. Dementsprechend stützen sie sich auf die BCS Theorie.

Ganz unabhängig von mikroskopischen Beschreibungen sollen bei Anwesenheit eines Anteils von suprafluiden Exzitonen die elektrischen Felder in den beiden Schichten gleich sein. Deutliche Spuren sollte der Übergang in den superfluiden Zustand vor allem im Transferwiderstand des Drageffekts zeigen. Im normalleitenden Zustand ist der Transferwiderstand viel kleiner als der longitudinale Widerstand. Bei Absenkung der Temperatur sollte sofort bei der Übergangstemperatur der Transferwiderstand einen Sprung auf Werte der Größenordnung des longitudinalen Widerstandes ausführen. Bei Annäherung an  $T \rightarrow 0$  sollte nach Vignale und MacDonald der Transferwiderstand divergieren ( $R_T \rightarrow \infty$ )[Vig96].

Bei geringen Teilchendichten scheint auch die Ausbildung eines Exzitonengases im normalen Zustand gefolgt von einem Phasenübergang bei tieferen Temperaturen in einen superfluiden Zustand möglich. Bei solch einem Szenario wäre schon im normalleitenden Zustand der Drag Effekt stark erhöht. Dennoch erwarten Vignale et. al. einen Sprung des Transferwiderstandes beim Phasenübergang[Vig96]

## 2.2 Experimente über gekoppelte Elektron-Loch-Systeme

Es ist weithin bekannt, daß die Erforschung des Grundzustandes von indirekten zwei-dimensionalen Elektron-Loch-Gasen in Halbleitern experimentell eine äußerst schwierige Aufgabe ist. In den Jahren seit Erscheinen der ersten Theorien wurden einige experimentelle Arbeiten auf diesem Gebiet bekannt[Fuk90][Kas91][Siv92][But94][Che95][Mar99]. Sie sind allesamt Gegenstand kontroverser Diskussion. Eine eindeutige Klärung konnten die aufgeworfenen Fragen dabei nicht erhalten.

Mit zunehmendem Fortschritt der Halbleitertechnologie verschiebt sich das Hauptinteresse der Forschung mehr zu den niederdimensionalen Systemen; weil unser Experiment sich auch auf den Fall gekoppelter 2d-Systeme beschränkt, wollen wir in diesem Abschnitt einen kurzen Überblick über einige Experimente mit Hinweisen auf BEK in gekoppelten 2d-Systemen geben.

### 2.2.1 Transport in GaAs/AlGaAs Systemen

Sivan, Solomon und Shtrikman haben 1992 über Transportmessungen an einem 2d Elektron-Loch-System in GaAs/AlGaAs berichtet. Die Probe hat unabhängige Kontakte an den Elektronen und den Lochkanal. Unterhalb einer Temperatur von 9K wurden die Kontakte unzuverlässig, so daß die Onsager Relation nicht mehr erfüllt war - der Transport war nicht mehr linear. Für eine Diskussion technologischer Details dieser Probe verweisen wir auf ein Kapitel weiter unten (4.2.3).

Die unabhängige Kontaktierung versetzte die Autoren in die Lage, den Drag-Effekt zwischen dem Elektronen- und dem Lochsystem zu messen. Sie fanden einen Transferwiderstand, der mehr als 5 mal größer war als erwartet. Die Rechnung wurde mit Fermi's "Goldener Regel" durchgeführt. Das Matrixelement wurde in RPA Näherung erfaßt. Bei geringen Dichten und höheren Temperaturen wird der Transferwiderstand durch gekoppelte Plasmonenmoden erhöht. Besonders bei geringen Temperaturen, wo sich am ehesten Exzitonen ausbilden können, ist der Unterschied zwischen ihrer Theorie und ihrem Experiment groß. Aber dieses Experiment gibt keinen Hinweis auf einen Phasenübergang, evtl. in einen superfluiden Zustand im zugänglichen Temperaturbereich.

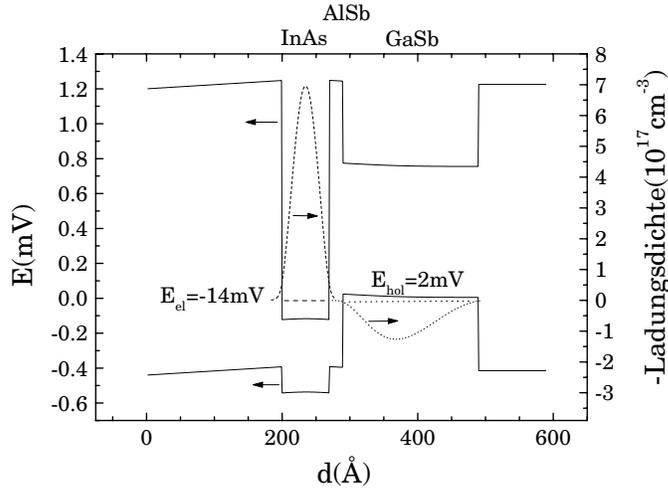


Abbildung 2.2: Bandstrukturschema einer InAs/AlSb/GaSb Heterostruktur. Mit eingezeichnet sind die (negativen) Ladungsträgerdichten ermittelt mit einem Poissonsolver. Überlappende Grundzustände in den Töpfen.

### 2.2.2 InAs/GaSb Strukturen - Transport Untersuchungen

Für die Herstellung von gekoppelten 2d Elektronen- und Lochgasen sind auch die InAs/GaSb Systeme von Interesse. Durch die Anordnung der Bandoffsets kommt bei benachbarten InAs und GaSb-Schichten das Leitungsband von InAs energetisch unter dem Valenzband von GaSb zu liegen (extremer Typ II Bandverlauf). Der Überlapp beträgt 150 meV [Liu94],[Che95].

Durch diesen Überlapp befinden sich auch im Gleichgewicht Elektronen im InAs Leitungsband sowie Löcher im GaSb Lochband. Auch bei Formung von zwei dünnen Schichten aus GaSb und InAs übereinander kann man noch die jeweils untersten quantisierten 2d Zustände im Überlapp haben, so daß es auch möglich ist, gekoppelte 2d Elektronen- und Lochgase zu erzeugen. Deshalb wurde diese Halbleiterkombination schon zur Untersuchung von räumlich getrennten Exzitonischen Isolatoren oder Superfluidität vorgeschlagen[Zhu90]. Dabei wurde eine Probe mit einer Isolationsschicht aus AlSb zwischen den InAs und GaSb Schichten verwendet.

Später haben Naveh und Laikhtman unter Berücksichtigung der quantenmechanischen Kopplung zwischen den Elektronen und den Löchern die Bandstruktur für die Bewegung in der Ebene errechnet[Nav95]. Dabei gingen sie von einer Probe ohne AlSb

Barriere oder wenigstens für Kopplung ausreichend dünnen Barriere aus. Sie erhalten einen W-förmigen Bandverlauf und eine neue Energielücke von etwa 5 meV. Die Fermienergie ist bei Ladungneutralität in dieser Lücke; in den Bändern können sich Quasiteilchen bilden, beispielsweise durch ein elektrisches Feld oder durch Dotierung.

Eine exzitonische Instabilität wird für beide Systeme erwartet, wenn die Lücke kleiner als die Exzitonenbindungsenergie ist[Nav96]. Da jedoch die Quasiteilchen in den Barrieren von gemischtem Typ sind, ist hier die Bindungsenergie reduziert. Deshalb erscheint auch hier die Barriere zur räumlichen Trennung der Elektronen und Löcher wichtig.

Die Kontaktierung der Elektronenschicht ist durch eine Metallaufgabe auf der Oberfläche aus InAs oder durch einlegiertes Au und Ge möglich[Yoh91], die Löcher kann man auch durch Einlegieren von Au und Ge kontaktieren[Yoh91]. Die Herstellung eines Gates ist schwieriger; Sie wird am ehesten durch eine Isolatorschicht realisiert[Rah98].

In dieser Materialklasse wurden vorwiegend Transportexperimente im Tunnelregime durchgeführt. Drndic et. al. haben die Herstellung einer Probe mit Front und Backgate beschrieben[Drn97]. Das Frontgate erfordert dabei Isolierung durch ein Polyimid, das Backgate kann durch ein dotiertes GaAs Substrat hergestellt werden[Coo98]. In dieser Struktur wurde ein Widerstandspeak bei Magnetfeld 0 und tiefen Temperaturen nahe bei gleichen Ladungsdichten von Elektronen und Löchern nachgewiesen. Das wird als Hinweis auf Hybridisierung zwischen Elektronen- und Lochzuständen und die Ausbildung einer Energielücke aufgefaßt. Durch eine Isolationsschicht konnte der Peak unterdrückt werden.

Cheng und Mitarbeiter haben Transmissionsmessungen im Ferninfraroten an Proben mit enger Kopplung zwischen Elektronen und Löchern durchgeführt. Sie haben neben dem Zyklotronpeak zwei weitere Peaks entdeckt, und sie Intraexzitonübergängen zugeordnet[Che95]. Das wäre ein Beweis für einen stabilen exzitonischen Grundzustand. In der Zwischenzeit wurde an sehr ähnlichen Proben von Vasiliev et al.[Vas99] und Marlow et. al.[Mar99]ebenfalls eine Infrarottransmissionsmessung durchgeführt. Sie haben ähnliche Peaks gefunden, interpretieren sie nun aber mit Hilfe der Hybridisierung der Bandstrukturen in Anlehnung an Naveh und Laikhtman. Offenbar ist hier die Interpretation nicht eindeutig.

In diesem Materialsystem ist kein Weg für getrennte Kontaktierung der beiden Schichten bekannt. Deshalb ist es für unser Experiment ungeeignet.

### 2.2.3 Optische Experimente

Es hat in der Vergangenheit eine ganze Reihe von optischen Untersuchungen in Heterostrukturen des Materialsystems GaAs/AlGaAs gegeben mit der Zielrichtung Bose-Einstein-Kondensation von Exzitonen. Fukuzawa, Mendez und Hong haben Exzitonen in zwei benachbarten Quantentöpfen im Abstand von 40 Å mit Photolumineszenz (PL) untersucht[Fuk90]. Sie können die optisch erzeugten Exzitonen durch ein Feld trennen, so daß Elektronen und Löcher in den beiden verschiedenen Quantentöpfen sitzen. Es wurde eine sprunghafte Verringerung der PL-Linienbreite bei Reduktion der Temperatur unter der Voraussetzung eines ladungstrennenden Feldes festgestellt. Die Sprungtemperatur beträgt 5 K bei 28 kV/cm. Außerdem verschiebt sich der Peak mit Reduktion der Temperatur im selben Bereich um 5 mV zu geringeren Energien.

Diese Effekte werden von Fukuzawa et al. als Hinweis auf einen Phasenübergang der Exzitonen in einen kollektiven Zustand gewertet. Die Exzitonenenergie würde durch ein gemittelttes Potential bestimmt, weil die langreichweitige Ordnung des kollektiven Regimes sich über weit größere Bereiche als ein einzelnes Exziton erstreckte.

Bald darauf jedoch fanden Kash et. al. nach einer detaillierteren Studie mit zusätzlichen zeitaufgelösten PL Messungen eine andere Interpretation derselben Daten, die sogar quantitativ richtig war[Kas91]. Die Autoren interpretieren nun die inhomogene Breite der PL-Linie mit einer thermischen Fermi-Dirac-Verteilung der Exzitonen.

Eine spätere Untersuchung von Butov und Mitarbeitern verwendete eine AlAs/GaAs Heterostruktur[But94],[But93]. Hier können sich auch räumlich indirekte Exzitonen bilden; bei diesen sitzt das Elektron im X-Band der AlAs Schicht und das Loch in der benachbarten GaAs Schicht. Durch Anlegen einer geeigneten Spannung kann man dafür sorgen, daß das X-Band der AlAs Schicht energetisch unter dem  $\Gamma$ -Valenzband der GaAs Schicht zu liegen kommt. Dann werden die wiederum optisch erzeugten Exzitonen bevorzugt in diese indirekten Exzitonenzustände von hoher Lebensdauer relaxieren.

Butov und Mitarbeiter haben in diesem Experiment aus dem Verlauf der integrierten Photolumineszenzintensität und aus der Lebensdauer der Exzitonen auf eine erhöhte Diffusionskonstante der Exzitonen bei höheren senkrechten Magnetfeldern geschlossen[But94]. Dieser Effekt existiert nur bei niedrigen Temperaturen. Diese Erhöhung der Beweglichkeit läßt sich einerseits als kohärenter Zustand im Exzitonensystem

erklären; andererseits käme aber zum Beispiel auch ein Interferenzeffekt ähnlich wie beim negativen Magnetwiderstand in Frage.

Weiterhin wurde in der Intensität der Lumineszenz bei hohen Magnetfeldern ein breitbandiges Rauschen von sehr hoher Amplitude gefunden. Sie wird als starker Hinweis auf Kohärenz im Exzitonensystem bewertet, da ja die Rauschamplitude invers proportional zur Anzahl der statistisch unabhängigen Rauschquellen ist.

Das Rauschen tritt nur im indirekten Regime auf, wo die Exzitonen lange Lebensdauern haben. Es existiert nur bei tiefen Temperaturen unterhalb 4 K. Starkes Rauschen gibt es nur bei geringen Exzitonendichten und hohen senkrechten Magnetfeldern. Diese Umstände gelten alle als förderlich für eine kondensierte Phase.

Später haben Butov und Filin einige Aussagen aus diesem Experiment überprüft und bestätigt [But98]. Um die Diffusionskonstante der Exzitonen mittels Photolumineszenz zu messen, verwendeten sie dieselbe AlAs/GaAs Struktur; dabei bedeckten sie diesmal einen Teil der Probe mit einem Streifenmuster aus undurchsichtigem NiCr. Nach Diffusion der Exzitonen unter diese Streifen wird das bei der Rekombination emittierte Licht im NiCr absorbiert. Durch Vergleich der Photolumineszenz einer Stelle der Probe ohne NiCr Maske und einer Stelle mit Maske gewinnen sie eine Aussage über die Diffusionskonstante. Sie stellen wieder bei hohem Magnetfeld über 8 Tesla starke Zunahme der Diffusion fest.

Einen weiteren Hinweis auf Kondensation stellt die starke Zunahme der strahlenden Rekombinationsrate der indirekten Exzitonen bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen dar. Dieser Effekt wurde als Superradianz für kondensierte Systeme erwartet.

Um Superfluidität eines indirekten Exzitonensystems zweifelsfrei nachzuweisen, sind Transportexperimente unverzichtbar. Dadurch kann man erwartete Phänomene der Superfluidität wie das Verschwinden des Widerstandes überprüfen. Optische Experimente lassen Interpretationen außer der Kondensation der Exzitonen zu. Das wird an der schwierigen Interpretation des Experiments von Fukuzawa et al. besonders deutlich.

### 3 Wechselwirkende Ladungsträger

Bevor man an die Erzeugung einer superfluiden Phase von Exzitonen denken kann, muß man solche Exzitonen erzeugen. Dazu gilt es, den Grundzustand des gekoppelten Elektronen- und Lochsystems möglichst gut zu verstehen, um die experimentellen Bedingungen aufzufinden, die Voraussetzung für die Formung von indirekten Exzitonen darstellen.

Wechselwirkungseffekte durch die Coulomb Anziehung und Abstoßung verschieden- und gleichnamig geladener Fermionen prägen diesen Grundzustand. Deshalb werden am Anfang die wichtigsten Begriffe des wechselwirkenden Ladungsträgersystems gleichnamiger Ladungsträger eingeführt. Danach wird etwas spezieller auf einige experimentelle Resultate bei 2d Ladungsträgersystemen eingegangen, weil wir beim Verständnis der gekoppelten Elektronen und Lochsysteme darauf aufbauen können. Dort soll dann untersucht werden, inwieweit das Verhalten dieser Systeme von dem einer einzelnen Elektronen- oder Lochschicht abweicht.

#### 3.1 Theoretische Einführung

Eine Ansammlung wechselwirkender Elektronen enthält aufgrund der negativen Ladungen und der Coulomb Abstoßung eine hohe Energie. Konkrete Realisierungen von Elektronensystemen werden daher immer durch positive Hintergrundladungen stabilisiert. Bei Festkörpern fungieren häufig lokalisierte Ionen als Kompensationsladung. Deshalb wird auch in theoretischen Rechnungen stets eine positive Raumladung berücksichtigt. Die Bewegung der positiven Ladungsträger wird dabei im einfachsten Fall vernachlässigt (Phononen). Eine drastischere Annahme stellt die Homogenität des Ladungshintergrundes dar. Wir weisen jetzt schon darauf hin, daß es Ziel unseres Experimentes sein wird, ein 2d Elektronensystem ohne lokalisierte oder gar homogene positive Ladungsträger zu untersuchen; unser System wird im Gegenteil aus einer 2d Schicht von Elektronen neben einer 2d Schicht von Löchern bestehen. Uns interessiert gerade die Frage, welche Konsequenz dieser Unterschied für den Grundzustand haben wird.

Das System wechselwirkender Elektronen mitsamt der homogenen Hintergrundladung wird durch folgenden Hamilton Operator beschrieben[Fet71]:

$$H = H_{el} + H_b + H_{el-b} \quad (3.1)$$

$H_{el}$  ist der interessanteste Term und beschreibt die Elektronenbewegung und die Wechselwirkung zwischen den Elektronen.

$$H_{el} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{8\pi\epsilon\epsilon_0} e^2 \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (3.2)$$

Die beiden anderen Terme beschreiben die potentielle Energie des ruhenden Ladungshintergrundes sowie die Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Hintergrund. Diese Gleichungen gelten für 3d Systeme und für 2d Systeme.

Für die Wechselwirkung im System ist das Verhältnis des Teilchenabstandes  $r_0$  zum Bohrradius  $a_B$  maßgeblich. Die gebräuchlichen Größen lauten:

$$r_s = \frac{r_0}{a_B} \quad \text{mit} \quad a_B = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{me^2} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{n} = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \quad (\text{im 3d Fall}), \quad \frac{1}{n} = \pi r_0^2 \quad (\text{im 2d Fall}). \quad (3.4)$$

$n$  ist die Dichte des wechselwirkenden Systems.

Wir beschränken uns nun auf den 2d Fall. Wenn man die Größenordnung der Coulomb-Wechselwirkung mit  $U = e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot \sqrt{\pi n}$  abschätzt, dann erhält man

$$r_s = \frac{U}{E_F} \quad (3.5)$$

Der Teilchenabstand mißt also die relative Bedeutung von Coulomb Wechselwirkung zu kinetischer Energie.

Es ist interessant, den obigen Hamilton Operator noch einmal in dimensionslosen Größen mit Hilfe des neuen Parameters  $r_s$  aufzuschreiben (Energie in Einheiten des Rydberg,  $1Ry = me^4/32\pi^2\epsilon^2\hbar^2$  ) [Tan89]:

$$H = \frac{1}{r_s^2} \sum_{1 \leq i \leq n} \nabla_i^2 + \frac{2}{r_s} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} + const. \quad (3.6)$$

In der Konstanten stehen die Wechselwirkungsterme mit dem Ladungshintergrund. Das Vielteilchenproblem wird allein durch den Parameter  $r_s$  bestimmt, der im Wesentlichen den mittleren Teilchenabstand wiedergibt. Der erste Term entspricht der kinetischen

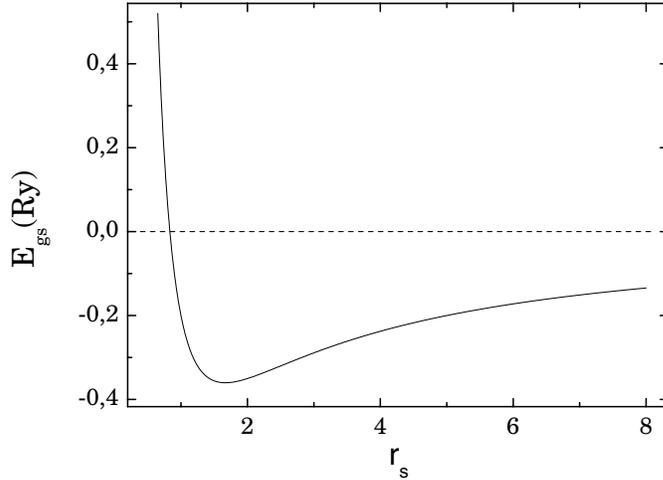


Abbildung 3.1: Grundzustandsenergie pro Ladungsträger des 2DEG in erster Näherung, kinetische und Austauschenergie berücksichtigt. Energie in Einheiten des Rydberg.

Energie und man kann sofort sehen, daß bei kleinen Werten von  $r_s \rightarrow 0$  dieser Term dominiert. Das entspricht dem Fall hoher Dichten. Der Ausdruck legt eine Entwicklung der Energie des Grundzustandes nach dem kleinen Parameter  $r_s$  nahe. Es zeigt sich, daß das nicht möglich ist, weil schon der 2. Term divergiert.

Man kann aber in Hartree Fock Näherung den folgenden Ausdruck für die Grundzustandsenergie  $E_{gs}$  eines 2DEG gewinnen (in Rydberg)[Nag84][Tan89]:

$$E_{gs} = \left( \frac{1}{r_s^2} - \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \frac{1}{r_s} \right) n \quad (3.7)$$

Der erste Summand ist wieder die kinetische Energie, der zweite heißt Austauschenergie (exchange energy) und ist negativ. Er stammt von der Antisymmetrisierung der Vielteilchenwellenfunktion. Der direkte Coulomb-Energie-term, der auch ohne Antisymmetrisierung der Wellenfunktion existiert, hebt sich mit dem Term der Hintergrundladung weg[Fet71]. Man kann das auch so formulieren, daß die Summe der Hartree Terme bei einem homogenen System wegen der Ladungsneutralität 0 ergibt. Die übrigen Ausdrücke der Entwicklung nach  $r_s$  werden unter dem Begriff der Korrelationsenergie (correlation energy) zusammengefaßt. In Abb. 3.1 wird die so genäherte Grundzustandsenergie über dem Abstandsparameter aufgetragen.

Man sieht, wie die Energie bei kleinen Teilchenabständen durch den kinetischen Term divergiert. In diesem Sinne kann man sagen, daß Fermionen eine effektive Ab-

stoßung aufeinander wegen des Pauli Prinzips ausüben. Die Coulombwechselwirkung wird bei kleineren Dichten erst relevant und sorgt für ein Minimum der Grundzustandsenergie bei einem bevorzugten Teilchenabstand.

Die oben angegebene Energie entstammt einem Variationsverfahren und ist daher nur eine obere Grenze für die tatsächliche Energie. Wigner hat für den 3d Fall gezeigt, daß man im Grenzfall geringer Dichte ( $r_s \rightarrow \infty$ ) eine Zustand geringerer Energie finden kann, wenn sich die Elektronen in einem Gitter fest anordnen[Wig38][Fet71].

Solche Überlegungen gibt es auch für zweidimensionale Systeme. Eine recht umfassende Behandlung mit einem Greens Function Monte Carlo Verfahren führt bei Tanatar und Ceperley[Tan89] auch zu dem Resultat, daß oberhalb von  $r_s \approx 37$  im 2DEG der Wigner Kristall den Grundzustand bildet.

Es gibt auch Berechnungen der Korrelationsenergie mit verschiedenen Methoden: RPA Näherung[Ior81][Raj77], STLS Methode[Jon76], Leiter Approximation[Nag84] sowie Green Function Monte Carlo[Tan89]. In der Kompressibilität spielt dieser Energiebeitrag jedoch nur eine untergeordnete Rolle und kann daher experimentell kaum bestimmt werden.

Der Sachverhalt, daß es nur eine obere Grenze für die Grundzustandsenergie gibt, eröffnet Freiraum für weitere Überlegungen. Zum Beispiel legt das Minimum der Energie bei endlicher Ladungsträgerdichte die Idee nahe, daß es zu Inhomogenitäten der Elektronenverteilung in der Ebene kommen könnte, so daß sich eine Ladungsdichtewelle (charge density wave) ausbilden könnte.

### 3.2 Kompressibilitätsexperimente mit 2d Systemen

Um Eigenschaften des Grundzustandes und dessen Energie experimentell zu untersuchen, eignen sich Kompressibilitätsmessungen hervorragend. Die Kompressibilität gibt an, wie stark sich die Gesamtenergie des wechselwirkenden Systems pro Teilchen ändern muß, wenn man die Dichte des Systems erhöht:

$$\kappa = \left( n^2 \frac{\partial^2 E}{\partial n^2} \right)^{-1} = \left( n^2 \frac{\partial \mu}{\partial n} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

Eng damit verknüpft ist die thermodynamische Zustandsdichte

$$D_T = \frac{\partial n}{\partial \mu} \quad (3.9)$$

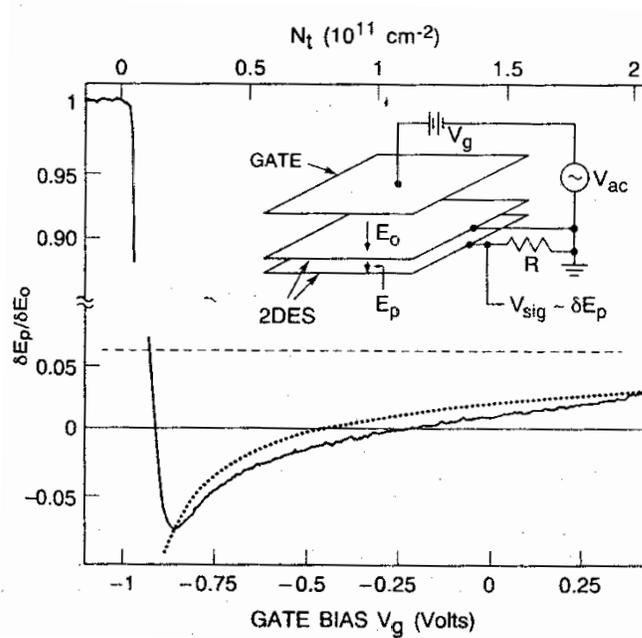


Abbildung 3.2: Kompressibilitätsmessung von Eisenstein.  $B = 0$ ,  $T = 1,2\text{K}$ . oben rechts: die verwendete Meßanordnung[Eis92].

Eine Kompressibilitätsmessung mit einem 2DEG wurde erstmals 1992 von Eisenstein durchgeführt[Eis92]. Die Abb. 3.2 zeigt seinen Meßaufbau im Einsatz oben rechts. Er verwendet eine Doppellagenstruktur mit zwei 2DEG übereinander (Abstand  $\approx 37$  nm). Sie besitzt außerdem separate elektrische Kontakte für die beiden Schichten. Auf der Probenoberfläche befindet sich oberhalb des oberen 2DEG ein Frontgate (480 nm darüber). Von hier aus wird mit einer Gatespannung die Dichte im oberen 2DEG verändert. Mit einem Gleichspannungsanteil wird dabei eine Dichte eingestellt, die mit einem Wechselspannungsanteil in der Gatespannung moduliert wird. Durch die endliche Kompressibilität ändert sich bei dieser Anordnung auch die Ladungsdichte auf der unteren Platte. Diese Änderung wird auf der Frequenz der Wechselspannung als Potentialänderung über einem Widerstand gemessen. Sie ist direkt zur Kompressibilität proportional.

Die gesamte Anordnung besteht demnach aus zwei hintereinander geschalteten Plattenkondensatoren. Zwischen die oberen beiden Platten wird die Spannung angelegt, und zwischen den unteren beiden der dadurch erzeugte Potentialunterschied gemessen.

Die Abb. 3.2 zeigt auch die so aufgezeichnete Meßkurve der Kompressibilität im Magnetfeld 0. Bei hohen Dichten (positive Gatespannung) durchdringt ein Teil des elektrischen Feldes die obere Platte und zieht Elektronen in das untere 2DEG. Das rührt daher, daß bei einer positiven endlichen Kompressibilität nicht alle elektrische Feldlinien im oberen 2DEG enden können, weil das mehr Energie kosten würde als die elektrostatische Energie des unteren Kondensators zwischen beiden Platten. Bei Absenkung der Dichte mit der Gategleichspannung durchschreitet das obere 2DEG den Fall idealer Abschirmung, in dem keine Feldlinien durch das System durchgreifen, um im Fall geringer Dichten im Bereich negativer Kompressibilität ein Minimum auszubilden. Akkumuliert man also in diesem Bereich mit Hilfe der Gatespannung zusätzliche Elektronen im oberen 2DEG, bewegen sich spontan auch noch zusätzliche Elektronen vom unteren 2DEG ins obere. Diese negative Kompressibilität des Systems bedeutet thermodynamisch natürlich Instabilität. Die Gesamtkompressibilität der Probe wird durch die elektrischen Felder, die durch die Ladungstrennung erzeugt werden, immer positiv gehalten, so daß von außen keine Elektronen in das obere 2DEG hineinlaufen. In anderen Worten: Man muß für diese Art Messungen ein großes Elektronenreservoir so neben dem 2DEG anbringen, daß unter Aufwand geringer elektrostatischer Energie Ladungsträger transferiert werden können.

Man kann diese Messungen verstehen, indem man aus der Grundzustandsenergie die Kompressibilität des 2DEG ausrechnet. Die gepunktete Kurve in Abb. 3.2 zeigt diese Kompressibilität unter Berücksichtigung der kinetischen Energie, der Austauschenergie und außerdem der Korrelationsenergie nach Tanatar und Ceperley[Tan89], die aber nur einen kleinen Unterschied bewirkt. Die gestrichelte Kurve berücksichtigt nur den Term der kinetischen Energie, ist also die Kompressibilität ohne Wechselwirkung. Die Übereinstimmung ist ohne jeden Fitparameter gut und die quantitativen Abweichungen werden durch Details der 2DEG in Halbleitern bewirkt: die endliche Schichtdicke der Elektronen führt zu abgeschwächter Coulombabstoßung, außerdem ist mit Hartree Effekten der Bandverbiegung zu rechnen[Eis94]. Effekte durch die Wechselwirkung zwischen den Schichten erwägen die Autoren nicht.

Es gibt auch analoge Messungen für 2DHG von Shapira et al.[Sha96] und Millard et al.[Mil96]. Die gemessene Kompressibilität für Lochgase sieht qualitativ genauso aus wie für Elektronen einschließlich der stark negativen Kompressibilität bei kleinen Dichten. Millard et al. finden im wechselwirkenden Bereich sehr ähnliche Kurven für

Elektronen und Löcher (sie haben an gekoppelten 2DEG/2DEG und 2DHG/2DHG Proben gemessen); bei höheren Dichten ist die Kompressibilität für Lochsysteme erheblich größer als für Elektronen; das ist wegen der höheren Masse, die für eine größere Einteilchenzustandsdichte sorgt, zu erwarten. Die Kompressibilität bleibt im gesamten gemessenen Ladungsdichtebereich negativ und kommt erst bei den höchsten Dichten in die Nähe der Nulllinie. Verwendet man wieder die Hartree-Fock Näherung der Grundzustandsenergie, so kann man auch diese Eigenschaften berechnen. Die Kompressibilität bleibt negativ und die Divergenz bei kleinen Dichten sieht für Elektronen und Löcher nahezu gleich aus. Das ist nicht besonders überraschend, da die Wechselwirkungsenergie im Hamilton Operator für Elektronen und Löcher gleich ist, und die unterschiedliche Masse nur die kinetische Energie betrifft. Für die 2DEG/2DEG Proben haben dieselben Autoren gefunden, daß in der Tat keine Zwischenlageneffekte den Grundzustand beeinflussen, indem sie die Kompressibilität für verschiedene Abstände zwischen den beiden 2DEG in verschiedenen Proben bestimmt haben und keine Abweichung vorliegt.

Die Studie von Shapira et al. wurde an gekoppelten Elektronen- und Lochschichten durchgeführt. Dabei wurde versucht, die Kompressibilität des 2DHG mit Hilfe des 2DEG auszumessen. Das 2DEG diente dabei nur als Detektor für die Kompressibilität des 2DHG. Das Experiment wurde an zwei ähnlichen Proben, eine mit 40 nm und eine mit 14 nm Barriere, durchgeführt. Die Kompressibilität divergiert auch in diesem Experiment bei den niedrigsten Dichten. Die Ergebnisse für die beiden Proben sehen deutlich unterschiedlich aus, der Einfluß der Wechselwirkung ist dabei in der Probe mit geringerem Abstand zwischen Elektronen und Löchern stärker ausgeprägt. Es scheinen also Zwischenlageneffekte eine Rolle zu spielen, aber im untersuchten Ladungsdichtebereich der Elektronen oberhalb  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist keine Abhängigkeit von der Teilchendichte im Elektronensystem festzustellen. Die Temperaturabhängigkeit der Kompressibilität in diesem Experiment setzt erst oberhalb 17 K ein, und zwar gleichzeitig für alle Dichten des Lochgases. Unterhalb ist die Kompressibilität konstant, oberhalb verschwindet die negative Divergenz.

Dieses Experiment gewinnt keine klare Aussage, ob es zu Wechselwirkungseffekten zwischen der Elektronen- und der Lochschicht kommt und welche Bedeutung sie im Vergleich zu den Intralageneffekten besitzen. Das Experiment untersucht nur die Bereiche höherer Elektronendichte bei geringer Lochdichte. Wir betrachten jedoch den Fall gleicher und geringer Elektronen- und Lochdichte als besonders interessant. Dennoch

deutet sich ein Effekt der Interlagenwechselwirkung hier bereits an, weil Proben von verschiedener Barrierendicke unterschiedliche Kompressibilität zeigen.

### 3.3 Thermodynamik gekoppelter Elektron Loch Schichten

Während die Kompressibilität und damit der Grundzustand der Einzelschicht experimentell und theoretisch recht gut bekannt ist, ist der Grundzustand des Doppellagensystems sehr wenig erforscht, weil es schwierig ist, die nötigen Proben für Experimente herzustellen. Für Doppellagensysteme gleichnamiger Ladungsträger scheint es auch bei geringen Barrierendicken von 175 Å noch keine meßbaren Wechselwirkungseffekte zwischen den Schichten zu geben. Der Fall der gekoppelten Elektronen und Lochschichten, der auch in der Theorie besonders heftig umstritten ist, ist experimentell noch völlig offen.

Für diesen Fall nah benachbarter 2DEG und 2DHG gibt es wegen der attraktiven Coulomb Wechselwirkung die Auffassung, daß der Grundzustand durch die Coulombwechselwirkung beeinflusst werden müßte. Zum Beispiel haben Lozovik und Berman in Abhängigkeit von der Temperatur, des Abstands zwischen den Systemen  $d$  und der Teilchendichte Phasenübergänge zwischen drei Phasen errechnet: Fermi-Flüssigkeit, Ladungsdichtewelle in einer Schicht und Dichtewelle der indirekten Exzitonen, das heißt die Ladungsdichtewellen in beiden Schichten sind in Phase[Loz98]. Allerdings sollen diese Phasen mit den Ladungsdichtewellen bei mittleren und nicht bei den niedrigsten Teilchendichten auftreten. Sie setzen die Existenz eines Wigner Kristalls mit 3 zusammenpassenden Ladungsdichtewellen gleich, die das in 2d Systemen stabile Dreiecksgitter formen.

Ein anderes Modell eines Phasendiagramm für gekoppelte Elektron- Loch Systeme bei endlichen Temperaturen könnte die Phasen der Fermiflüssigkeit und bei tieferen Temperaturen und geringeren Dichten einer gekoppelten Ladungsdichtewelle enthalten. Bei noch tieferen Temperaturen würde sich dann noch eine Phase indirekter Exzitonen bilden.

Um die Bindungsenergie indirekter Exzitonen abzuschätzen, muß man von folgendem Hamiltonoperator ausgehen:

$$H = H_{ez} + H_{hz} + H_{2d} + H_{Coul} \quad (3.10)$$

$H_{ez}$  beschreibt die beschränkte Bewegung in z-Richtung des Elektrons,  $H_{hz}$  ebenso

für Löcher.  $H_{2d} = \hbar^2 \Delta / 2\mu$  beschreibt die kinetische Energie von Elektron und Loch ( $\mu$  ist die reduzierte Masse) in der Ebene. Der letzte Term enthält die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern:

$$H_{Coul} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0\sqrt{(z_e + z_h + d)^2 + r^2}} \quad (3.11)$$

Dabei ist  $z_e$  und  $z_h$  der Abstand von Elektron bzw. Loch von der Barriere (vgl. unten Abb. 3.4).  $d$  ist die Dicke der Barriere und  $r$  der Abstand zwischen Elektron und Loch in der 2d Ebene.

Die Wellenfunktion in  $z$ -Richtung wollen wir durch folgende Wellenfunktion beschreiben:

$$\phi_{e,h} = \sqrt{\frac{b_{e,h}^3}{2}} z_e e^{-b_{e,h}z_e/2} \quad (3.12)$$

$3/b_{e,h}$  gibt die Breite der Wellenfunktion vor.

Mit diesen Ansätzen kann man den Erwartungswert der Coulombenergie berechnen:

$$\langle H_{Coul} \rangle = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{b_e^3 b_h^3}{2} \int dz_e dz_h z_e^2 z_h^2 e^{-b_e z_e - b_h z_h} \frac{1}{\sqrt{(z_e + z_h - d)^2 + r^2}} \quad (3.13)$$

Um zu einem einfachen analytischen Resultat zu kommen, schätzen wir nun in dem Wurzelausdruck  $z_e + z_h + d \approx d_{eff} = 3/b_e + 3/b_h + d$  ab. Für große  $d_{eff} \gg r$  kann man den Erwartungswert schließlich durch eine Parabel annähern (vgl. [Loz76]):

$$\langle H_{Coul} \rangle = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left( -\frac{1}{d_{eff}} + \frac{r^2}{d_{eff}^3} \right) \quad (3.14)$$

Für größere Abstände in  $z$ -Richtung zwischen Elektron und Loch wird das Exziton also durch ein parabolisches Potential in der 2d Ebene gebunden. Die Tiefe des Potentialminimums ergibt sich zu

$$V_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 d_{eff}}, \quad (3.15)$$

die Eigenfrequenz der Schwingung im Potentialminimum ist

$$\omega = \sqrt{\frac{2V_0}{\mu d_{eff}^2}} \quad (3.16)$$

Die Energieeigenwerte liegen bei

$$E_n = \hbar\omega \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (3.17)$$

Die zugehörige Eigenfunktion des Grundzustandes hat eine  $1/e$ -Breite von

$$\Delta r = a_B^{1/4} d_{eff}^{3/4} \quad (3.18)$$

Die obige parabolische Näherung ist daher gültig, soweit  $a_B \ll d_{eff}$ , wenn die Exzitonen im Grundzustand sind.

Die Bindungsenergie des Grundzustandes ist dann gleich

$$V_0 - E_0 = \frac{1,2 \cdot 10^{-7} \text{ meV}}{d_{eff}/m} \left( 1 - \frac{7,3 \cdot 10^{-5} \text{ meV}}{\sqrt{d_{eff}/m}} \right) \quad (3.19)$$

Für  $d_{eff} = 100 \text{ nm}$  erhält man eine Bindungsenergie von  $0,92 \text{ meV}$ . Für kleinere Werte von  $d_{eff}$  wird die parabolische Näherung ungenau und man nimmt zu starke Beschränkung der Wellenfunktion an. Dadurch wird die Bindungsenergie unterschätzt. Für kleinere  $d_{eff}$  erhält man nur noch eine untere Abschätzung für die Bindungsenergie des Exzitons.

Die Wechselwirkung benachbarter Exzitonen ist nur so lange zu vernachlässigen, als der Abstand zwischen Exzitonen größer als der Abstand zwischen Elektronen und Löchern ist. In diesem Grenzfall gilt der Ausdruck für die abstoßende Dipolwechselwirkung

$$V_{Dipol} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{2d^2}{R^3} \quad (3.20)$$

Mit Erhöhung der Dichte ist daher zu erwarten, daß etwa ab der Bedingung  $d = R$  keine Exzitonen im engeren Sinn mehr beobachtet werden können. Ein strengeres Kriterium

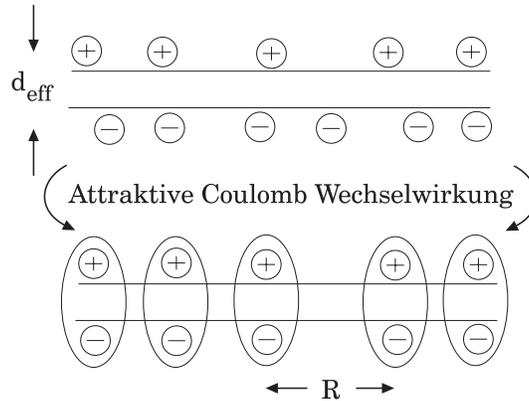


Abbildung 3.3: Zur Illustration der Exzitonen an den Grenzflächen.

für die Existenz von Exzitonen ist der Überlapp der Wellenfunktionen benachbarter Exzitonen:

$$n\Delta r^2 \approx n \left( a_B^{1/4} d_{eff}^{3/4} \right) \approx 1 \quad (3.21)$$

Bei höheren Dichten kann man nicht mehr von individuellen Exzitonen reden, sondern nur noch von Korrelationseffekten, daß Elektronen sich bevorzugt gegenüber von Löchern aufhalten und umgekehrt.

### 3.4 Messung der Kompressibilität mit Hilfe der Kapazität

MacDonald hat das Experiment von Eisenstein unter einem anderen Blickwinkel betrachtet. Das Doppellagensystem wird nach seiner Interpretation durch eine Spannung von einem Gate aus geladen. Die Elektronen verteilen sich dann so auf die beiden Schichten, daß die Gesamtenergie minimiert wird. Bei großen Abständen zwischen den Schichten wird diese Energie auch als Summe der Einzelenergien zuzüglich der Feldenergien ausgerechnet und man ist zurück bei dem Fall von Eisenstein.

Das 2DEG/2DHG System läßt sich noch einfacher auch ohne Metallgate von außen beladen, denn die Interlagenspannung transferiert ein Elektron von der Lochschicht zur Elektronenschicht, füllt also ein zusätzliches Loch in die Lochschicht und ein zusätzliches Elektron in die Elektronenschicht.

Daher haben wir bei unseren Messungen größtenteils auf zusätzliche Gates verzichtet. Die Dichte wird immer mit der Spannung zwischen 2DEG und 2DHG eingestellt. Die modulierte Meßspannung liegt ebenfalls zwischen Elektronen- und Lochkanal. Im folgenden sollen jetzt die Ladungsträgerverteilung in unserer Probe betrachtet werden, die schließlich zu Ausdrücken für die Kapazität und die Kompressibilität des zweidimensionalen Elektronen- und Lochsystems führen.

In unseren Strukturen befinden sich neben dem 2DEG Donatoren und neben dem 2DHG Akzeptoren gemäß Abb. 3.4. Die Dotiergrade sind so eingestellt, daß noch keine 3d Leitfähigkeit parallel zum 2d Kanal bei tiefen Temperaturen existiert. Sie betragen bei allen Proben ca.  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Das bedeutet, daß in diesem Bereich die Fermienergie noch weit vom jeweiligen Band entfernt ist.

Für ein ähnliches System haben Gudmundsson und Gerhardt die Kapazität im Rahmen einer Hartree Näherung berechnet[Gud87]. Sie haben allerdings nicht einen Kondensator mit einem 2DHG und einem 2DEG betrachtet, sondern statt dessen ein

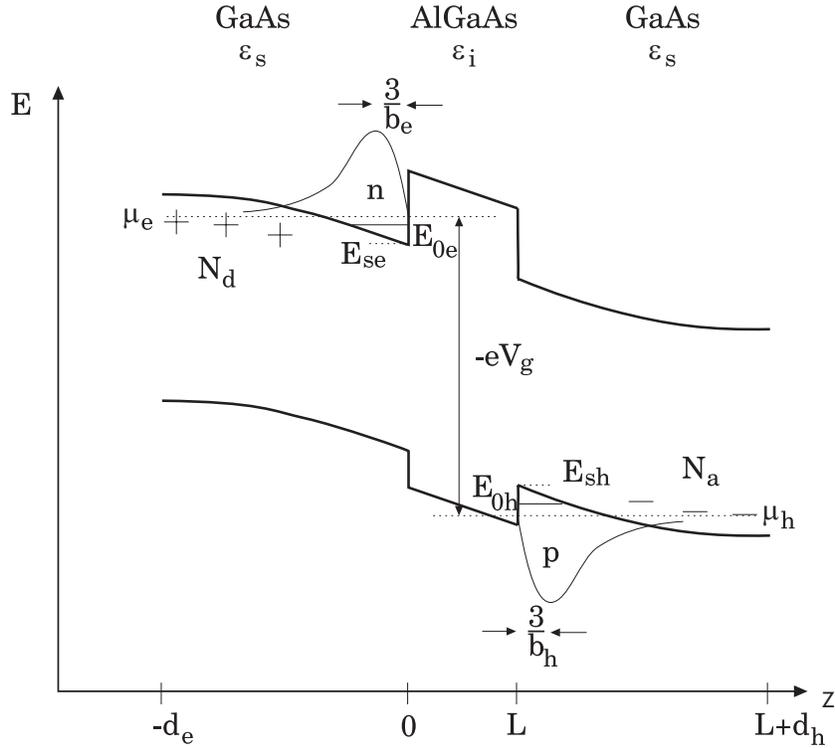


Abbildung 3.4: Schemazeichnung des Kondensators mit zwei Heterogrenzflächen.  $E_0$  ist das unterste gebundene Subband,  $E_s$  die Tiefe des Potentialtopfes,  $\mu$  das Quasi-Ferminiveau, Donator- und Akzeptordotierung auf der Elektronen- und Lochseite sind ebenfalls angedeutet. Der Index  $e$  bzw.  $h$  bezieht sich je auf die Elektronen- und auf die Lochseite.

2DEG mit einem Metallgate. Die Lösung läßt sich aber leicht auf unseren Fall verallgemeinern. Sie haben zur Lösung der Schrödinger- und der Poissongleichung folgenden Ansatz für die Wellenfunktion verwendet (Fang-Howard-Wellenfunktion):

$$\chi_0(\zeta) = \sqrt{\frac{b^3}{2}} \zeta e^{-b\zeta/2} \quad (3.22)$$

Dabei steht  $\zeta$  für den Abstand von der Barriere in  $z$ -Richtung. Das bedeutet, daß die verwendete Wellenfunktion nicht in die Barriere eindringt. Im allgemeinen Fall für eine Elektronen- und eine Lochplatte verwenden wir diese Wellenfunktion auf der Elektronen und der Lochseite.

Außerdem muß man bei Gudmundssons und Gerhardts' Rechnung einen Parameter  $N_A d$  vorgeben. Er gibt die Feldstärke an der Grenzfläche genau bei der Schwellspan-

nung vor und wird als die Gesamtraumladung im GaAs Bereich ausgedrückt. In der Originalrechnung wurden Akzeptoren, also negative Raumladung hinter dem 2DEG angenommen, so daß sich das Band in die Horizontale biegt.

In der hier untersuchten Struktur ist aber hinter dem 2DHG Akzeptordotierung und hinter dem 2DEG Donatordotierung angebracht. Das bewirkt natürlich einen besonders flachen Bandverlauf, besonders in der Nähe der Schwellspannung. Dadurch werden die Wellenfunktionen sehr breit. Gudmundsson und Gerhardtts haben gefunden, daß Umladungseffekte der Dotieratome eine sehr untergeordnete Rolle spielen und deshalb die Konzentration konstant vorgegeben. Durch die äußerst geringen Dotiergrade unserer Proben verwenden wir auf beiden Seiten  $N_A d = 0$  bzw  $N_D d = 0$ .

Zunächst wird dabei eine selbstkonsistente Lösung für die Poisson- und die Schrödingergleichung im Bereich der Elektronen, also für  $z < 0$  in Abb. 3.4 gesucht. Daraus erhält man schon unter der Annahme, daß nur ein Subband besetzt ist, die elektronische Subbandenergie des untersten Bandes

$$E_{0e} - E_{se} = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} \frac{3}{b} \frac{55}{64} n \quad (3.23)$$

und den Parameter

$$b_e = \left\{ \frac{33\pi}{2a_B} n \right\}^{1/3}. \quad (3.24)$$

Der Erwartungswert für die z-Koordinate der Elektronen  $\langle z_e \rangle$  beträgt  $3/b_e$ .

Diese Prozedur ist unabhängig davon, ob auf der anderen Seite der AlGaAs Barriere ein Metall oder ein Halbleiter folgt. Daher bleibt sie auch für unseren Fall richtig. Die Löcher werden nun zur Vereinfachung auch durch eine effektive Masse beschrieben. Auch hier soll nur ein Subband besetzt sein. Dann erhält man die Gleichungen 3.23 und 3.24 sinngemäß genauso für die Löcher. Wie zu erwarten, hängt sowohl die Subbandenergie als auch die Breite der Wellenfunktion über den Parameter  $a_B$  von der Masse ab. Die Subbandenergie der Löcher ist tiefer im Potentialminimum und die Breite der Lochwellenfunktion ist geringer.

Anschließend kann man nun mit der Bedingung für Ladungsneutralität

$$p + N_D d_e = n + N_A d_h \quad (3.25)$$

genauso wie in [Gud87] die Kapazität berechnen:

$$\frac{1}{C} = \frac{d}{\epsilon\epsilon_0} + \frac{1}{e^2 D_{T,e}} + \frac{1}{e^2 D_{T,h}} + \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{b_e} \frac{55}{32} + \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{b_h} \frac{55}{32} \quad (3.26)$$

Die letzten beiden Terme beschreiben die sog. Hartree Effekte, d. h. die Einflüsse der Bandverbiegung auf die Kapazität.

Dabei bedeutet  $D_{T,e}$  und  $D_{T,h}$  die thermodynamische Zustandsdichte der Elektronen bzw. Löcher. Die Ausdrücke mit  $D_{T,e}$  und  $D_{T,h}$  beschreiben die Verschiebung der chemischen Potentiale auf der Elektronen- und Lochseite mit variierender Teilchenzahl. Im Falle großer Abstände zwischen den beiden Lagen, bei denen die Wechselwirkung zwischen ihnen keine Rolle spielt, gilt außerdem

$$\frac{1}{D_{T,e}} + \frac{1}{D_{T,h}} = \frac{\partial \mu_e}{\partial n} + \frac{\partial \mu_h}{\partial p}. \quad (3.27)$$

Die thermodynamische Zustandsdichte bzw. die Kompressibilität der Einzelschichten ist recht gut bekannt. Es soll in diesem Experiment untersucht werden, ob Abweichungen von Gl. 3.27 in dem System von stark gekoppelten 2DEG und 2DHG auftreten.

## 4 Realisierung nah benachbarter 2D Elektronen- und Lochgase

Nah benachbarte Elektronen- und Lochgase sind grundsätzlich mit hohen intrinsischen elektrischen Feldern der Größenordnung  $E_{gap}/ed$  verknüpft. Hier ist  $E_{gap}$  die Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband,  $e$  die Elementarladung und  $d$  der Abstand der beiden Ladungsträgerschichten. Um nah benachbarte 2d Elektronen und Lochschichten mit separaten Kontakten zu erzeugen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Sie sind in zwei Hauptgruppen zu unterteilen: die Gleichgewichts- und die Nichtgleichgewichtssysteme. Beide Methoden werden in diesem Kapitel erläutert um deren Schwierigkeiten und Begrenzungen zu zeigen.

Für die Gleichgewichtsverfahren kann man beide Schichten durch Dotierung erzeugen. Diese Möglichkeit wird im folgenden Abschnitt erörtert. Danach wird gezeigt, wie man durch Verwendung einer von aussen angelegten Spannung zwischen dem Elektronen- und dem Löchersystem den Abstand zwischen beiden stark reduzieren kann; durch geeignete Wahl der Geometrie können dann auch gekoppelte zweidimensionale Elektronen und Lochsysteme verwirklicht werden. Wegen der Verwendung einer von außen angelegten Spannung heißen diese Verfahren Nicht-Gleichgewichts Systeme.

Da ein großer Teil dieser Arbeit der Konzeption und dem Aufbau einer Probe gewidmet war, sollen in diesem Kapitel die Bedingungen und Konzepte für die Herstellung eines Elektronen- und Lochsystems dargestellt werden. Hier werden die grundlegenden Ideen bereitgestellt, mit denen schließlich der Aufbau eines Elektron-Loch-Transistors geglückt ist. Nachdem anfänglich der falsche Ansatz eines gekoppelten Doppeltrog-Systems verfolgt wurde, war eine intensivere Auseinandersetzung mit verschiedenen Transistorvarianten die notwendige Voraussetzung für den Erfolg dieser Arbeit. Deshalb sollen in diesem Kapitel die technologischen Grundlagen aufgezeigt werden.

## 4.1 Gleichgewichtssysteme

### 4.1.1 Die Diode

Bei der Herstellung von entgegengesetzt dotierten Schichten baut man immer einen pn- oder pin-Übergang auf. Durch die unvermeidbaren Diffusionsvorgänge bildet sich die Verarmungszone aus; über sie fällt etwa die Spannung  $E_{gap}/e$  ab, da bei tiefen Temperaturen bis zur Entartung dotiert wird, um Leitfähigkeit zu erzeugen.

Um die beiden 2d Systeme möglichst nahe aneinanderzurücken, ist es nötig, die Verarmungszone so schmal wie möglich zu machen. Zur analytischen Auswertung nimmt man stufenförmige Verteilungsfunktionen der Ladungsträger an. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich für gleiche Dotiergrade der Akzeptoren und der Donatoren die Breite der Verarmungszone einer einfachen Diode zu[Sze81, S. 77]

$$d = \left( \frac{4\epsilon\Delta\phi}{Ne} \right)^{1/2}. \quad (4.1)$$

Dabei ist  $e$  die Elementarladung und  $\epsilon$  die dielektrische Konstante von AlGaAs und als solche nicht zu beeinflussen. Die Größe  $\Delta\phi$  ist der Potentialabfall in der Verarmungszone und ebenfalls unveränderlich. Er beträgt etwa die Energielücke  $E_{gap}/e$ . Lediglich durch Erhöhung des Dotiergrades  $N$  läßt sich die Verarmungszone reduzieren. Bei einer Dotierung von  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  erhält man als Abschätzung für die Dicke der Verarmungszone etwa 270 Å.

### 4.1.2 Ein modulationsdotiertes Gleichgewichtssystem

In Abb. 4.1 wird eine Probe mit modulationsdotiertem Elektronen- und Lochsystem, wie sie von Rubel et. al. gebaut wurde[Rub98], schematisch gezeigt.

Das 2d Elektronensystem wird durch die Modulationsdotierung oberhalb des oberen Topfes erzeugt, das 2d Lochsystem durch die Dotierung unterhalb des unteren Quantentopfes. Zusätzlich ist zwischen den beiden Schichten Dotierung nötig, um das elektrische Feld des pn Übergangs auf einen schmaleren Bereich zu beschränken. Ohne die Dotierung in der Mitte würde die Verarmungszone bis an die Modulationsdotierung außerhalb der Quantentöpfe heranreichen und daher würden auch keine 2d Ladungssysteme existieren. Auf diese Art gelang es Rubel et al., die beiden Ladungssysteme in 1900 Å Abstand zu realisieren. In diesem Abstand sind die Coulombwechselwirkungen zwischen den Schichten noch schwach. Der Schichtabstand ist deutlich größer als

der Bohrradius für GaAs  $a_0 \approx 100 \text{ \AA}$ . Der Abstand zwischen Elektronen und Löchern ist noch deutlich größer als der Abstand zwischen Ladungsträgern in und derselben Schicht bei gut meßbaren Teilchendichten ( $d \approx 200 \text{ \AA}$  bei der Dichte  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ).

Die separaten Kontakte an die untere Schicht können hergestellt werden, indem man die obere Schicht an der entsprechenden Stelle wegätzt und die untere Lochschicht mit Au/Zn/Au Kontakten kontaktiert. Die obere Schicht Elektronenschicht wird durch Au/Ge/Ni kontaktiert. Die Kontakte durchdringen auch die Lochschicht, die darunter liegt. Es stellt sich hier aber ein pn-Übergang zwischen dem 3D n-leitenden Bereich und dem 2d Lochkanal ein, der bei den tiefen Temperaturen unterhalb 20 K ausreichend gut isoliert für die geringen Spannungen, die die Probe im Betrieb benötigt. Mit diesem Verfahren können mit der vorhandenen MBE Anlage schwach gekoppelte 2DEG/2DHG Proben hergestellt werden, deren Elektronensystem Beweglichkeiten von etwa 220000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  erreicht, das Lochsystem 32000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ .

Um den Abstand zwischen den Elektronen und den Löchern zu verringern, kann man zunächst auf alle undotierten Bereiche in der Barriere verzichten. Außerdem hilft es, auch die Quantentröge zu dotieren. Dann wird man selbstverständlich auch den "Spacer" bei der Modulationsdotierung weglassen. Dadurch kann man bis auf einen Abstand der beiden Gase von 500-600  $\text{ \AA}$  kommen. Jedoch ist das mit einer erheblichen Einschränkung der Beweglichkeit der Ladungsträger durch die Streuung an Dotiera-

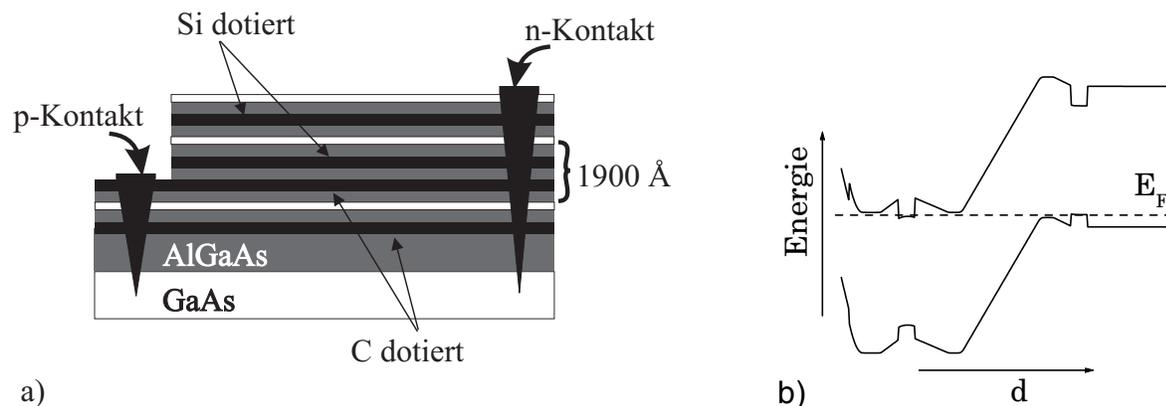


Abbildung 4.1: Modulationsdotierte Elektronen- und Lochsysteme in geringem Abstand.  
a) Aufbauschema b) Bandstruktur

tomen erkaufft, die räumlich sehr nah benachbart sind. Daher wurde dieses Verfahren zunächst nicht gewählt, da es eine andere Technik gibt, die hier überlegen ist: Durch die Nichtgleichgewichtssysteme ist die Chance gegeben, bei noch geringeren Abständen gute Beweglichkeiten zu erhalten, weil die Dotierung dann nur noch im Kontaktbereich benötigt wird.

## 4.2 Ungleichgewichtssysteme

Voraussetzung für die Herstellung eines Elektronen- Lochsystems im Nichtgleichgewicht ist der Aufbau eines Feldeffekttransistors im Akkumulationsbetrieb. Im gewählten Materialsystem GaAs/AlGaAs stehen dem Schwierigkeiten bei der Herstellung der bündigen Kontakte entgegen. Zunächst wird nun der Aufbau von III/V Transistoren und die Einstellung der Schwellspannung erörtert sowie die Schwierigkeiten bei der Kontaktierung des Kanals, bevor die Spezialitäten der Transistoren mit Gates aus Halbleitermaterial diskutiert werden. Ziel des Kapitels ist es, zu zeigen, mit welchen Komplikationen der Aufbau eines Systems aus nah benachbarten 2d Elektronen- und Lochsystemen behaftet ist, und welche Lösung von uns gefunden werden konnte.

### 4.2.1 Feldeffekttransistor im Anreicherungsbetrieb für GaAs

Die Abb. 4.2 zeigt schematisch den Bandverlauf in einem n-Kanal Feldeffekttransistor im Anreicherungsmodus ohne angelegte Spannung. Der Bereich ganz rechts ist leitfähig und fungiert als Kontakt. Durch Anlegen einer Spannung zwischen den Kontakten und dem Gate kann man zunächst unmittelbar nur das chemische Potential im Bereich des Kontakts beeinflussen. Dadurch wird man Ladungen zwischen Gate und Kontakt verschieben gemäß

$$C_p = \frac{Q}{U}. \quad (4.2)$$

Dabei ist  $C_p$  die geometrische Kapazität zwischen Gate und den Kontakten (der Index p steht für parasitär).

Die Bandkante wird sich überall im Kontaktbereich außer an der Oberfläche genau um die Änderung des chemischen Potentials  $d\mu$  mitverschieben, so daß im Inneren des Kontaktes die Ladungsneutralität gewahrt bleibt [Bü93]. Die Feldlinien können den leitfähigen Bereich nicht durchdringen, weil sie in der Nähe seiner Oberfläche Ladungen induzieren.

Erhöht man die positive Biasspannung weiter, so nähern sich die Ladungsträger der Grenzfläche an. Ab einer gewissen Mindestspannung, der Schwellspannung, kann man die Situation in Abb. 4.3 erreichen, in der die Ladungsträger die Barriere erreichen. Den Wert der Schwellspannung erhält man aus dem Bandverlauf gemäß Abb. 4.3.b. Das Metallgate hat darin zum AlGaAs Isolator den Bandoffset  $\Phi_1$ , der Kanal hat einen Offset  $\Phi_2$ .

Der Isolator besteht aus  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Bei fehlender Substratdotierung hat man kein Substratfeld; dann fällt die Schwellspannung, ab der Ladungen aus den Kontakten in den Kanal gezogen werden können, näherungsweise mit der Flachbandbedingung an der Kanalgrenzfläche zusammen. Daher erhält man ohne Substratfeld folgenden Ausdruck für die Schwellspannung[Sol84]

$$V_T = \Phi_1 - \Phi_2 - eNd^2/2\epsilon_i \quad (4.3)$$

Der Unterschied der Austrittsarbeiten führt zu einer hohen Schwellspannung. Diese kann durch Modulationsdotierung herabgesetzt werden auf einen Bereich positiver und negativer Werte.  $N$  ist die Anzahl der ionisierten Dotieratome in der Modulationsdotierung. Der Beitrag zur Schwellspannung  $eNd^2/2\epsilon_i$  wird durch die ionisierten Donatoren herbeigeführt. Man erhält ihn durch Integrieren der Poissongleichung.  $d$  ist die Dicke der AlGaAs Barriere.

Ein Beispiel zeigt die Abb. 4.3.a. Durch verschiedene Ätztiefen für den "Gate recess" erreicht man hier eine präzise Einstellung der Schwellspannung[Hü90]. Man kann diesen Transistor im Verarmungsmodus oder im Anreicherungsmodus betreiben. Solange man

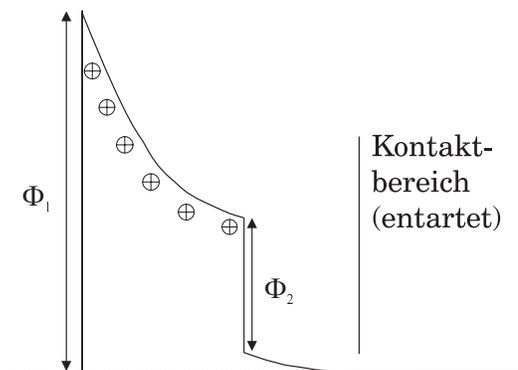


Abbildung 4.2: Zur Erklärung der Kondensatorplatten aus Halbleitern

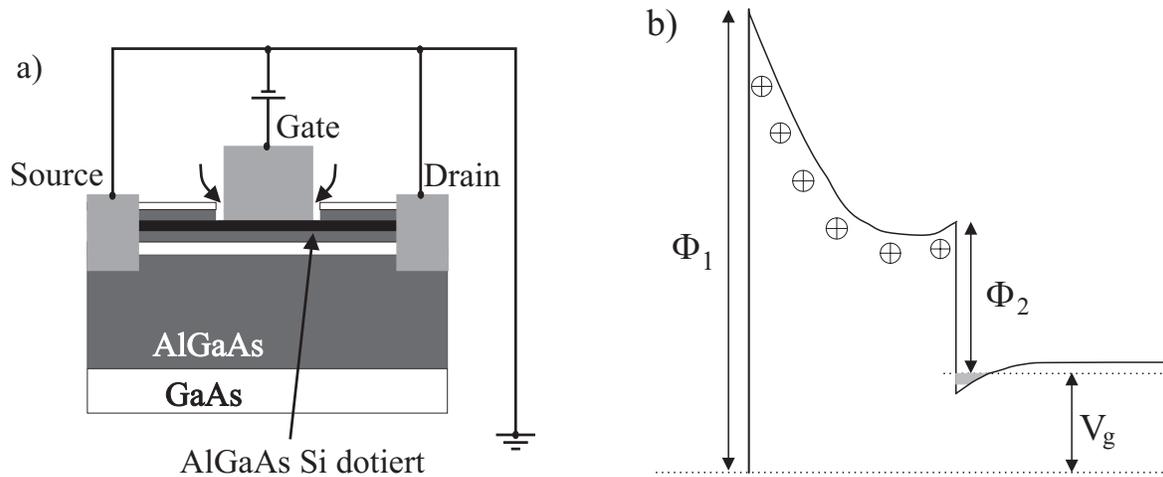


Abbildung 4.3: a) möglicher Aufbau eines FET im Anreicherungsmodus für GaAs; b) Typisches Bandstrukturschema eines E-FET in GaAs/AlGaAs

nicht in die Schicht ätzt, ist ein Elektronensystem im Kanal. Nur wo ein Stück der Deckschicht abgetragen wird, ist der Kanal entvölkert.

Bei der Herstellung des Anreicherungs-FET stellt die Kontaktierung des Kanals in der Regel die größte Schwierigkeit dar. Die Kontakte müssen unmittelbar bis an das Gate heranreichen, da sonst keine leitende Verbindung zwischen dem Kanal und den Kontakten existieren kann. In der Abb. 4.3 sind die Bereiche durch Pfeile markiert. Diese Art Kontakte funktioniert nur für Elektronen und nicht für Lochgas. Sie wird für Anwendungen bei 300 K eingesetzt.

Falls die angedeuteten Lücken zwischen den Kontakten und dem Kanal existieren, entsteht eine Potentialbarriere zwischen dem Kanal und dem Kontakt. Ein Gleichgewicht zwischen Kanal und Kontakt wird dadurch unmöglich. Um auch bei tiefen Temperaturen arbeiten zu können, müssen die Kontakte noch besser ausgeführt werden, da die Ladungsträger dann auch kleine Barrieren nicht mehr überwinden können.

#### 4.2.2 Der SIS FET

Wenn das Gate bei einem solchen Device im Anreicherungsmodus als hochdotierter Halbleiterbereich ausgeführt wird, spricht man vom SIS FET (Semiconductor Insulator Semiconductor Field Effect Transistor). Er wurde zuerst von Solomon entworfen [Sol84] und gebaut. Das Gate bestand dabei aus  $n^+$ -GaAs. Beinahe zeitgleich wurde auch

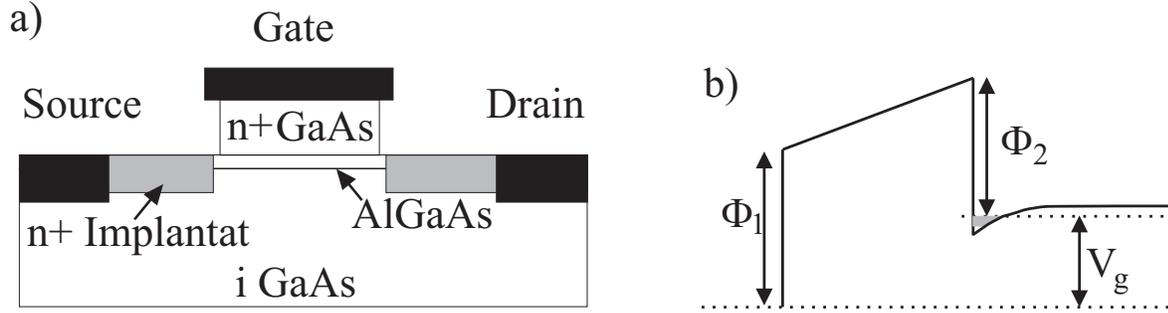


Abbildung 4.4: Aufbau (a) und Bandstruktur (b) eines n Gate und n Kanal SIS FET (nach [Sol84])

in Japan ein SIS FET mit n<sup>+</sup>-Gate[Mat84] und einer mit p<sup>+</sup>-Gate gebaut[Mat85]. Die Kontakte wurden dabei immer für gleichnamige Ladungsträger ausgeführt wie die Gates.

Der Kanal ist bei SIS FETs aus GaAs, der Isolator aus AlGaAs und das Gate wiederum aus dotiertem GaAs. Bei SIS FETs erhält man daher ab einer Schwellspannung von ungefähr 0 V eine Bevölkerung des Kanals. Das folgt direkt aus der Tatsache, daß die Bandsprünge zwischen Isolator und Halbleiter auf beiden Seiten etwa gleich sind(siehe Abbildung 4.4). Kiehl et al. haben für den SIS FET einen erweiterten Ausdruck für die Schwellspannung angegeben[Kie90]:

$$V_T = \Phi_1 - \Phi_2 - eNd^2/2\epsilon_i + F_B d\epsilon_s/\epsilon_i \quad (4.4)$$

Er enthält zusätzlich den Einfluß eines Feldes  $F_B$ , das von einem dotierten Substrat aus erzeugt werden kann. Dabei spielt nur der Teil des Potentials eine Rolle, der in dem Isolator abfällt.  $\epsilon_s$  ist die dielektrische Konstante des Substrats,  $\epsilon_i$  die des Isolators,  $d$  ist die Dicke des Isolators.

Das Gate wirkt als Modulationsdotierung für den Kanal, die automatisch so eingestellt ist, daß ohne Gatespannung gerade noch keine Ladungsträger in den Kanal gehen. Weil das Gate hochdotiert ist und die Fermienergie deshalb im Leitungsband liegt, sollte das eigentlich auch auf der anderen Seite des Isolators der Fall sein. Dennoch bildet sich bei 0 V Gatespannung noch kein Dreieckspotential mit einem besetzten Subband aus.

Die Implementierung der bündigen Kontakte erfolgt bei Solomon durch Implanta-

tion. Dazu wurde das  $n^+$ -Gate durch eine Metallauflage kontaktiert, die gleichzeitig als Maske dient. Dadurch reichen die implantierten Kontakte unmittelbar an das Gate heran.

Auch Kane et al. [Kan93] beschreiben einen SIS FET; bei ihrem Device sind die Kontakte aus Gold, Germanium und Nickel für n-Kanäle bzw. aus Gold und Beryllium für p-Kanäle. Sie werden in die Ätzflanke aufgedampft und einlegiert. Dabei wird für das Ätzen und das Aufdampfen der Kontakte dieselbe Maske verwendet. Das Gate ist bei ihren n-Kanal und p-Kanal Transistoren jeweils aus  $n^+$  GaAs. Ab einer Schwellspannung von 0 V beobachten die Autoren eine Ladung des n-Kanals.

#### 4.2.3 Vom SISFET zu nah benachbarten 2d Elektronen- und Lochgasen

Es ist auch möglich, einen p-Kanal unter einem n-leitenden Gate zu bevölkern. Dazu muß man p-Kontakte für den Kanal vorsehen. Die Bandstruktur verläuft dann wie in der Schemazeichnung 4.5.

Das intrinsische Feld des pn-Übergangs schiebt die Löcher in Richtung p-Kontakte. Um Löcher in den Kanal zu befördern, muß man nun eine viel höhere Schwellspannung anlegen:

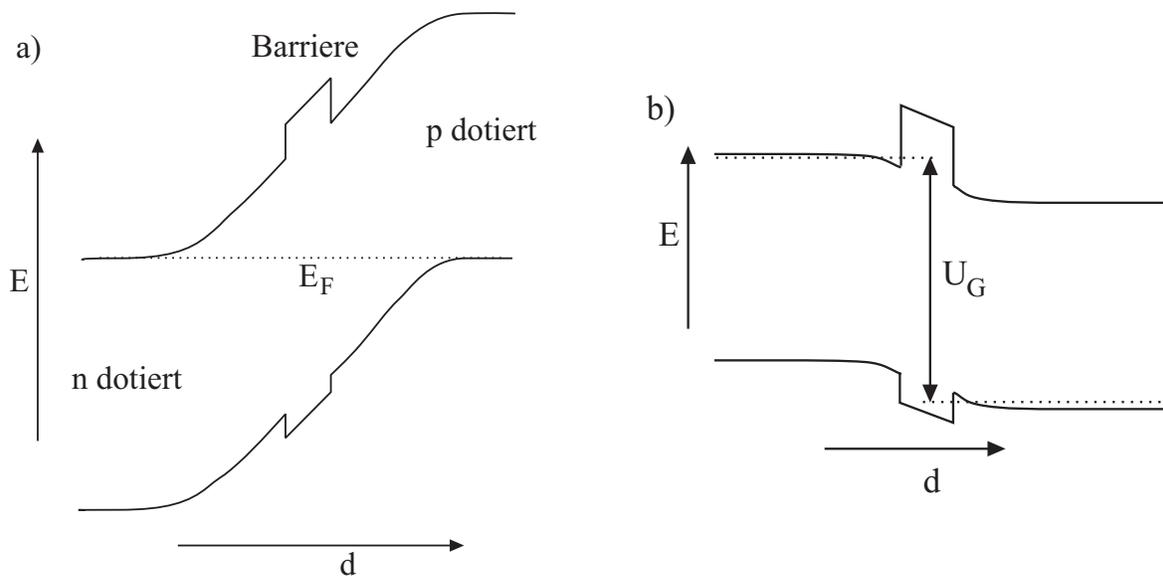


Abbildung 4.5: Bandstruktur eines n Gate und p Kanal SIS FET in der Nähe der Kontakte a) Gleichgewicht b) Vorwärtsspannung

$$V_T = \Phi_1 - \Phi_2 - eNd^2/2\epsilon_i + F_B d\epsilon_s/\epsilon_i + E_{gap}/e \quad (4.5)$$

Der Energiebeitrag  $E_{gap}/e$  hebt gerade das intrinsische Feld auf und sorgt dafür, daß sich wieder die Flachbandbedingung an der Grenzfläche des Kanals ergibt. Ab dieser Spannung werden daher Löcher an die Grenzfläche gezogen. Kane et. al. haben so einen SIS FET gebaut und können ab einer Schwellspannung von 1.63 V Löcher im Kanal beobachten[Kan93].

Ausgehend von ihrem SISFET haben Kane et. al. [Kan94] versucht, ein eng gekoppeltes 2d Elektronen und Lochgas herzustellen. Dazu haben sie ihren p-Kanal SISFET über einen modulationsdotierten Quantentrog gesetzt, so daß für beide Ladungsschichten je ein Quantentopf vorgesehen ist. Durch Anlegen einer Spannung zwischen den Elektronen- und den Lochkontakten und einer Spannung zwischen den Lochkontakten und dem Gate können sie beide Gase gleichzeitig erzeugen.

Um separate Kontakte herstellen zu können, wurde die Silizium Modulationsdotierung in der MBE mit einer Schattenmaske hergestellt [Kan94] Dadurch sind im Bereich der p-Kontakte sicher keine Elektronen vorhanden. Auf der anderen Seite wird das hochdotierte Gate des SISFET neben den n-Kontakten entfernt, so daß der p-Kanal nicht bis in die Nähe der n-Kontakte reicht. Das Gate wird durch eine Metallauflage flach kontaktiert. Diese Art von p- Kontakten schließt sehr leicht gegen das Gate kurz. Daher ist sie außerordentlich schwer reproduzierbar herzustellen.

Auch hierfür gibt es eine Lösung: Die günstigere Alternative zur Erzeugung von nah benachbarten 2d Elektronen und Lochgasen besteht aus einem Gate, das gleichzeitig ein zweidimensionales System darstellt und dem Kanal, der Ladungsträger des entgegengesetzten Vorzeichens enthält[Siv92]. Dazu müssen die Kontakte für den Kanal bis unmittelbar unter das 2d Gate reichen. Die hochdotierten Kontaktbereiche können ohne angelegte Spannung nicht näher als die Verarmungslänge an die 2d Gase heranreichen. Eine mögliche Konfiguration zeigt die Abb. 4.6, bei der im Gleichgewicht weder ein 2d Elektronensystem noch ein 2d Lochsystem existiert.

Das n leitende Substrat wird nun zunächst dazu benutzt, ein 2d Elektronensystem zu erzeugen. Diese Konfiguration wird manchmal ISIS FET (inverted SIS FET) genannt [Mei88] [Saj89]. Die n Kontakte sind "self aligned" mit dem Backgate. Die leicht dotierten Schichten unterhalb der bis zur Entartung dotierten n-Kontakte dienen der Reduktion des Kontaktwiderstandes. Dieses 2d Elektronensystem kann als Gate für

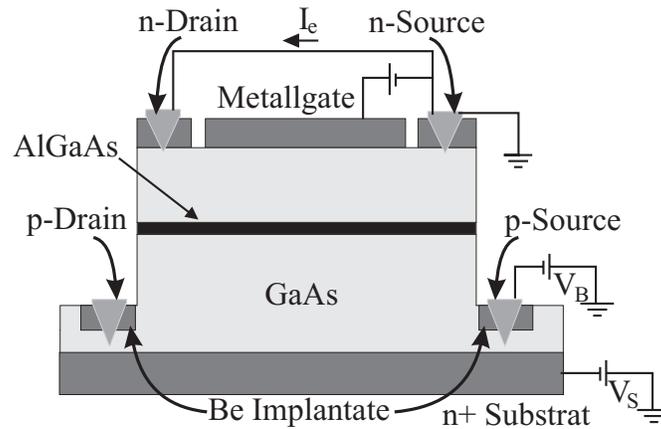


Abbildung 4.6: "Self aligned" Kontakte mit Be Implantat

den Lochkanal verwendet werden. Die p-Kontakte sind aus implantiertem Be. Sie sind gleichzeitig der kritische Punkt an diesem Aufbau. Sie müssen unmittelbar neben der Ätzflanke enden, sonst fallen die Kontakte bei tieferen Temperaturen aus! Auf der anderen Seite dürfen die Dotierungen auf keinen Fall in die Barriere geraten, da sonst die nötige Spannung von etwa  $E_{gap}/e$  nicht mehr darüber angelegt werden kann.

#### 4.2.4 Gekoppelte Elektronen- und Lochgase mit einer verborgenen leitenden Schicht

Um die Kontakte nah an das Gate heranzubringen oder auch etwas darunter ist die präziseste Methode, einen vergrabenen dotierten Bereich im Inneren des Halbleiters anzubringen so wie es die Abb. 4.7 zeigt.

In dieser Abbildung ist das 2d Lochsystem im oberen Well modulationsdotiert und separat mit Hilfe eines Backgates zur Verarmung des Elektronenkanals kontaktiert. Dieses 2d Lochsystem soll als Gate dienen, um Elektronen in den unteren Quantentopf zu bringen. Die Kontakte werden durch verborgene dotierte Bereiche unter die Modulationsdotierung gebracht.

Dadurch kann noch kein bündiges Abschließen des 2d Gates mit den Kontakten erreicht werden, da der obere Well bei den n-Kontakten von oben und von unten mit umgekehrtem Vorzeichen dotiert ist und daher nicht mit Löchern bevölkert ist. Um das Gate über die Kontakte zu ziehen, kann man dann versuchen, mit Hilfe des Frontgates gemäß Abb. 4.7 den p-Kanal oberhalb des Elektronenkontaktes anzureichern. Mit

Schottky Frontgates auf GaAs ist eine Anreicherung nach aller Erfahrung jedoch nur schwer zu bewerkstelligen, so daß an dieser Stelle mehr Aufwand nötig wird, wie zum Beispiel eine isolierende Zwischenschicht.

Alternativ zur Anreicherung der 2d Lochschicht ist es auch vorstellbar, den n-Kontakt mit Hilfe desselben Frontgates anzureichern und dadurch bis an das 2d Lochgas zu ziehen, um wiederum bündiges Abschließen des Gates mit den Kontakten zu erreichen. Dabei ist allerdings die parasitäre Kapazität zwischen dem Metall-Frontgate und dem 2d p-Gate zu berücksichtigen, die die zweidimensionale Lochschicht verarmt während die 2d Elektronenschicht angereichert wird.

Der schwerwiegendste Konstruktionsfehler in Abb. 4.7 liegt in der Dotierung der Barriere, die auch bei den oben erörterten alternativen Verfahren immer den kritischen Punkt bildet. Das Problem wird an Hand der Abb. 4.8 verdeutlicht.

Sie zeigt die Bandstruktur im Bereich der verborgenen n-Schicht. Dadurch, daß die Barriere dotiert ist, werden die Elektronen auf dem Energieniveau von AlGaAs in die intrinsische Schicht injiziert. Sie können dann an keiner Barriere mehr aufgehalten werden. Es ist an dieser Stelle eine pin Diode ohne Heteroschicht entstanden. Bei Anlegen einer Vorwärtsspannung wie sie zur Bevölkering des n-Kanals nötig ist, wird ein Strom von der p- zur n-Seite fließen, der schon ab der Biasspannung 0V wie in einer normalen Diode exponentiell ansteigt.

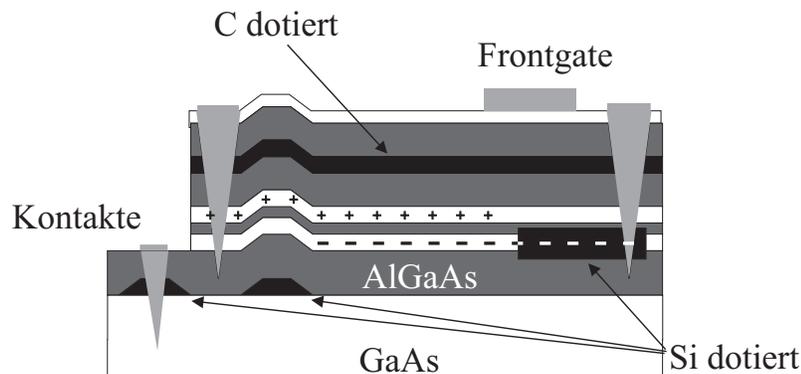


Abbildung 4.7: "Self aligned" Kontakte durch verborgene dotierte Bereiche

### 4.3 Unsere Probe

Daher wurde nach gründlicher Abwägung aller Alternativen der Aufbau der Struktur gemäß Abb. 4.9 in Anlehnung an das Experiment von Sivan et. al.[Siv92] gewählt. Der Hauptunterschied zu jener Probe liegt darin, daß die p-Kontakte stark verbessert sind. Sie werden als vergrabene strukturierte Dotierschicht ausgeführt. Dadurch können sie mit geringem und gut definiertem Abstand von der Barriere erzeugt werden, genau wie die n-Kontakte. Der Abstand kann mit MBE-Präzision auf Monolagen genau gewählt werden. Zur Reduktion des Kontaktwiderstandes lassen sich wiederum schwach p-dotierte Bereiche einfügen, so daß gute elektrische Verbindung zwischen dem Kanal und den Kontakten gewährleistet ist. Auf der anderen Seite wird durch den zwar geringen, aber gut definierten Abstand der dotierten Bereiche von der Barriere sichergestellt (etwa 30-50 nm), daß keine Dotieratome die Barriere erreichen und verunreinigen. Darauf muß man vor allem bei den Hochtemperaturschritten bei der Probenherstellung achten, wie zum Beispiel dem Überwachsen in der MBE bei etwa 600 °C oder evtl. nötigen Ausheilschritten zum Einbau von Dotieratomen ins Kristallgitter bei bis zu 800 °C oder auch dem Einlegieren von Kontakten bei bis zu 500 °C.

Die Abbildung 4.9 zeigt in der Mitte die Barriere. Oberhalb sind Si-dotierte Bereiche zunehmenden Dotiergrades, darunter sind C-dotierte Bereiche ebenfalls mit dem Abstand von der Barriere zunehmendem Dotiergrades. Diese Dotiergrade müssen so hoch sein, daß der Kontakt sowohl für die Löcher als auch für die Elektronen ohmsch ist mit geringem Kontaktwiderstand; auf der anderen Seite bewirkt ein unnötig hoher Dotier-

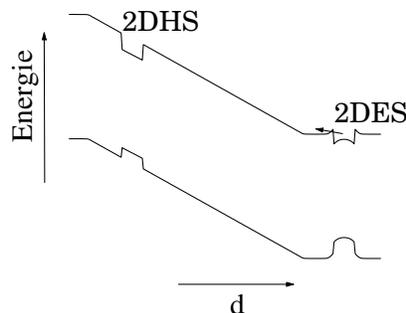


Abbildung 4.8: Bandstruktur einer dotierten Barriere; in Abb. 4.7 im Bereich der vergrabenen Implantate; die Elektronen werden durch die Barriere im pn-Übergang nicht effektiv aufgehalten.

grad geringe Beweglichkeit. Diese Konzentrationsgradienten der Dotieratome führen zu den zurückverlegten entarteten Kontaktbereichen. Diese müssen strukturiert sein, damit weder der n-Kanal noch der p-Kanal kurzgeschlossen sind. Das erreichen wir auf der Oberseite durch wegätzen, auf der Unterseite durch die Wachstumsunterbrechung und die FIB Implantation. Details über diese Prozeßschritte werden später im Kapitel 5.3 dargelegt.

Der Funktionsmechanismus des 2-Kanal-Transistors basiert auf einer Kombination aus pin Heterodiode und dem Feldeffekt. Die entarteten n und p Bereiche liegen räumlich übereinander und bilden zusammen mit der Barriere die pin Heterodiode. Bei Anlegen einer Spannung in Vorwärtsrichtung werden die gegennamigen Ladungen aufeinander zugeschoben, bis sie sich bei etwa der Spannung  $E_{gap}/e$  auf beiden Seiten der Barriere ansammeln. Die n-Kontakte haben ein durchgehendes Backgate, das sich aus dem n-dotierten Gate ganz unten in Abb. 4.9 sowie den p-Kontakten zusammensetzt. Durch die hohen Dotiergrade sowohl des n-Backgates als auch der p-Kontakte sind sehr geringe Verarmungslängen zu erwarten. Daher gibt es für den n-Kanal keine Lücke im Backgate. Auch die p-Kontakte haben von oben her ein durchgehendes Gate,

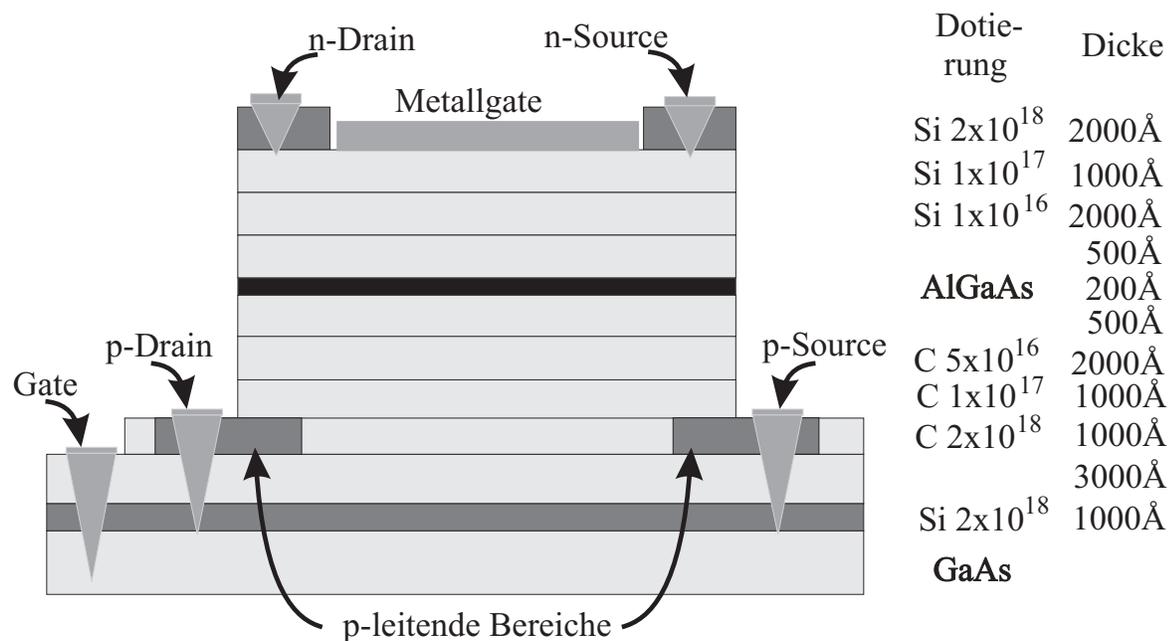


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau einer Elektronen-Lochgas-Probe mit verborgenen Kontakten

---

das aus der Goldauflage in der Mitte und anschließend daran den n-Kontakten gebildet wird. Durch Anlegen einer Vorwärtsspannung über die Barriere kann man daher den n-Kanal und den p-Kanal gleichzeitig bevölkern und beide 2d-Schichten wirken als Gate füreinander.

## 5 Herstellung unserer Probe

Im vorigen Kapitel wurde erklärt, daß zur Herstellung einer verlässlich funktionierenden Probe die Erzeugung eines strukturierten vergrabenen leitfähigen Bereiches nötig ist. Solche vergrabenen dotierten Bereiche können nicht mit den Standarddepositionsmaschinen erzeugt werden. Sie können jedoch mit Hilfe einer neuartigen Kombination aus zwei bekannten Geräten hergestellt werden. Dazu verwenden wir eine Molekularstrahlepitaxieanlage und eine fokussierte Ionenstrahlanlage.

Zunächst werden in diesem Kapitel die relevanten Eigenschaften von MBE (molecular beam epitaxy, Molekularstrahlepitaxie) und der fokussierten Ionenstrahlen FIB (focused ion beam, fokussierter Ionenstrahl) diskutiert. Dann wird gezeigt, wie wir eine geeignete Anlage aufgebaut haben, worin diese beiden Geräte zusammengeschlossen sind, um eine Probe mit sehr nah benachbartem 2d Elektronen- und Lochgas herzustellen.

### 5.1 Molekularstrahlepitaxie von GaAs/AlGaAs

Die Molekularstrahlepitaxie wird zur Herstellung von kristallinen Schichten auf einkristallinen Substraten genutzt. Es handelt sich dabei um ein Aufdampfverfahren mit dem atomar glatte Lagen gewachsen werden können. Um epitaktisches Wachstum zu erreichen, muß man aber genaue Bedingungen beachten. Zum einen muß sehr gutes Ultrahochvakuum (UHV) im Druckbereich kleiner  $10^{-10}$  torr herrschen. Das ist nötig, damit Teilchenströme von den Effusionszellen direkt das Substrat erreichen und dabei nicht zu große Mengen an Verunreinigungen mit antransportieren.

Als weitere Bedingung muß die Substrattemperatur in dem richtigen Bereich bei ca. 600 Grad liegen. Diese Temperatur kann man mit Hilfe der sogenannten Oxidtemperatur kontrollieren, bei der die Oxidschicht auf dem GaAs das Substrat verläßt. Um Oberflächendiffusion der aufgetroffenen Atome zu ermöglichen, die für die monoatomar glatten Oberflächen nötig ist, darf man die Temperatur nicht wesentlich niedriger wählen. Außerdem würden bei geringeren Substrattemperaturen Verunreinigungsatome besser haften. Geht man jedoch zu hoch mit der Temperatur, so werden Gitterfehler

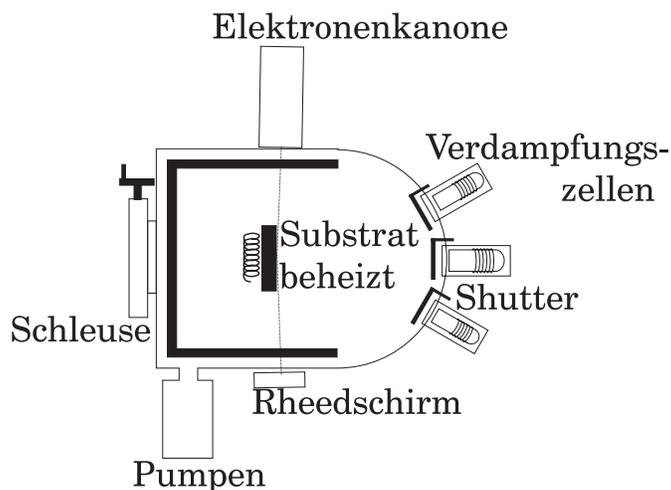


Abbildung 5.1: *Aufbau der Hauptkammer der MBE Anlage*

eingebaut.

Schließlich muß man die Wachstumsrate im richtigen Bereich wählen, damit sich monoatomare Schichten auf dem Substrat abscheiden können. Dazu muß die Rate so niedrig sein, daß die Diffusion auf dem heißen Substrat ausreicht, um Atome entlang der Oberfläche zur richtigen Stelle zu transportieren, bevor eine neue Schicht angefangen wird. Gleichzeitig muß die Rate ausreichend hoch sein, damit die Restgasatome, die das Substrat während des Wachstumsprozesses erreichen, nicht zu hohen Dotierungen führen. Wir haben immer Werte zwischen 0.5 und 1 Monolage pro Sekunde verwendet, ein für unsere Anlage guter Kompromiß.

Die Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten MBE Hauptkammer. Das Substrat wird über ein Dreikammersystem durch die ange deutete Schleuse in die Kammer gebracht und auf den beheizbaren Substrathalter gesteckt. In den ebenfalls beheizbaren Zellen befinden sich Tiegel mit den Materialien. Über die Zellentemperatur wird die Wachstumsrate eingestellt. Durch Öffnen und Schließen der Shutter vor den Zellen kann man den Teilchenfluß der einzelnen heißen Zellen zulassen oder unterbrechen. Es sind Zellen mit Ga, As, Al für das Kristallwachstum und außerdem Si und C zum Dotieren verfügbar.

Die Kammer wird mit einem System aus Ionenpumpen und Kryopumpen gepumpt. Mit der zusätzlichen Pumpleistung eines Kältemantels, der mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist, wird sie auf einem Druck von  $7 \cdot 10^{-11}$  torr gehalten. Dieser Wert gilt, solange

die Zellen auf der niedrigen Standby Temperatur sind.

In der Epitaxieanlage ist außerdem eine Elektronenkanone und ein Leuchtschirm zur Beobachtung von RHEED (reflected high energy electron diffraction) Beugungsmustern eingebaut. Mit diesem Werkzeug ist es möglich, Informationen über den Zustand der Oberfläche während des Wachstums zu erhalten. Die Kristallstruktur von GaAs an der Oberfläche führt zu einem charakteristischen und wohlbekannten Beugungsbild. Abweichungen davon können auf Fehlbedingungen beim Wachstum hinweisen.

Wir haben das RHEED Bild auch zur Beobachtung amorpher Schichten auf dem Substrat benutzt. Diese resultieren zum Beispiel von dem Oxid, das sich auf dem Substrat vor dem Beginn des Wachstums befindet. Es verschwindet bei 580 Grad Substrattemperatur, der sogenannten Oxidtemperatur. Solange die amorphe Schicht vorhanden ist, sieht man überhaupt kein Beugungsbild und der RHEED Schirm leuchtet weitgehend homogen. Bei der Oxidtemperatur sieht man einen deutlichen Umschlag und das Beugungsbild entsteht. Ebenso kann man auch eine amorphe Schicht aus As und deren Verschwinden beobachten. Sie verschwindet bei niedrigeren Substrattemperaturen oberhalb 300 Grad.

Besondere Sorgfalt mußte für unser Experiment auf die Herstellung von äußerst defektfreien Epitaxieschichten verwendet werden. In den Proben werden die Ladungen mit elektrischen Feldern gegen eine AlGaAs Barriere gezogen. Jeder Defekt in der Barriere ist eine Schwachstelle und mögliche Quelle für Leckströme durch die Barriere. Um dichte Barrieren erzeugen zu können, ist es daher entscheidend, wenig Defekte einzubauen. Um die Anzahl der Defekte zu minimieren, war es nötig, das gesamte Dreikammersystem bei gutem Vakuum zu halten, nicht nur die Wachstumskammer. Außerdem haben wir das Entstehen von sogenannten "oval defects" durch eine besondere Ga Zelle, die oben an der Öffnung beheizt wird, reduziert. Ganz kann man allerdings das Entstehen von Defekten nicht vermeiden; deshalb ist es nötig, die Abmessungen der Proben in lateraler Richtung so gering wie möglich zu machen, damit auf der ganzen Fläche wenige oder keine Defekte in der Barriere sind.

Durch die Kontrolle der Materialflüsse mit den einzelnen Shuttern ist es möglich, in Wachstumsrichtung auf Atomlagen genau Heterostrukturen zu wachsen. Leider gibt es in der MBE keine brauchbare Methode auch laterale Strukturierung anzubringen. Deshalb wurde für die laterale Strukturierung die fokussierte Ionenstrahltechnik verwendet, die auch UHV kompatibel ist.

## 5.2 Fokussierte Ionenstrahlen

Die Ionenstrahlanlage der Firma Orsay Physics haben wir im Rahmen unserer Arbeit installiert. Es ist ein Prototyp, der aus verschiedenen Maschinen kombiniert wurde.

Der fokussierte Ionenstrahl dient in unserem Experiment der Erzeugung eines lateral und vertikal begrenzten dotierten Bereichs im Inneren des Kristalls. Dabei wird der Strahl der Dotierionen direkt in den Kristall geschossen, indem der fokussierte Strahl über die entsprechenden Stellen gelenkt wird. Es kommt keine Maske zum Einsatz.

Die Abbildung 5.2 zeigt eine Schemazeichnung der Ionensäule, in der der fokussierte Ionenstrahl erzeugt und über die Probe gelenkt wird. Der Ionenstrahl wird im obersten Teil der Säule in der Flüssigmetall Ionenquelle (LMIS, liquid metal ion source) erzeugt. Er kommt aus einer sehr spitzen Nadel. Das elektrische Potential dieser Nadel wird auf  $+V_{\text{tot}}$  gehalten. Von hier werden die Ionen durch die Extraktordoppelblende abgesaugt. Sie befindet sich direkt vor der Nadel in einem Abstand von ca. 0.6 mm. Durch diese Geometrie bildet sich ein sogenannter Taylor Cone aus, ein Plasmazustand, bei dem Ionen aus der Spitze durch die Extraktorbende abtransportiert werden. Die Extraktorbende ist um die Extraktionsspannung gegen die Nadel verspannt und befindet sich auf dem Potential  $V_{\text{tot}} - V_{\text{ext}}$ .

Dieser Ionenstrahl wird durch die nächste Blende auf die Gesamtenergie beschleunigt. Im Kondensator wird der Strahl gebündelt, damit auf seinem Weg durch das Blendensystem möglichst wenig Ionen verloren gehen. An der oberen Blende wird mit dem Strahldurchmesser die Intensität des Ionenstrahls gewählt. Das folgende  $\vec{E} \times \vec{B}$  Filter dient zusammen mit der zweiten Blende zur Auswahl einer Ionensorte bei Quellen, die Legierungen enthalten. Darauf folgt ein elektrostatischer und daher auch schneller "Beam blanker", der den Strahl unterbrechen kann. Danach wird der Astigmatismus korrigiert, bevor der Strahl in das System der Ablenkplatten kommt. Mit der Objektivlinse wird der Ionenstrahl auf die Probe abgebildet.

Die Ionenquelle ist dabei der kritische Punkt an diesem Aufbau. Es gibt eine Gallium Quelle und eine Quelle mit einer Legierung aus Gold, Silizium und Beryllium. Dabei ist der Aufbau der Gallium Quelle relativ einfach, da Gallium schon bei Raumtemperatur flüssig ist und die Quelle daher nicht geheizt werden muß. Deshalb ist speziell auch kein Temperaturgradient entlang der Nadel oder eine Ausdehnung der Nadel zu befürchten, die also relativ lang sein kann. Außerdem kann man ein großes Reservoir

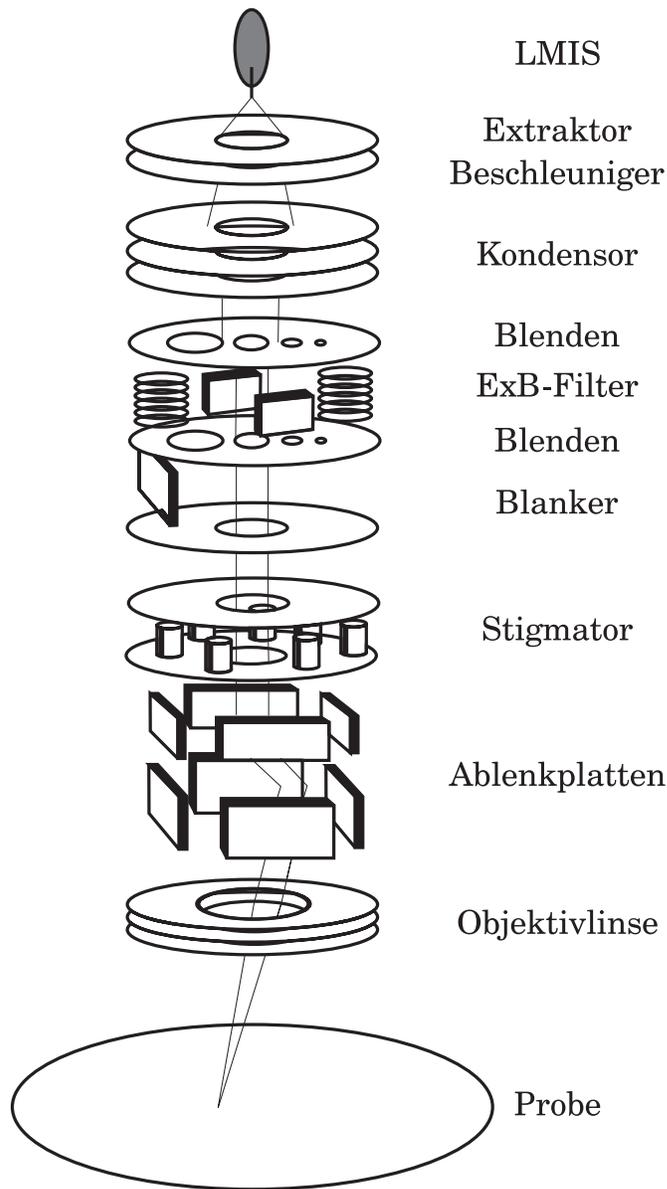


Abbildung 5.2: Hauptbestandteile der Ionensäule.

an Gallium verwenden.

Der Aufbau einer Au/Si/Be Legierungsquelle ist bedeutend schwieriger. Zunächst wurde eine Mischung von Au:Si:Be=1:1:1 in Atomzahlen verwendet. Sie wird bei ca. 650 Grad flüssig. Dazu sind Heizströme von etwa 4.5 A erforderlich. Weiter wurde zunächst dieselbe lange Nadel wie in der Gallium Quelle verwendet, die aber für geheizte Zellen ungünstig ist. Dennoch kann man eine Quelle in dieser Konfiguration

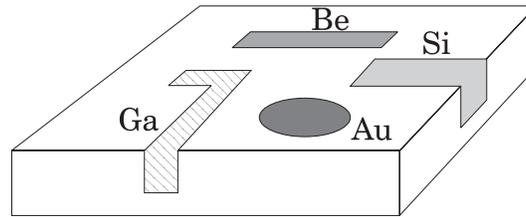


Abbildung 5.3: Ionenschreiben mit der FIB Anlage

betreiben, wenn man sehr genau auf den Abstand zwischen Extraktorenblende und Nadel achtet. Er war zunächst zu klein eingestellt. Bei den gewählten Bohrlöchern in den Extraktorenblenden von 1 mm Durchmesser muß der Abstand 0,6 mm betragen.

Diese Quelle läuft trotzdem nicht befriedigend. Vor allem läßt sich der Ionenstrom an der Nadel nicht durch die Extraktorspannung regeln. Daher wurde eine bessere Quelle aufgebaut. Es hat sich experimentell herausgestellt, daß es besser ist, nicht zu viel Be in der Legierung zu haben[Rei86]. Deshalb wurde das Verhältnis von Au:Si:Be geändert und gleich 58:21:21 gewählt. Außerdem enthält die neugebaute Quelle eine kurze Nadel. Bei dieser Quelle kann man auch bei kleinem Ionenstrom an der Nadel sehr stabil arbeiten, ein wichtiger Fortschritt für unsere Silizium und Beryllium implantierten Proben.

So lange die Gallium Quelle in die Ionensäule eingebaut ist, kann man daher nur mit Gallium schreiben, wenn man die Legierungsquelle eingebaut hat, kann man mit dem Wien Filter die gewünschte Ionensorte nach ihrem Verhältnis aus Ladung und Masse auswählen und daher mit Gold, Silizium oder Beryllium schreiben.

Die gesamte Beschleunigungsspannung für die Ionen in der Säule kann man bei unserem Aufbau zwischen 12 und 30 kV wählen. Verwendet man auch doppelt geladene Ionen, erhält man Energien bis zu 60 keV. Der Fokus auf der Probe ist bei uns durch Schwingungen limitiert. Bei optimaler Justierung der Säule hat man immer noch einen Fokus von etwa  $0,8 \mu\text{m}$ . Das reicht für das beabsichtigte Experiment vollkommen aus.

Mit einem Gallium Implantat kann man leitfähige Schichten isolieren, so lange sie nicht dicker als etwa  $1000 \text{ \AA}$  sind. Das wurde sowohl für n-leitende Schichten[Nak85], [Hir85] als auch für p-leitende Schichten[Hir85] gezeigt. Dabei existiert eine untere Grenze für die Dosis an Gallium Ionen von etwa  $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [Nak85]. Will man eine löcherleitende Schicht isolieren, muß man darauf achten, daß sie nach der Implanta-

tion nicht mehr über etwa 650 Grad C heiß wird, da oberhalb dieser Temperatur die isolierende Wirkung für p-Leitung unterdrückt wird[Hir85].

Die Klärung der Ursache für die isolierende Wirkung ist noch nicht völlig abgeschlossen. Eine frühe Untersuchung hat die Ausbildung von tiefen Akzeptoren durch Gallium Implantation in GaAs gefunden[Dan85]. Später wurden zwei "Elektronentraps" 0,31 eV und 0,52 eV unter dem Leitungsband gefunden[Miy88], [Bro99]. Einigkeit besteht wenigstens in der Frage, daß man Isolation ohne einen Sputtering Effekt erhalten kann und daß es sich nicht um einen Kompensationseffekt handelt; man kann mit der implantierten Gallium Konzentration deutlich unter der Dotierung für die leitfähige Schicht bleiben.

Mit der Gold-Silizium-Beryllium Quelle kann man direkt den Akzeptor Be oder den Donator Si schreiben. Nach dem Schreiben muß man lediglich darauf achten, daß man durch einen Heizzyklus die Dotieratome an den richtigen Gitterstellen einbaut[Nis82], [Yam86]. Die Gold Atome eignen sich als Marken. Man kann die mit Gold implantierten Stellen im Mikroskop gut erkennen und so in späteren Lithographieschritten die unsichtbaren Si- oder Be-implantierten Stellen wiederfinden.

Das Schreibfeld unserer Ionenstrahlanlage ist auf etwa 1,2x1,2 mm<sup>2</sup> begrenzt. Selbst dieses Feld ist auch bei optimaler Iustierung der Säule nur mit deutlichen Verzerrungen gegen den Rand hin realisierbar. Diese Verzerrungen sind auch noch von der Iustierung abhängig, so daß man sie nicht einfach durch Änderung des Schreibmusters kompensieren kann.

Benötigt man größere Muster als etwa 500x500  $\mu\text{m}$ , so empfiehlt es sich daher, die Strukturen in mehreren Teilen zu schreiben und durch Verfahren des Probentisches zum gewünschten Muster zusammensetzen. Der Probentisch wird durch Motoren verstellt. Die Positionierung ist nur etwa auf 3  $\mu\text{m}$  genau möglich. Das liegt vor allem an einigen schwer gängigen Gewinden in der UHV Durchführung. Die Genauigkeit ist für das angestrebte Experiment aber vollkommen ausreichend.

### **5.3 Verborgene Kontakte durch Wachstumsunterbrechung**

#### **5.3.1 Ionenstrahlanlage und UHV Transfer Tunnel**

Um die erforderliche strukturierte vergrabene Schicht entsprechend den speziellen Erfordernissen herzustellen, wird nun die Probe in der MBE Anlage bis auf die Höhe der

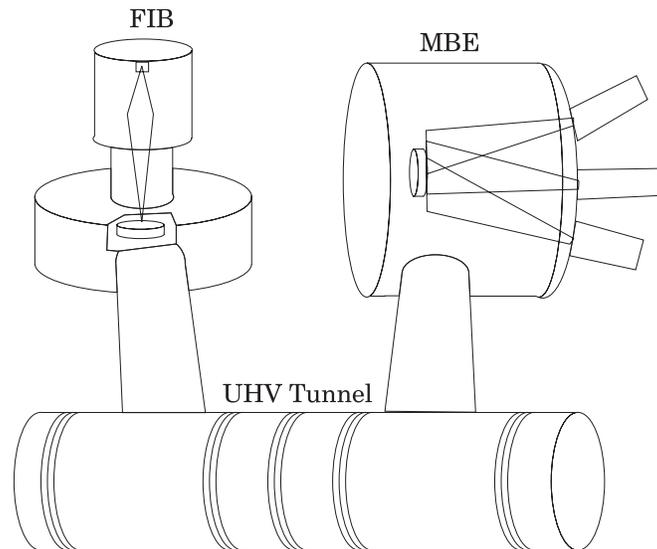


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des aufgebauten UHV Systems mit Transfer zwischen MBE und FIB.

leitfähigen Struktur gewachsen. Danach soll die Probe mit der Ionenstrahlanlage mit einem Ionenmuster beschrieben werden, bevor sie in der MBE fertig gewachsen wird. Während dieser gesamten Wachstumsunterbrechung soll die Probe im UHV bei einem Druck von unter  $1 \cdot 10^{-9}$  torr bleiben.

Zu diesem Zweck wurde eine Anordnung von Vakuumkammern aufgebaut und an die MBE angeschlossen; man kann die Probe so zwischen der MBE Hauptkammer und der FIB Hauptkammer hin- und hertransferieren, ähnlich wie bei [Yan96], [Miy91], [Ing95], siehe auch Abb. 5.4.

Alle Teile der Apparatur sind auf einem Druck von unter  $1 \times 10^{-9}$  torr. In der FIB Hauptkammer kann ohne Verwendung einer Maske ein Muster durch den Ionenstrahl in den Kristall geschrieben werden. Danach wird die Probe zurückgebracht um dort mit einer weiteren Epitaxieschicht überwachsen zu werden. Durch dieses Vorgehen wird gewährleistet, daß die Oberfläche während der Wachstumsunterbrechung die geringsten möglichen Verunreinigungen erhält. Dazu wird die UHV Kompatibilität der Ionenstrahltechnik und die Strukturierungsmöglichkeiten des fokussierten Ionenstrahls ausgenutzt.

Beim UHV gerechten Anschluß der Ionenstrahlanlage an die MBE wurden die me-

chanischen Schwingungen der MBE jedoch auf die FIB übertragen. Da die Ionensäule recht lang ist, kann sie mit großer Amplitude ausgelenkt werden. Das führt zu erheblichen Schwingungsamplituden des Fokus auf der Probe.

Die MBE Anlage vibriert wegen der verwendeten Kryopumpen, die aber unverzichtbar sind. Eine deutliche Verbesserung konnte durch einen schwingungsgedämpften Einbau der Kryopumpen erreicht werden. Außerdem wurden im Transfertunnel zwei Faltenbalge zur Schwingungsentkopplung eingebaut. Sie werden durch Gummischläuche mit Druckluftfüllung abgestützt. Dadurch konnte die Schwingungsamplitude auf etwa  $0,8 \mu\text{m}$  reduziert werden. Diese Größe limitiert die Auflösung unserer Anlage.

Das wichtigste Ziel, das wir mit diesem Verfahren erreichen, ist, daß die Probe an keiner kritischen Stelle aus dem UHV genommen werden muß. Eine andere bekannte Methode zur Erzeugung einer verborgenen strukturierten leitfähigen Schicht arbeitet mit einem naßchemischen Ätzverfahren. Dazu wird in der MBE Anlage zunächst eine leitfähige Schicht von etwa  $1000 \text{ \AA}$  Dicke erzeugt. Diese wird aus dem UHV genommen und nach photolithographischem Aufbringen einer Maske naßchemisch geätzt. Darauf folgt ein intensiver Reinigungsschritt, nach dem die Probe erneut in die Wachstumskammer geschleust wird. Dort wird mit der MBE die gewünschte Struktur darübergerwachsen.

Zum Überwachsen sind jedoch dicke Glättungsschichten aus Supergittern erforderlich, weil die Probe an Atmosphäre und speziell durch die Behandlung mit Photolack und einer Ätzlösung stark verschmutzt und rauh ist. Um isolierende Barrieren über einer so strukturierten Probe aufzubauen, wird grundsätzlich außerdem eine  $2000 \text{ \AA}$  dicke Schicht aus GaAs bei niedrigen Substrattemperaturen aufgebracht.

Eine solche Schichtfolge ist natürlich für die erforderliche Probe völlig unmöglich. Deshalb mußte ein System aufgebaut werden, mit dem man die Strukturen erzeugen kann, ohne daß die Probe das UHV verläßt. Im nächsten Abschnitt wird nun im Detail untersucht, welche Auswirkungen die Wachstumsunterbrechung und der Transfer im UHV auf die Probe haben.

### 5.3.2 Eigenschaften von Transfer und Implantat

Als ersten Test für die Wachstumsunterbrechung haben wir einen speziellen Hemt (High electron mobility transistor) gewachsen. Testhemts werden zur Kontrolle der Verunreinigungskonzentrationen in Epitaxiematerial im Allgemeinen gerne verwendet.

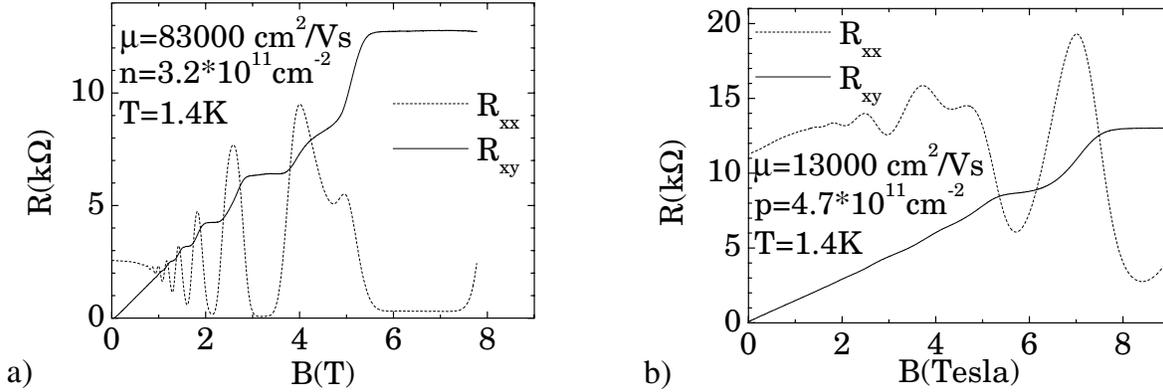


Abbildung 5.5: Magnetowiderstände ( $R_{xx}$  und  $R_{xy}$  für a) einen Testhemt und b) eine p-Kanal Teststruktur. Jeweils mit Wachstumsunterbrechung im Spacer,  $70\text{ \AA}$  von der Grenzfläche; Messung bei  $1.4\text{ K}$

Über einer GaAs-Schicht wird in einer AlGaAs-Barriere eine Dotierschicht in möglichst großem Abstand von der Grenzfläche untergebracht. Die Beweglichkeit der Ladungsträger an der GaAs/AlGaAs Grenzfläche ist dann direkt mit der Restverunreinigung des epitaktischen Materials verknüpft.

Bei unserem Testhemt haben wir nach der GaAs/AlGaAs Heteroschicht noch vor der Dotierschicht das Wachstum unterbrochen und den Wafer in die Ionenstrahlkammer transferiert. Die Unterbrechung ist nur  $70\text{ \AA}$  von der Grenzfläche entfernt. Dabei war der AlGaAs Spacer durch eine  $20\text{ \AA}$  dünne GaAs Schicht bedeckt, die das reaktivere AlGaAs schützen sollte. Nach über einer Stunde kam der Wafer zurück und wurde mit dem Rest des Spacers und der Modulationsdotierung bewachsen. Die Beweglichkeit der Elektronen wird in diesem Fall von den Verunreinigungen an der Wachstumsunterbrechung extrem stark reduziert.

Abbildung 5.5 zeigt für einen so hergestellten Hemt und eine ebenso hergestellte Lochgasstruktur die Shubnikov-de-Haas- und Hallkurve bei  $1.4\text{ K}$ . Die Beweglichkeit ist etwa 3 mal geringer als in vergleichbaren Proben ohne Wachstumsunterbrechung; die Dichte unterscheidet sich kaum. Die Reduktion der Beweglichkeit resultiert zum einen vom Einbau von Verunreinigungsatomen während des Transfers. Einen weiteren Beitrag können Störstellen, die beim Anwachsen entstehen, bilden. Während man gegen den zweiten Effekt machtlos ist, haben wir die Belegung mit Fremdatomen gründlicher untersucht.

Das Restgas im UHV enthält vor allem Kohlenstoff und Sauerstoff. Die Atome, die den Wafer während des Transfers erreichen, bleiben sehr effektiv an der sauberen Oberfläche haften. Sie führen zu Fehlstellen und eventuell zu Dotierung. Ungewollte Dotierung an kritischen Stellen kann zu Beweglichkeitsverlusten oder Kompensation von beabsichtigter Dotierung führen. Es ist deshalb wichtig, sie möglichst zu vermeiden. Die Abbildung 5.6 zeigt als Resultate unserer Untersuchungen die Verunreinigung der Grenzfläche mit Sauerstoff und Kohlenstoff. Die Daten wurden mit der Massenspektroskopie der Sekundärionen (SIMS, Secondary Ion Mass Spectrometry) ermittelt. Für die Messungen wurden Proben speziell hergestellt; zunächst wurde jeweils auf einem Substrat eine Schicht GaAs aufgewachsen. Danach wurde die Probe abgekühlt und in die Hauptkammer FIB transferiert. Einer von den Wafern wurde nur in die Mittelkammer MBE transferiert. Nach dem Rücktransfer wurden die Proben auf verschiedene Weise wärmebehandelt, bevor sie auf Oxidtemperatur mit  $3000 \text{ \AA}$  GaAs überwachsen wurden. Es zeigt sich, daß die Proben mit Sauerstoffkonzentrationen in der Größenordnung von  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  verunreinigt werden. Der Sauerstoff verschwindet oberhalb der Oxidtemperatur wieder. Die Kohlenstoffbelastung ist erstens 10 mal größer und läßt sich durch Überheizen auch kaum entfernen.

Um Kohlenstoff- und Sauerstoffverunreinigungen von GaAs-Wafern zu entfernen, wurde in der Literatur Reinigung mit  $H^*$  Radikalen vorgeschlagen[Miy91][Asa86][Tak87]. Es handelt sich meist um Verunreinigung, die durch die Exposition an Luft auf die Wafer gelangt. Eigene Tests haben aber auch bei einer solchen recht starken Verschmut-

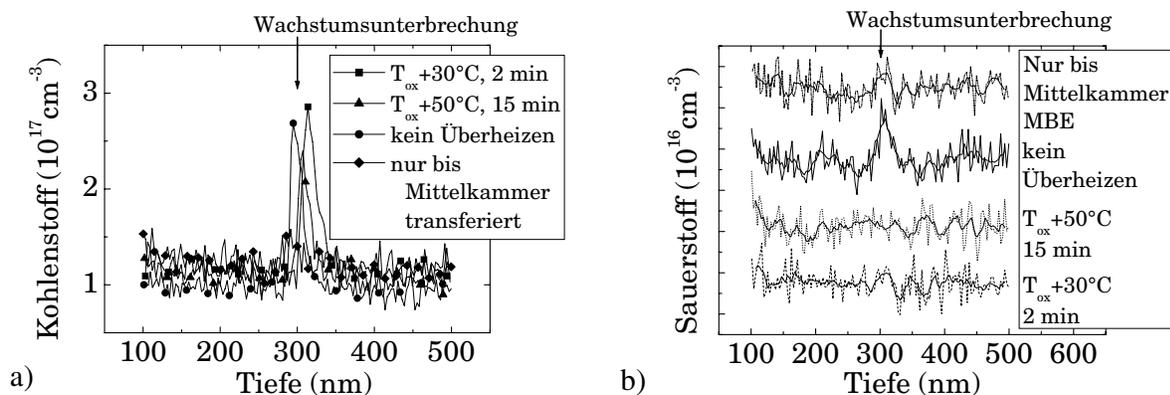


Abbildung 5.6: Messung der a) Kohlenstoff- und b) Sauerstoff- Verunreinigung bei einer Wachstumsunterbrechung

zung keine deutliche Reinigungswirkung gezeigt. Da es sich bei unserem UHV Transfer um viel geringere Mengen an Fremdatomen handelt, wurde diese Methode nicht mehr weiter verfolgt.

Stattdessen wurden Methoden gesucht, um die Adsorption von Fremdatomen zu verhindern. Nach längeren gründlichen Untersuchungen haben wir die beste Lösung des Problems in der Verwendung von Arsen Schutzschichten während des Transfers gefunden. Dazu wird in der MBE vor dem Transfer aus einer  $\text{As}_2$  Zelle ein dünner Film aus Arsen auf dem Wafer aufgebracht. Der Wafer hat dazu eine niedrige Temperatur unter 50 Grad Celsius. Es wird 15 bis 30 Sekunden lang  $\text{As}_2$  thermisch aus einer speziellen Zelle aufgedampft. Dann wird die Probe durch das Tunnelsystem zum Implantieren geschleust und alle Fremdatome bleiben auf dem Arsen Film liegen. Die implantierten Ionen durchdringen praktisch alle den Arsen Film, da sie mit hoher Geschwindigkeit auftreffen. Nach Rückkehr in die MBE wird das Arsen mit steigender Temperatur bei etwa 300 Grad Celsius vollständig abgeheizt und mit den Verunreinigungsatomen abgepumpt. Dadurch ist es uns gelungen, die C-Konzentration unter die Nachweisgrenze der SIMS Untersuchung von  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  zu reduzieren, wie Abb. 5.7 zeigt.

Ein empfindlicherer Test auf Verunreinigungen wurde mit einem weiteren Testhemt nach obigem Schema mit einem Transfer in die FIB Kammer und zurück durchgeführt.

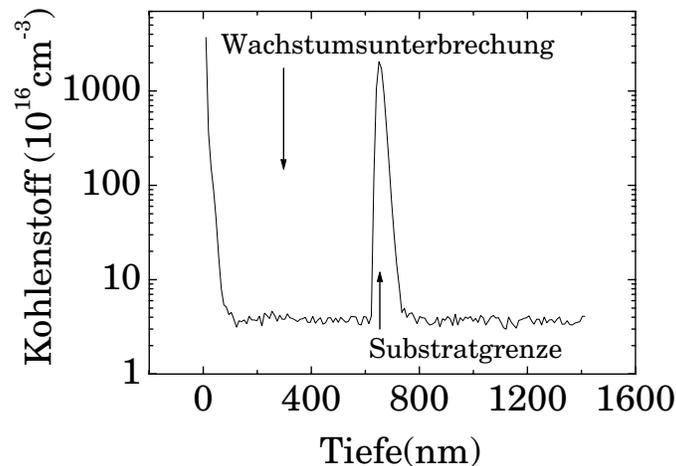


Abbildung 5.7: SIMS Messung bei geringem Restgasdruck der Kohlenstoff- Verunreinigung an der Wachstumsunterbrechung bei Verwendung eines Arsen Schutzfilms. Sichtbar ist starke Kohlenstoffverschmutzung an der Substratobergrenze.

Die Unterbrechung war wieder 70 Å von der Heterogrenzfläche entfernt. Diesmal wurde jedoch vor dem Transfer ein As<sub>2</sub> Schutzfilm aufgebracht. Die Beweglichkeit konnte dadurch um einen Faktor 2 bis auf 160000 cm<sup>2</sup>/Vs erhöht werden. Das kommt schon in die Nähe von Referenzproben aus der selben Zeit. Die Restdifferenz ist nicht notwendigerweise auf Verunreinigungen beim Transfer zurückzuführen, sondern kann auch von Störstellen und einer gewissen Rauigkeit beim Anwachsen kommen (siehe auch weiter unten).

Einen weiteren kritischen Punkt bildet das Anwachsen und Überwachsen auf dem stellenweise implantierten Wafer. Die Ionenimplantation schädigt den Kristall durch die hochenergetischen Ionen[Har94]. Die Implantation kann zu Amorphisierung des GaAs führen[Wen99][Ben00]. Nach Bench et al. gibt es eine Tendenz mit schwereren Atomen zu mehr Amorphisierung[Ben00]. Außerdem gibt es Temperaturschwellen, oberhalb derer sich der Kristall "erholt", nachdem er implantiert worden ist. Es handelt sich um Temperaturen, ab denen Fehlstellen durch den Kristall wandern können. Diese Temperaturen liegen bei 235, 280 und 520 K[Tho70] und werden allesamt beim Überwachsen überschritten. Höhere Konzentrationen an implantierten Atomen fördern natürlich die Neigung des GaAs, amorph zu werden[Wen99].

Das Überwachsen der implantierten Stellen funktioniert bei geringen Dosen (maximal  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) bei Si, Be und Galliumimplantaten ohne Rauigkeit in der überwachsenen Epitaxieschicht. Will man höhere Konzentrationen realisieren, so ist es nötig, die Wachstumsparameter in einem sicheren Bereich zu wählen (ausreichend As-Druck, Substrattemperatur). Die Goldimplantate, die als Marken dienen und in hoher Goldkonzentration geschrieben werden, werden immer rau überwachsen. Deshalb schreiben wir sie immer weit genug außerhalb der aktiven Bereiche.

Für die Herstellung der Kontaktmetallisierungen und der späteren Ätzschritte nach dem Abschluß des Überwachsens muß man die implantierten Stellen wiederfinden. Die Implantate sind jedoch in allen verfügbaren Mikroskopen unsichtbar. Bei der optischen Lithographie werden deshalb Marken verwendet, deren Lage relativ zu den dotierten Bereichen bekannt ist. Sie müssen im optischen Mikroskop der Belichtungsanlage sichtbar sein. Mit der Legierungsquelle kann man geeignete Marken in Gold schreiben, indem man in hoher Konzentration schreibt. Wenn man die Ga-Quelle verwendet, kann man auch in hoher Gallium Konzentration ( $> 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) Marken schreiben[Ing95]. Dabei wird das GaAs bis in eine Tiefe von ca. 100 Å abgesputtert

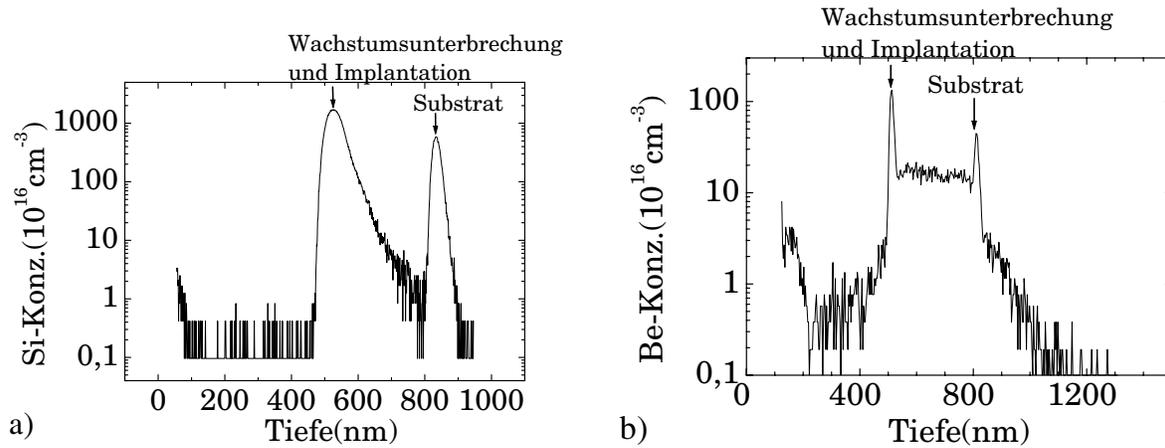


Abbildung 5.8: SIMS Messung der Silizium(a) und Beryllium(b) Dotierung in einer überwachsenen Probe mit FIB Implantation

und schwer geschädigt. Es wurde aber auch ein mit Marken strukturiertes Substrat verwendet, dessen Strukturen man mit Hilfe des in die Ionensäule integrierten optischen Mikroskops finden kann und relativ dazu die Implantate schreibt.

Das Verhalten der implantierten Atome beim Überwachsen verdient ebenfalls Aufmerksamkeit. Es wurden SIMS Messungen von silizium- und berilliumdotierten und überwachsenen GaAs Proben gefertigt. Dazu wurde in der MBE 3000 Å GaAs auf einem Substrat aufgewachsen, bevor die Probe in die Ionenstrahlanlage transferiert wurde. Dort wurden  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  Siliziumatome an eine Stelle geschrieben; an eine andere Stelle wurden  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  Be Ionen implantiert. Die Gesamtenergie war jeweils 30 keV. Das Schreibfeld war jeweils  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  und an den Ecken durch Goldmarken gekennzeichnet. Es wurde jeweils bei senkrechter Inzidenz implantiert. Danach wurde die Probe in der MBE mit 5000 Å GaAs überwachsen. Die Abb. 5.8 zeigt die Silizium und die Beryllium Konzentrationen über der Tiefe in der Probe.

Man sieht bei der siliziumdotierten Probe Siliziumatome außer an der dotierten Wachstumsunterbrechung auch an der Oberfläche und an der Oberkante des Substrats. Die Siliziumatome am Substrat sind schon vor der Implantation vorhanden. Die Höhe des Substratpeaks hängt nicht von der implantierten Siliziumkonzentration ab. Die Tiefenkoordinate wird durch die Ausmessung der Kratertiefe am Ende des Sputtervorgangs und durch die Annahme einer konstanten Sputterrate bestimmt. Sie ist allerdings recht ungenau. Am Anfang des Sputtervorganges wird das Signal erst

nach einigen Nanometern aufgezeichnet, da an der Oberfläche immer alle Arten von Verunreinigung (auch Moleküle) zu finden sind. Die Eindringtiefe der implantierten Siliziumionen liegt bei etwa 650 Å. Die Sputterrate wurde dabei so gering gewählt, daß das Restgas abgepumpt werden konnte; dadurch wird der Peak nach unten hin nicht verlängert. Man sieht am Substratpeak, daß auch ein schnellerer Abfall möglich wäre.

Die wichtigste Information dieser Kurve ist der rapide Abfall der Siliziumkonzentration oberhalb der Wachstumsunterbrechung unter die Nachweisempfindlichkeit. Das bedeutet, daß durch die Implantation von der Grenzfläche nach oben keine Dotieratome eingebracht werden, und daß die Konzentration der Atome nach unten hin exponentiell auf einer Länge von etwa 650 Å abfällt.

Die Kurve für die Beryllium Implantation zeigt unangenehmere Eigenschaften. An der Kurve erkennt man wie im Fall von Silizium sowohl gegen die Oberfläche zu als auch bei der Wachstumsunterbrechung und dem Substrat Berylliumpeaks. Aber auch außerhalb der Peaks befindet sich Beryllium in erheblichen Konzentrationen deutlich über der Nachweisgrenze in der Probe.

Die konstante Berylliumkonzentration unterhalb der Wachstumsunterbrechung resultiert aus dem Channeling Effekt (cf. etwa [Wil80][Wil82]). Die Ionen werden durch die Kristallkanäle durch Vorwärtsstreuung geleitet, bis sie in die Nähe des Substrats gelangen. Dort sammeln sie sich an, weil gehäuft Gitterfehlstellen auftreten. In das Substrat gelangen nur noch relativ wenige Ionen. Diesen Channeling Effekt kann man auf die wohlbekannte Art unterdrücken, indem man unter 7 Grad (von senkrechter Inzidenz aus gemessen) statt bei senkrechtem Einfall implantiert, wenn es nötig ist. Die Eindringtiefe ohne Berücksichtigung des Channelingeffekts liegt sogar nur bei etwa 200 Å.

Die Berylliumionen oberhalb der Implantation segregieren während des Überwachens in der Nähe der fortschreitenden Oberfläche. Dieser Effekt wurde bereits bei überwachsenen Be-Implantaten [Hir98] und bei mit der MBE gewachsenen Be-dotierten GaAs-Schichten[Enq85] und AlGaAs-Schichten[Gay97] gefunden. Man kann den Effekt auch sehen, wenn man Berylliumimplantate in GaAs erhitzt. Das Beryllium hat dann eine starke Tendenz, zur nahen Oberfläche zu diffundieren und dort aus dem Kristall auszutreten[McL77][Yam86][Bar90] [Lee95]. Als Abhilfe kann man für das Überwachsen des Be-Implantats etwas geringere Temperaturen einstellen ( $\approx 550$  Grad). Dann wird das Beryllium in den Kristall eingebaut und segregiert nicht mehr an der Oberfläche.

Die niedrigere Wachstumstemperatur führt jedoch wie erwähnt zu einer Erhöhung der Defektdichte. Auch die Verwendung von  $\text{As}_2$  soll die Segregation von Beryllium reduzieren[Hop92].

Wir haben aber mit Rücksicht auf diese Segregation von Be von einem Überwachsen über Be-Implantaten abgesehen.

### 5.3.3 Herstellung einer dichten Barriere

Die Herstellung einer elektrisch dichten Barriere im III/V System erfordert eine detaillierte Studie der vertikalen Transporteigenschaften durch  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Heterostrukturen. Dabei gilt die Aufmerksamkeit vor allem der richtigen Wahl des AlAs Anteils  $x$ . Die Dicke der Barriere soll möglichst gering sein und wird durch den Tunnel-effekt limitiert. Ab etwa  $70 \text{ \AA}$  ist in Abhängigkeit von der Barrierenzusammensetzung im  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  System Tunneln zu erwarten.

Die Barriere dient dem Zweck, die Ladungsträger, die von beiden Seiten durch das elektrische Feld gegen sie geschoben werden, aufzuhalten, so daß sie sich ansammeln (vgl. Abb. 4.4). Dazu muß sie hohen Anforderungen genügen.

$\text{GaAs}$  ist ein direkter Halbleiter mit der Energielücke am  $\Gamma$ -Punkt. AlAs ist indirekt und hat das Minimum des Leitungsbands am X-Punkt. Bei  $x=0,43$  wechselt das Minimum des Leitungsbandes zwischen  $\Gamma$ - und X-Punkt[Sax81]. Es ist wohlbekannt, daß Transport über das X-Band stattfinden kann. Als Mechanismus für den Übergang der Elektronen zwischen dem  $\Gamma$ -Band und dem X-Band wurden Streuung mit optischen Phononen oder die Mischung der X- und der  $\Gamma$ -Wellenfunktionen an der Grenzfläche vorgeschlagen[Fel90]. Deveaud et al. sind überzeugt, daß die Streuung zwischen  $\Gamma$ - und X-Band nur phonongestützt abläuft[Dev94], während Teissier et al. auch von Zustandsmischung berichten[Tei96].

Im Zuge ihrer Arbeiten über einen SISFET haben Solomon et al. auch die Frage der richtigen Barrierenzusammensetzung und des vertikalen Transports untersucht[Sol86]. Mit Hilfe einer temperaturabhängigen Messung und einer spannungsabhängigen Messung versuchen die Autoren zwischen thermionischer Injektion und Tunnelprozessen zu unterscheiden. Ihr Hauptresultat ist, daß die Elektronen durch das X-Band tunneln, ohne daß der Impuls in der Ebene erhalten ist; die longitudinale X-Masse würde das Tunneln verbieten, weil sie zu groß ist, so daß die Elektronen nur durch die transversalen X-Bänder gehen können. Obwohl also die Höhe der Barriere mit zunehmendem

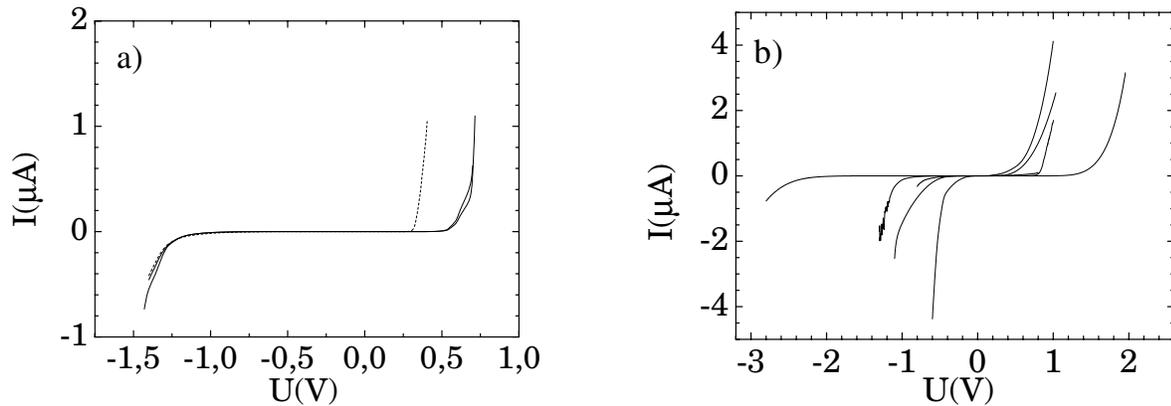


Abbildung 5.9: Teststrukturen für  $Al_xGa_{1-x}As$  Barrieren mit Mesagröße  $1000\mu m \times 80\mu m$ , a)  $x=1$ , b)  $x=0,45$ ;  $T=4,2$  K. Verschiedene Skalierung der x-Achsen

AlAs-Gehalt  $x$  kleiner wird, nimmt der Tunnelstrom nur langsam zu, weil die effektive Masse im X-Band relativ groß ist. Da die Elektronen vom  $\Gamma$ -Punkt zum X-Punkt wechseln müssen ist Impulsübertrag erforderlich; es kommen hier nur sehr ineffektive Prozesse in Frage: Streuung an Grenzflächenrauhigkeit, an Mischkristallinhomogenität (alloy scattering) oder mit Phononen vom Zonenrand. Dadurch wird der Leckstrom weiter begrenzt.

Um die optimale Zusammensetzung für die Barriere herauszufinden, haben wir in einem ersten Schritt nin-Teststrukturen verwendet, die als Isolator eine  $Al_xGa_{1-x}As$  Barriere von  $200 \text{ \AA}$  Dicke enthält. Wir haben Proben mit  $x=1$  und  $x=0,45$  gewachsen. I-V Charakteristiken beider Proben sind in Abbildung 5.9 gezeigt.

Die Proben mit 100% AlAs-Barrieren sind bis auf einen Ausfall alle gleich. Der Leckstrom durch die Barriere setzt bei 1,2 V ein. Das ist für die geplante Anwendung deutlich zu niedrig. Bei den Proben mit 45% AlAs in der Barriere ist nur eine der Proben richtig dicht; hier setzt der Leckstrom erst bei deutlich höheren Spannungen ein als bei der anderen Probe. Das ist aber nur bei einer Probe dieses Wafers der Fall. Alle anderen zeigen früher Leckströme als die Proben mit reinem AlAs in der Barriere.

Dieses Verhalten resultiert aus dem Wachstumsprozess bei der III-V MBE selbst. Das Entstehen von sogenannten "oval defects" ist hier unvermeidlich. Das sind kleine Defekte, die lokal zu den beobachteten Leckströmen führen. Deshalb ist es wichtig, die Fläche der Proben so klein wie möglich zu machen. Weiterhin gilt es, den AlAs Gehalt

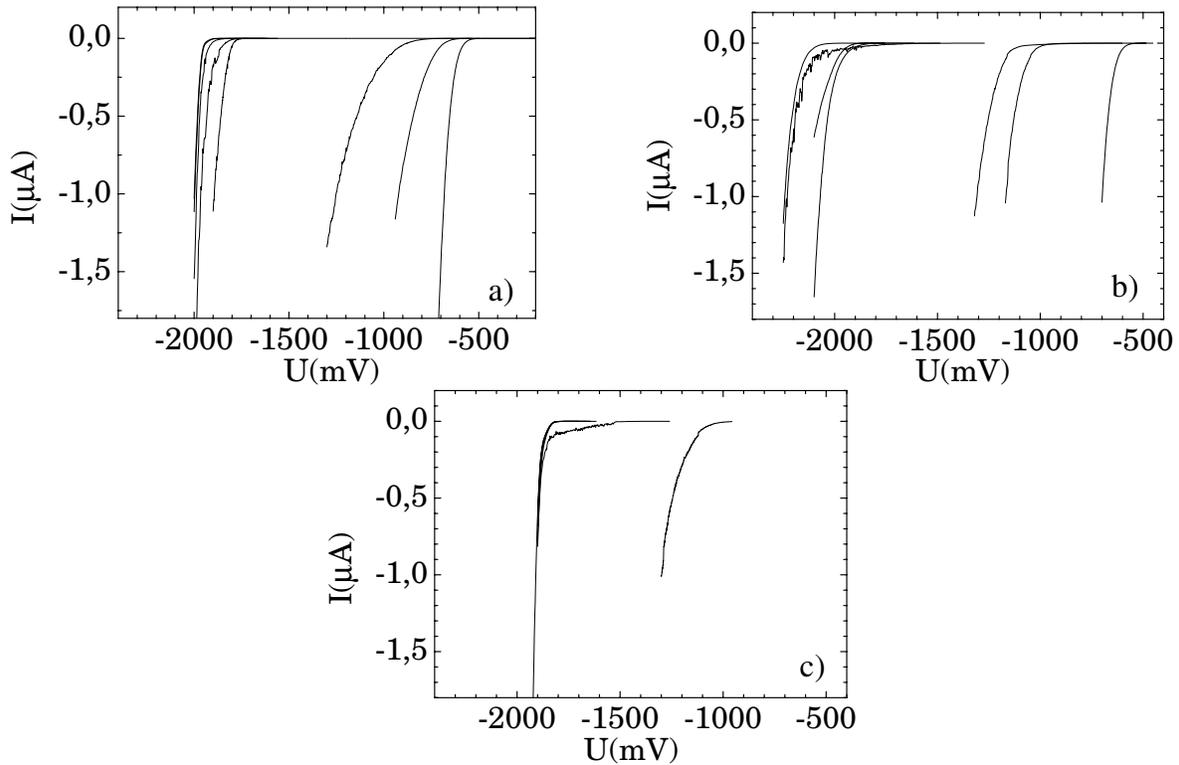


Abbildung 5.10: *IV-Kurven von pin-Teststrukturen für  $Al_xGa_{1-x}As$  Barrieren, a)  $x=0,5$ , b)  $x=0,66$ , c)  $x=0,8$ .  $T=4.2$  K. Oberfläche der Strukturen etwa  $300\mu m \times 100\mu m$ , Jedes Teilbild enthält die Kurven von 7 Proben.*

möglichst groß zu wählen. Das Limit setzt hier der Leckstrom durch das X-Band, der bei reinem AlAs zu früh einsetzt.

Die richtigen Werte wurden mit einer Serie von pin Teststrukturen gefunden. Es handelt sich um Kondensatoren mit einem Isolator aus  $Al_xGa_{1-x}As$ , die auf der einen Seite mit Donatoren und auf der anderen Seite mit Akzeptoren dotiert sind. Die Barriere ist wiederum stets  $200 \text{ \AA}$  dick.

Zur Präparation wurden extrem kleine Strukturen von weniger als  $300 \times 100 \mu m^2$  verwendet. Um eine verlässliche statistische Aussage zu gewinnen, haben wir je 7 Proben mit einer Barriere aus 50%, 66% und 80% AlAs hergestellt. Die Barrieren wurden mit Supergittern hergestellt: 1 Monolage GaAs/1 Monolage AlAs für die erste Probe, 1 Monolage GaAs/2 Monolagen AlAs für die zweite und 1 Monolage GaAs/4 Monolagen

AlAs für die dritte Probe. Bei der Probe mit 80% AlAs fallen 5 Kurven aufeinander. Gleichzeitig ist die Spannung groß genug um Elektronen und Löcher bis an die Barriere zu bringen. Die anderen Proben zeigen zwar Leckströme erst bei noch höheren Spannungen, dafür aber auch mehr Ausfälle. Deshalb wurden die weiteren Proben mit 80% AlAs Supergitterbarrieren hergestellt.

## 5.4 Strukturierung und Kontaktierung

### 5.4.1 Flache n-Kontakte

Die Kontaktierung des Elektronenkanals erfolgt über die siliziumdotierten Schichten über der Barriere. Sie sorgen dafür, daß die Fermienergie in der Nähe des Leitungsbandes bleibt und die hochdotierte Schicht mit dem Kanal im Gleichgewicht. Die entartete Schicht wird mit einer einlegierten Metallaufgabe kontaktiert und mit einem Metalldraht verbunden. Zum Kontaktieren scheiden dabei Standard Gold/Germanium/Nickel Kontakte aus, weil sie zu tief in den Kristall eindiffundieren und die Barriere dotieren.

Deshalb haben wir Alternativen gesucht und drei Lösungen gefunden. Man kann n-leitendes GaAs auch bei tiefen Temperaturen einfach mit einer Metallaufgabe kontaktieren. Dazu muß man 100 Å unter der Oberfläche eine  $\delta$ -dotierte Schicht anbringen. Dieses Verfahren ließ sich jedoch nicht beliebig auf Proben aus jeder MBE-Anlage transferieren, so daß die anderen Optionen zuverlässiger sind.

Wir haben auch flache n-Kontakte aus Pd/Ge verwendet. Diese werden nur bis zu 300 Grad C erhitzt und diffundieren nicht ein. Sie sintern nur. Die Metallaufgabe bleibt dabei fest. Die Eindringtiefe ist extrem klein (wenige 100 Å).

Außerdem kann man auch Au/Ge/Ni Kontakte verwenden, wenn man bei der Herstellung besondere Sorgfalt verwendet. Um geringe Eindringtiefen zu erreichen wurden die Konzentrationsgradienten möglichst stark reduziert, indem dünnere Schichten aufgedampft wurden. Zur Kontaktierung reichen 20 Å Gold, 10 Å Germanium und 8 Å Nickel. Außerdem konnte die Diffusionslänge durch verringerte Temperatur beim Legierungsschritt reduziert werden (340 Grad C, 30 Sek.). Für die im Weiteren beschriebenen Proben wurden immer diese Kontakte verwendet.

Mit diesen Kontakten konnte ein invertierter SIS FET (ISIS FET) hergestellt werden. Die in der MBE gewachsene Struktur wurde sehr ähnlich zu der vollständigen geplanten Struktur gewählt (vgl. Abb. 5.11). Es fehlen nur die p-Kontakte. Wie aus

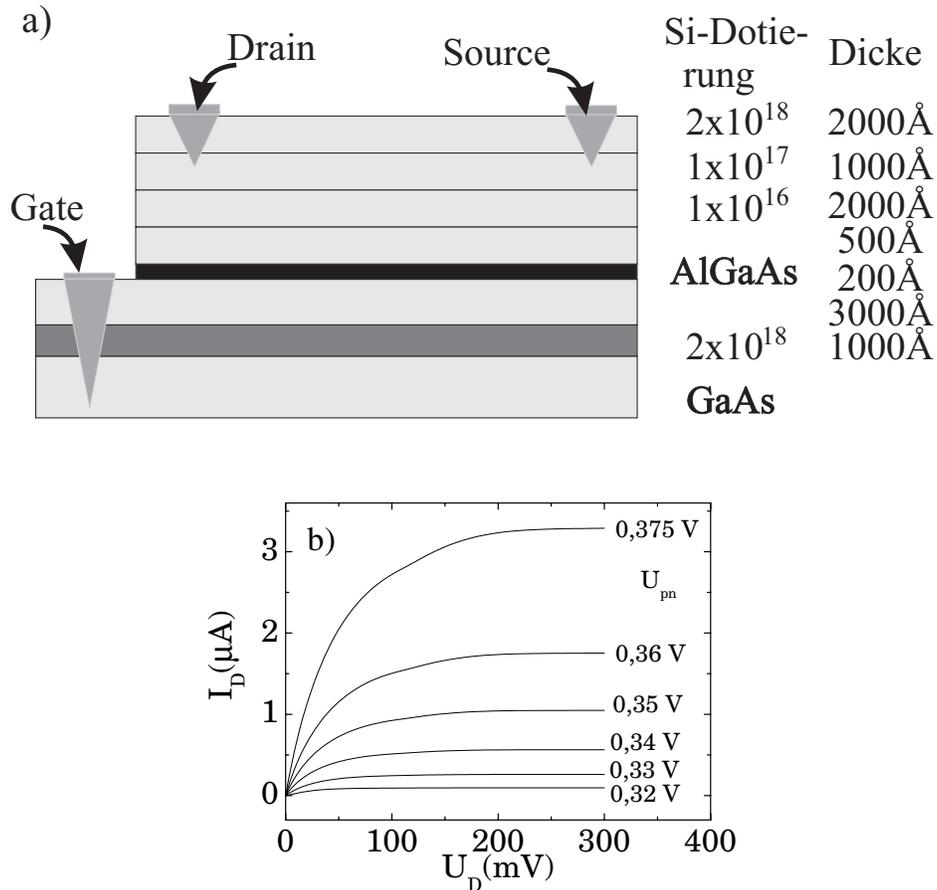


Abbildung 5.11: Der invertierte SIS FET a) MBE Struktur b) Ausgangscharakteristik bei 4,2K

der Abbildung hervorgeht, wurde die hochdotierte Schicht zwischen den Kontakten weggeätzt, damit der Kanal nicht kurzgeschlossen ist.

Bei diesem ISIS FET wird die Schwellspannung durch die Dotierung oberhalb des Kanals eingestellt. Sie beträgt 320 mV. Die Ausgangscharakteristik ist ebenfalls in der Abbildung 5.11 gezeigt.

#### 5.4.2 Verbesserung der Au/Zn/Au Kontakte

Die Kontaktierung des p-Kanals erfolgt ganz analog wie die Kontaktierung des n-Kanals über die kohlenstoff-dotierten GaAs-Schichten. Für die Kontaktierung der hochdotierten leitfähigen Bereiche bietet sich die Verwendung von Au/Zn Kontakten an.

Es befindet sich natürlich noch das n-leitende Backgate unterhalb der p-Kontakte. Es ist nun aber eine bekannte Tatsache, daß Au/Zn Standardkontakte sowohl n- als auch p-leitendes GaAs kontaktieren. In diesem Fall wird der Kanal stets über das Backgate kurzgeschlossen.

Eigentlich erwartet man bei einlegierten Au/Zn Kontakten natürlich, daß die auf der Oberfläche verbleibende Metallaufgabe aus Gold und Zink zunächst die darunterliegende durch das eindiffundierte Zink stark p-dotierte GaAs kontaktiert. Dieser p-dotierte Bereich durchdringt den ohnehin von der MBE schon p-dotierten Bereich und kontaktiert diesen. Durchdringt die Zinkdotierung aber einen n-leitenden Bereich, so sollte sich ein pn-Übergang ausbilden und bei tiefen Temperaturen sollte der Au/Zn Kontakt von dem n-GaAs isoliert sein. Das funktioniert auch so im umgekehrten Fall eines Au/Ge/Ni Kontakts und einer p-dotierten GaAs Schicht. Man beobachtet hier einen pn-Kontakt mit Durchbruchspannungen im Bereich von mindestens 300 mV bei 4,2 K.

Als Ursache für das eigentümliche Verhalten der Au/Zn Kontakt kommt Verunreinigung der aufgedampften Materialien eigentlich nicht in Betracht. Sowohl für das verwendete Gold als auch für das Zink sind Verunreinigungen von weniger als 1 ppm garantiert. Auch die Aufdampfanlage ist sehr rein und nur für Gold und Zink reserviert. Um die Ursache der Kontaktierung der n-Schichten herauszufinden wurde das Verhältnis der Menge Gold zu Zink beim Aufdampfen reduziert. Einen Vergleich der Strom-Spannungs-Kennlinien zeigt die Abbildung 5.12.

Es zeigt sich, daß die Kontaktierung an n-Schichten mit der hohen Au-Konzentration zusammenhängt. Um also Kontakte mit niedrigen Kontaktwiderständen für Lochgase und Diodencharakteristiken für Elektronengase herzustellen, wurde daher die Schichtfolge 50 Å Gold, 280 Å Zink und wieder 250 Å Gold verwendet. Die Zinkkugel tendiert stark zum Oxidieren. Anstatt sie jedes Mal mit HCl zu reinigen, hat es sich als besser erwiesen, sie immer unter Vakuum zu halten und nicht mit HCl zu deoxidieren. Zum Einlegieren sind 420 Grad C ausreichend anstatt der 500 Grad C für "konventionelle" Zinkkontakte.

Mit Hilfe solcher Kontakte ist es gelungen einen SIS FET mit n-leitendem Gate und p-leitendem Kanal aufzubauen. Die Struktur entspricht beinahe der vollständigen MBE-Struktur wie sie für das Elektron-Loch Gas geplant ist, nur das n-leitende Backgate fehlt hier, da es für die Anreicherung des p-Kanals nicht gebraucht wird. Sie ist

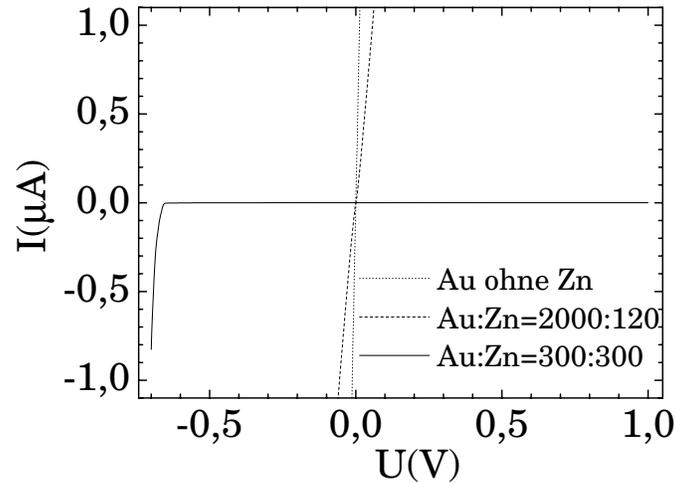


Abbildung 5.12: Untersuchung der Au/Zn/Au Kontakte an  $n$ -leitendes Material. Messung zwischen Au/Zn/Au Kontakt und Au/Ge/Ni Kontakt an siliziumdotierte Epitaxialschicht,  $T=4,2$  K

zusammen mit der Ausgangscharakteristik in Abb. 5.13 dargestellt.

Die Herstellung der verborgenen strukturierten Kontakte erfolgt dabei durch MBE-Wachstum einer kohlenstoffdotierten Schicht; unmittelbar danach folgt der Transfer in die Implantationskammer. Hier wird Silizium in die Schicht geschossen und dadurch die  $p$ -Leitung kompensiert. An der Ausgangscharakteristik erkennt man, daß der  $p$ -Kanal noch schwach paralleleitend ist. Für Gatespannungen unterhalb der Schwellspannung sind schon kleine Drainströme meßbar.

Um die Kontakte mit geringem Kontaktwiderstand bis an den Kanal zu führen, kann man nun mit nahezu atomlagengenauer MBE-Präzision den Dotierungsgradienten wählen. An der Ausgangscharakteristik sieht man, daß die Kontakte noch leicht nichtlinear sind (Der Drainstrom setzt erst bei endlicher Spannung am Drain ein). Das kann man leicht durch Erhöhung der Dotiergrade unterhalb des Kanals beheben. Bei zu hoher Dotierung verliert man allerdings an Beweglichkeit, so daß man hier einen Kompromiß finden muß.

### 5.4.3 "Self aligned" Frontgate

Zur unabhängigen Kontrolle der Dichte im oberen Elektronensystem wurde ein Frontgate entwickelt, das sich bündig an die Kontakte für die Elektronen anschließt. Dadurch

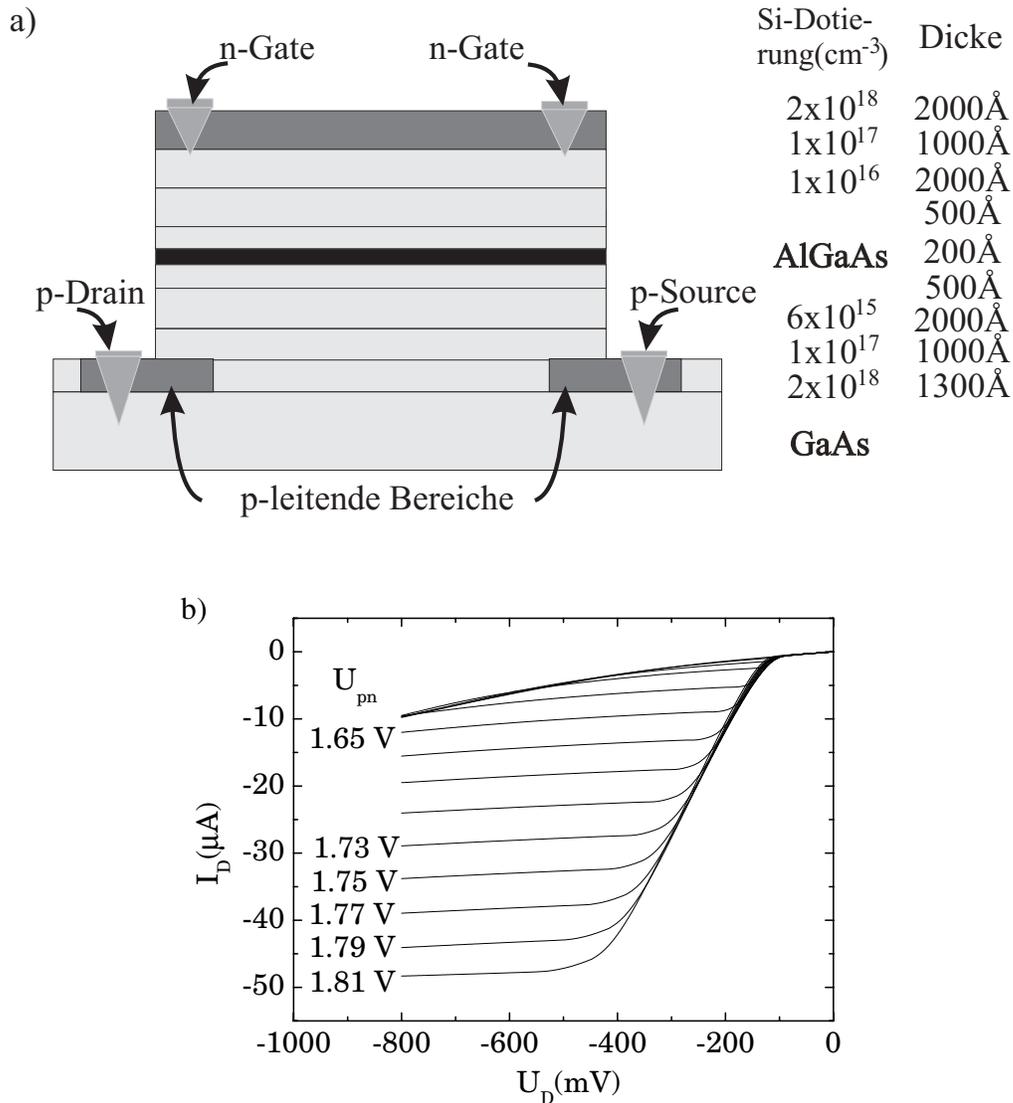


Abbildung 5.13: a) Struktur des n-Gate p-Kanal SIS FET b) Ausgangscharakteristik  
 $T=4,2 \text{ K}$

wird es außerdem möglich, den Lochkanal mit Hilfe des Frontgates zu füllen, auch wenn evtl. der Elektronenkanal noch leer bleibt.

Die Herstellung des bündigen Frontgates erfolgt dadurch, daß der Ätzschritt durch die hochdotierte Schicht und das folgende Aufdampfen mit demselben Fotolack durchgeführt werden. Damit man nach dem Bedampfen den Fotolack abheben kann, muß der Fotolack durch Härten der Oberfläche speziell vorbereitet werden. Der beim Ent-

wickeln des Fotolacks entstehende "Undercut" sowie das Unterätzen der isotropen naß-chemischen Ätzlösung bewirken, daß zwischen der Metallaufgabe und den hochdotierten Schichten daneben eine Lücke entsteht. Durch Bedampfen unter einem Winkel von etwa 30 °C kann diese Lücke verkleinert werden.

Dieses Verfahren arbeitet in *pn*-Transistoren der gewählten Geometrie ausreichend gut, um tatsächlich "self-aligned-frontgates" herstellen zu können.

#### 5.4.4 Die Herstellung einer Probe im Überblick

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie die beschriebenen Teile zu einem Gesamtprozeß zusammengesetzt werden. Die Reihenfolge wird durch etliche Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Prozessschritten festgelegt. Diese Zusammenhänge sollen in diesem Abschnitt auch geklärt werden.

Nachdem die Probe die MBE verläßt, muß in einem ersten Schritt die Silizium Implantation aktiviert werden; dabei werden die Dotieratome in das GaAs Gitter auf die Donatorplätze eingebaut. Das wird erreicht, indem die Proben in einem RTA Ofen (rapid thermal annealing) für 5 Sekunden auf 800 °C aufgeheizt werden. Damit bei diesen Temperaturen kein Arsen durch die Oberfläche verschwindet, wird die Probe zwischen zwei GaAs Substrate gelegt. Diese sorgen für den nötigen Arsen Gegendruck. Dieser Schritt erfolgt vor der ersten Strukturierung, damit die unvermeidlichen Schäden möglichst weit weg von der Barriere entstehen und weil geätzte Flächen weit von den GaAs Abdeckungen entfernt wären.

Im nächsten Schritt werden die Stellen für die p-Kontakte freigelegt. Dazu muß man durch die Barriere ätzen und oberhalb der stark p-dotierten Schicht anhalten. Die Ätztiefe ist demgemäß ca. 7000 Å.

Danach werden die Backgate Kontakte hergestellt. Um geringen Kontaktwiderstand zu erhalten, werden nach der Fotolithographie erst wiederum Löcher von etwa 1 µm Tiefe geätzt, in die dann Standard Au/Ge/Ni Kontakte aufgedampft werden. Diese Kontakte werden bei 420°C einlegiert.

Nun kann man die p-Kontakte aufdampfen. Sie setzen sich wie oben beschrieben aus Gold und Zink zusammen und werden ebenfalls bei 420°C einlegiert. Als letzte Kontakte werden die flachen n-Kontakte hergestellt, da sie die geringste Legiertemperatur benötigen. Sie bestehen aus Gold, Germanium und Nickel und werden bei 340°C einlegiert.

Als nächstes wird das Frontgate nach dem oben beschriebenen Verfahren aufgebracht und die Kontakte mit einer Metallisierung für den Bonddraht versehen. Es ist wichtig, daß das noch vor dem Ätzen der Mesa geschieht, da man so einen Überlapp der aufgedampften Goldschicht mit dem geätzten Bereich vermeiden kann. Es wurde nämlich festgestellt, daß an der Schottky-Barriere, die zwischen dem Gold und dem zurückgeätzten GaAs entsteht, die erforderliche Spannung nicht angelegt werden kann, da schon bei viel kleineren Spannungen Leckströme fließen.

Der letzte Schritt ist das Ätzen der Mesa. Dieser Ätzvorgang wird mit reaktivem Ionenätzen durchgeführt. Bei naßchemischen Ätzverfahren kann nämlich die Ätzlösung auch in schmale Lücken zwischen dem Fotolack und dem GaAs eindringen, die überall

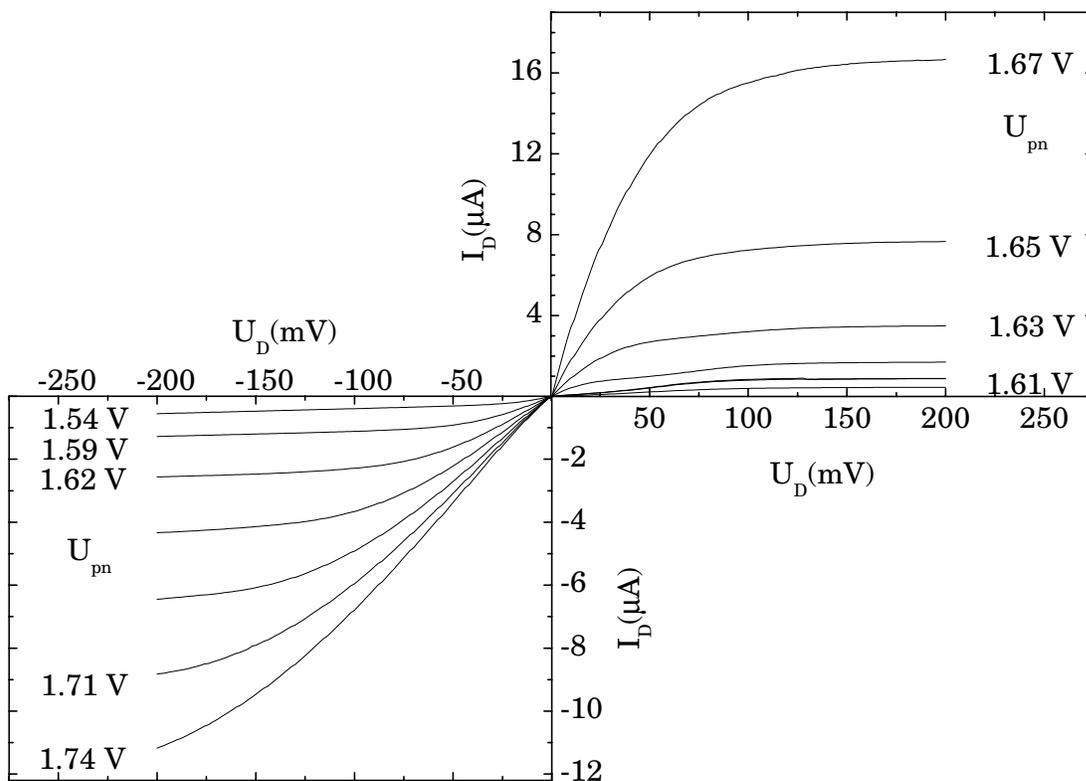


Abbildung 5.14: Ausgangscharakteristik des pn-Transistors bei  $T=4,2\text{ K}$ . Das Frontgate liegt auf dem Sourcepotential des Elektronenkanals und das Backgate auf dem Sourcepotential des Lochkanals. Die Spannungswerte an den Kurven bezeichnen jeweils die Interlagenspannung. Auf der horizontalen Achse sind die jeweiligen Drainspannungen aufgetragen.

entstehen, wo man den Fotolack über schon bestehende Kanten zieht. Eine besonders kritische Stelle ist das Frontgate, das sich bündig an die hoch n-dotierte Schicht anschliessen soll.

Mit diesem Prozess konnten Proben hergestellt werden, die sowohl ein Elektronen- wie auch ein Lochgas in Abständen bis zu nur  $150 \text{ \AA}$  voneinander besitzen. Die Abbildung 5.14 zeigt die Ausgangscharakteristik des p-Kanals (unten links) und die Ausgangscharakteristik des n-Kanals (oben rechts). Die Kontakte sind ohmsch und die Leckströme durch die Barriere zu vernachlässigen.

## 6 Messungen der Magnetkapazität

In früheren Kapiteln über Kapazitätsmessungen wurde dargestellt, wie man aus der Kapazität auf thermodynamische Eigenschaften der 2d Ladungssysteme schließen kann. Dabei ist die Kompressibilität  $\mathcal{K}$ , die mit der thermodynamischen Zustandsdichte verknüpft ist, unmittelbar zugänglich.

$$\mathcal{K}^{-1} = n^2 \frac{\partial \mu}{\partial n} = \frac{n^2}{D_T} \quad (6.1)$$

$n$  ist die Dichte,  $\mu$  das chemische Potential und  $D_T$  die thermodynamische Zustandsdichte. Bei der vergleichsweise geringen Zustandsdichte des Halbleiters von  $2,92 \cdot 10^{10} \text{ meV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  können die Ladungsträger nicht alle in dasselbe Energieniveau eingefüllt werden. Die zusätzliche Energie die daher aufgewendet werden muß, addiert sich zu der Energie des elektrischen Feldes, die durch die geometrische Kapazität beschrieben wird. Mit zusätzlich angelegtem Magnetfeld kann man die thermodynamische Zustandsdichte modulieren und tiefe Minima darin erzeugen. Außerdem spiegeln sich Wechselwirkungen der 2d Ladungssysteme in der thermodynamischen Zustandsdichte wider.

Kapazitätsmessungen sind nicht zuletzt auch deshalb interessant, weil sie Bereiche der experimentellen Parameter zugänglich machen, die z. B. über Transportmessungen nicht erforscht werden können. Hier ist vor allem interessant, daß die Schwellspannung für Kapazitätsmessungen häufig geringer ist als für Leitfähigkeit[Vos74], so daß mehr Informationen über die Zustandsdichte bei besonders geringen Ladungsträgerkonzentrationen gewonnen werden können als mit anderen Verfahren.

In diesem Kapitel werden nun die Messungen der Kapazität mit der Zielrichtung auf die interessanten Wechselwirkungen des 2d Elektronen und Lochsystems vorgestellt. Zunächst wird der Meßaufbau beschrieben. Da wir neuartige Proben hergestellt haben, schließt sich hieran erst eine gründliche Charakterisierung der allgemeinen Eigenschaften dieser Proben im Abschnitt 6.2 an. Es werden Magnetotransport- und Magnetkapazitätsmessungen gezeigt. Danach wenden wir uns den Untersuchungen der Wechselwirkungseigenschaften der nah benachbarten Elektronen- und Lochsysteme

me zu (Abschnitt 6.3). Dort werden unsere Kapazitätsmessungen vorgestellt und im Anschluß diskutiert.

## 6.1 Der Meßaufbau

### 6.1.1 Die Geometrie der Proben

Zur Messung der Kapazität wurden mehrere Proben von zwei verschiedenen Ausgestaltungen verwendet. Der eine Typ ist der klassische SISFET, ein Bauteil mit drei elektrischen Anschlüssen; das Gate ist das 2DEG, oben auf der Mesa in Abb. 6.1, Source und Drain liegen im 2DHG.

Der zweite Typ ist ein Elektron-Loch-Transistor, der zusätzlich ein Front- und ein Backgate aufweist. Diese Probe enthält für die Elektronenschicht 5 Kontakte und für die Lochschicht 6 Kontakte. Bei diesen Proben wurden zwei Elektronenkontakte kurzgeschlossen und auf der einen Seite an die Meßanordnung angeschlossen und die zugehörigen beiden kurzgeschlossenen Lochkontakte wurden auf der anderen Seite angeschlossen. Die Elektronenkontakte befinden sich wiederum auf der Mesastruktur, die Lochkontakte daneben. Bei den vorgestellten Messungen wurde das Frontgate (befindet

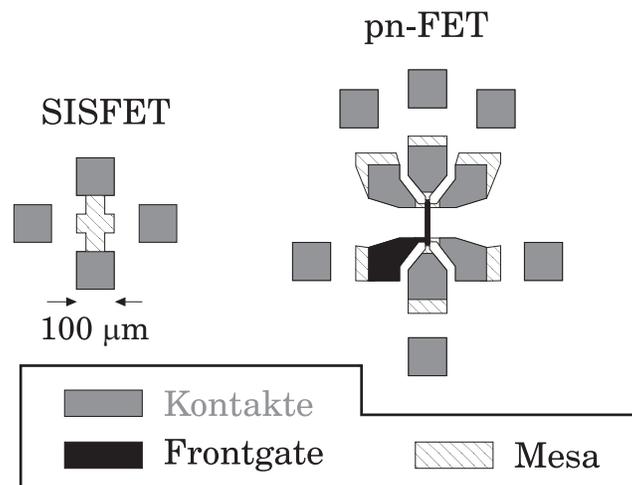


Abbildung 6.1: Die Lithographiestruktur des SISFET und des pn-FET. Die Kontakte, die neben der Mesa eingetragen sind, sind durch GaAs Leiterbahnen auf der freigeätzten Fläche bis unter die Barriere geführt. Beim pn-FET ist auf der ganzen Fläche ein Backgate unter der gesamten Struktur.

$$C_{\text{vgl}} \approx C_{\text{Probe}} \approx 200 \text{ pF} - 1 \text{ nF}$$

$$f = 30 - 500 \text{ Hz}$$

$$V_{\text{AC}} = 1 \text{ mV}$$

$$R_m = 10 - 100 \text{ k}\Omega$$

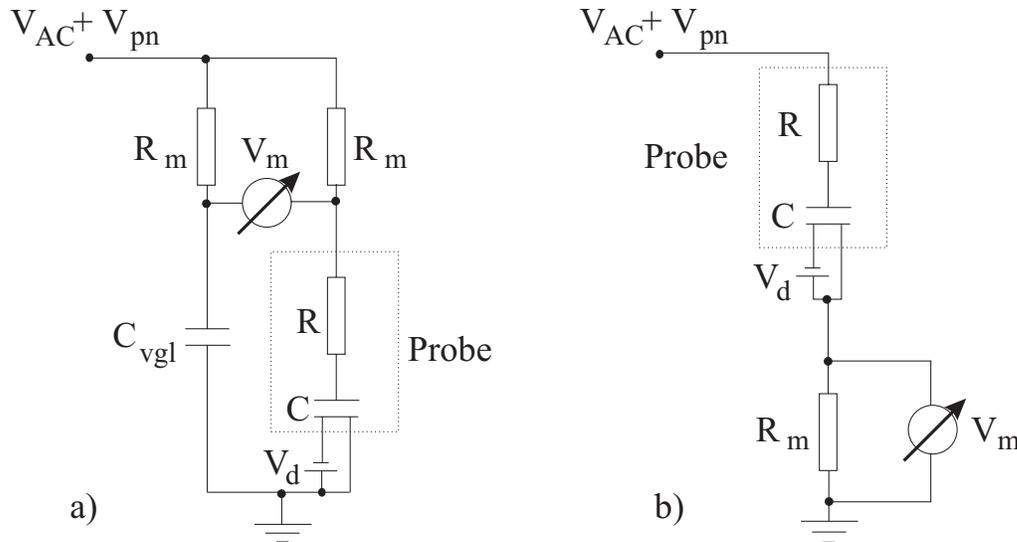


Abbildung 6.2: Experimentelle Anordnung zur Messung des komplexen Widerstandes der Probe. Der Probenwiderstand hat im allgemeinen Real- und Imaginärteil. Beide werden im Lock In gemessen. Bei verschwindendem Realteil erhält man die Kapazität aus dem Imaginärteil.

sich über dem Elektronenkanal) auch auf das Potential des Elektronenkontakts gelegt, das Backgate auf Lochpotential. In der Abb. 6.1 ist auch die Lithographiestruktur des pn-FET zu sehen.

### 6.1.2 Die elektrische Meßanordnung

Der SISFET wurde so in die Schaltung eingebaut, daß man eine Gleichspannung zwischen Source und Drain legen kann, während man die Kapazität mißt. Bei der Brückenschaltung nach Abb. 6.2.a wird die Probe auf der Erdseite in die Meßschaltung eingebaut. Die Vergleichskapazität kompensiert die Streukapazitäten und ermöglicht eine empfindlichere Messung kleiner Änderungen des Stroms durch die Probe.

Bei der Messung nach Abb. 6.2.b mißt man den Strom auf der Erdseite der Probe; dadurch kann man verhindern, daß die Messung durch Ströme verfälscht wird, die auf dem Weg durch den Kryostat über unvermeidliche Streukapazitäten gegen Erde abfließen. Die Gleichspannung zwischen Source und Drain wird wie in der Abbildung angelegt. Die Spannungsversorgung mit Wechselspannung ( $V_{AC}$  und der Gleichspannung  $V_{pn}$  zwischen den beiden Kondensatorplatten wird über einen selbstgebauten Addierer angeschlossen. Ein Addierereingang bezieht die Spannung von einem Oszillator (HP Typ 3325B), ein weiterer erhält die Gleichspannung von einem Netzteil der Firma Delta Elektronik (sehr stabil und rauscharm). Für Gatesweeps wird ein dritter Eingang des Addierers benutzt. Die Spannungsrampe wird mittels eines Elektromotors und eines Potentiometers über einen Spannungsfolger ebenfalls sehr rauscharm bereitgestellt.

Die Gleichspannung wird in beiden Schaltungen nur über der AlGaAs Barriere abfallen, weil diese immer Widerstände über  $1 \text{ G}\Omega$  aufweist.

Die Probe wird in der Abb. 6.2 durch einen Kondensator gefolgt von einem ohmschen Widerstand angedeutet. Das ist eine grobe Vereinfachung und soll daran erinnern, daß sie im allgemeinen eine komplexe Impedanz darstellt. Nur im Idealfall stellt die Probe eine rein kapazitive Last dar. Es gibt verschiedene mögliche Ursachen für ohmsche Widerstände in der Probe. Die ohmschen Verluste in den Kontakten sind zwar immer zu vernachlässigen; auch die Leckströme durch die Barriere sind bei Barrierenwiderständen von etlichen  $\text{G}\Omega$  irrelevant. Aber in hohen Magnetfeldern wird der Widerstand der 2d Systeme so groß, daß der ohmsche Widerstand in den Kondensatorplatten selbst merklich zunehmen kann. In den hier gezeigten Messungen war der Wirkwiderstand immer vernachlässigbar, wenn es nicht explizit erwähnt wird. Wir haben bei hohen Magnetfeldern Bereiche, in denen der Widerstand der Probe zu groß wurde, gemieden.

Zum Messen der Spannungen  $V_m$  wird jeweils ein Lock In (EG&G Model 5210) verwendet. Man kann also das phasengleiche und das um  $90^\circ$  verschobene Signal ablesen. Für die Schaltung b) ergibt sich für den über  $R_m$  gemessenen Strom

$$I = \frac{\omega^2 V_{AC} (R_m + R) C^2}{1 + (\omega(R_m + R)C)^2} + i \frac{\omega V_{AC} C}{1 + (\omega(R_m + R)C)^2}. \quad (6.2)$$

Unter der Bedingung  $\omega(R_m + R)C \ll 1$  ist das Quadratursignal zu der Probenkapazität proportional und der Strom in Phase gleich 0. Für die Brückenschaltung ergibt sich

unter den Bedingungen  $\omega RC \ll 1$ ,  $\omega R_m C \ll 1$  und  $\omega R_m C_{vgl} \ll 1$

$$V_m = iV_{AC}\omega R_m(C - C_{vgl}). \quad (6.3)$$

Zur Auswertung der Kapazitätsmeßdaten wurden allerdings jeweils die vollständigen Ausdrücke ohne Näherungen eingesetzt. Dennoch muß man versuchen, die Widerstände  $R_m$  und  $R$  klein zu halten, damit man die 2d Systeme voll laden und entladen kann, um die interessanten Effekte auch beobachten zu können. Dazu helfen auch die verwendeten kleinen Meßfrequenzen.

Zur genauen Bestimmung der absoluten Größen wurden Vergleichskondensatoren mit Präzisionskapazitäten gemessen.

### 6.1.3 Der Kryostat

Die beschriebenen Messungen wurden alle bei tiefen Temperaturen unter 10 K durchgeführt. Dazu wurde die Probe in einen Kryostat, der mit flüssigem Helium gefüllt ist, eingebaut. Der vakuumisolierte Tank ist außerdem noch durch einen Kühlmantel, der mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist, umgeben, um die Wärmeeinstrahlung zu reduzieren.

Der Heliumtank befindet sich auf 4,2 K. In ihm ist eine Spule aus supraleitendem Draht integriert. Mit ihr lassen sich Magnetfelder bis 11 Tesla, mit Hilfe der  $\lambda$ -Platte sogar bis 13 T erzeugen.

Der Probenraum (VTI - variable temperature insert) ist mit dem Tank durch ein Nadelventil verbunden, so daß man hier mit einer Pumpe geringere Drücke einstellen kann, als im Tank vorherrschen. Durch die abgeführte Verdampfungswärme läßt sich die Temperatur auf etwa 1,2 K absenken. Zur weiteren Reduktion der Temperatur haben wir mit einem  $^3\text{He}$  Einsatz gearbeitet, aus dem man  $^3\text{He}$  abpumpen kann. Dadurch erreicht man Temperaturen bis zu  $T_{\text{Base}} = 350$  mK.

Die Temperatur wird mit einem Ge-Widerstand gemessen. Um nun eine Temperatur fest einzustellen, wird ein Gleichgewicht zwischen Kühlung durch Pumpen am Helium und Heizen durch die ohmsche Wärme in einem Widerstand so vorgegeben, daß die gewünschte Temperatur sich stabilisiert.

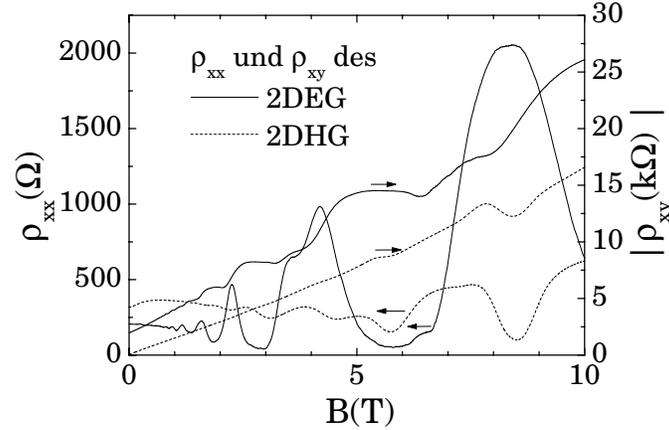


Abbildung 6.3: Vierpunkt Widerstandsmessung der getrennt kontaktierten 2DEG und 2DHG.  $T=1,6$  K. Hallwiderstand und longitudinaler Widerstand durch Pfeile identifiziert. 2DEG Widerstände durchgezogene, 2DHG Widerstände unterbrochene Linien.

## 6.2 Charakterisierung der Elektron-Loch-Systeme

Es wurden nun zunächst jeweils mehrere Proben von 2 verschiedenen Bauarten mit Kapazitätsmessungen und Transportmessungen untersucht. Dabei wurden mehrere Proben vom Typ pn-FET gemäß Abb. 4.9 auf Seite 42 verwendet mit Barrierendicken von 153 Å und 200 Å. Außerdem wurde ein pn-SISFET verwendet, bei dem das Gate das 2DEG parallel von hinten kontaktiert, und der eigentliche p-Kanal das 2DHG enthält. Die Barriere der pn-SISFETs ist 200Å dick.

### 6.2.1 Elektron-Loch-Systeme: ungleiche Dichten

Der Quanten-Hall-Effekt eröffnet zusammen mit dem longitudinalen Widerstand dem Experimentator eine Fülle wichtiger Informationen über 2d Ladungssysteme. Hier soll nicht ausführlich der Quanten-Hall-Effekt diskutiert werden, weil er nicht zentraler Gegenstand der Untersuchung ist. Stattdessen werden nur die wichtigsten Informationen für die Interpretation der Messungen gegeben.

Die Abb. 6.3 zeigt den transversalen und den longitudinalen Widerstand der beiden Schichten für eine Probe mit 200 Å Barrierendicke. Die Messungen wurden mit Gleichstrom durchgeführt; vor allem im Fall der Elektronen erkennt man eine geringe Offsetspannung in der Hall Kurve ( $\rho_{xy} = 2k\Omega$  bei  $B=0$ ). Die gut ausgebildeten Hall

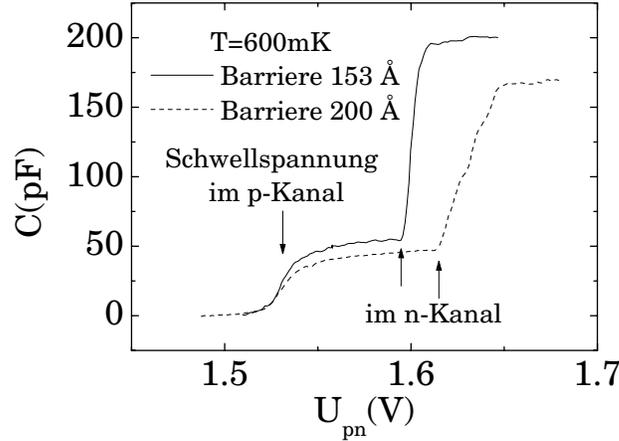


Abbildung 6.4: Gemessene Kapazität über der Spannung zwischen 2DEG und 2DHG in einem pn-FET. Akkumulation von Elektronen- und Lochsystem gemäß Transportmessung für die Probe mit 153 Å eingetragen.  $T=600$  mK.

Plateaus sind um etwa denselben Wert verschoben. Die Minima der Shubnikov-de-Haas Kurve sind gut ausgeprägt. Aus der Anfangssteigung der Hall-Kurven und aus den Minima der Shubnikov-de-Haas Kurven läßt sich eine Dichte von etwa  $3,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  für die Elektronen bestimmen, für die Löcher  $4,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Mit der Drude Formel  $j = ne\mu E$  läßt sich nun aus dem longitudinalen Widerstand bei Magnetfeld 0 die Beweglichkeit abschätzen:  $\mu_n \approx 130000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\mu_p \approx 47000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Angesichts der Struktur der Probe mit den relativ nah benachbarten Dotierschichten und den maximalen Beweglichkeiten, die mit der verwendeten Wachstumsanlage möglich sind, sind die Beweglichkeiten und Magnetotransportkurven trotzdem von guter Qualität.

Die Abb. 6.4 zeigt die Kapazität des Elektron-Loch-Systems in Abhängigkeit von der Gleichspannung zwischen den Elektronen- und den Lochkontakten. Dabei wurde das Backgate und die p-Kontakte auf Erdpotential gehalten und die n-Kontakte mit der Interlagengleichspannung und der 1mV Wechselspannung versorgt. Das Frontgate wurde auf dem Gleichpotential der n-Kontakte gehalten. Ob zusätzlich die Wechselspannung an das Frontgate gelegt wurde oder nicht ist unerheblich, weil die Streukapazität vernachlässigbar ist. Das wurde nachgeprüft.

Bereits ohne jede 2d Schicht findet man bei geringen Interlagenspannungen eine endliche Kapazität. Diese setzt sich zum Großteil aus Leitungskapazitäten zusammen, bzw. bei der Brückenschaltung einem ungenauen Abgleich mit dem Vergleichskonden-

sator. Einen weiteren Beitrag stellen aber die Streukapazitäten zwischen den n- und p-Kontakten vor der ersten Akkumulation dar.

Bei Akkumulation des ersten Kanals mit Ladungsträgern nimmt die Kapazität in einer Stufe zu. Wenn der zweite Kanal sich zu formen beginnt, nimmt die Kapazität erneut zu, weil der Abstand zwischen den beiden Platten reduziert wird. Die Pfeile in der Abb. 6.4 markieren die Schwellspannungen, wo man in der Ausgangscharakteristik den Einsatz von Stromfluß feststellt. Aus dem Vergleich ersieht man, daß die erste Stufe durch das Lochsystem, die zweite durch das Elektronensystem verursacht wird.

Der Unterschied der Schwellspannungen in diesen Proben resultiert aus dem unsymmetrischen Dotierprofil gemäß Abb. 4.9. Es wurde so eingerichtet, um sicherzustellen, daß die p-Kontakte auch gut funktionieren.

Die starke Abrundung nahe der Schwellspannung läßt sich durch die Breite der Wellenfunktion verstehen. Bei geringen Dichten ist gemäß dem Ausdruck 3.24 in dem noch schwach ausgeprägten Potentialminimum die Wellenfunktion noch besonders breit. Über die letzten beiden Terme in Gleichung 3.26 auf Seite 28 wird dadurch die Kapazität verringert.

Durch den Unterschied in den Schwellspannungen hat man bei geringen Vorspannungen einen erheblichen Unterschied der Dichte von Elektronen- und Lochsystem. Die Spiegelladungen für das 2DHG sammeln sich dabei zunächst auf den Gates, bevor auch das 2DEG bevölkert wird.

Es ist bei dieser Art von Messung nicht möglich, das Frontgate zum Einstellen der Elektronendichte zu verwenden. Zum einen überdeckt es nur einen Teil der Struktur; nämlich den, der sich nicht unter den n-Kontakten befindet. Zum anderen muß man die Elektronen anreichern. Eine positive Spannung am Frontgate führt aber schnell dazu, daß der Kanal nicht mehr an der Barriere gebildet wird, sondern in der Nähe des Frontgates. Dadurch wird es völlig unmöglich, sinnvolle Kapazitätsmessungen zu machen.

Das Backgate hat in unserer Struktur keinen Einfluß auf die Dichte des Lochsystems, weil dazwischen das Implantat mit einer gewissen Leitfähigkeit liegt. Es scheint kapazitiv gut an die p-Kontakte anzukoppeln. Es ist nur durch einen pn-Übergang von den p-Kontakten getrennt.

Es ist also durch Steuerung der Potentiale der Gate Elektroden nicht möglich, gleiche und geringe Dichten in beiden Systemen herzustellen. Es gibt aber auch die

Möglichkeit, in einem SISFET die Kapazität zu messen.

### 6.2.2 Elektron-Loch-Systeme: gleiche Dichten

In einem SISFET existieren keine externen Gates und deshalb bilden sich der Elektronen- und der Lochkanal genau zugleich. In der Abb. 6.5 ist die Kapazitätskurve eines SISFET gezeigt.

Die Kapazität zeigt in diesem Fall nur einen Sprung, weil Elektronen- und Lochsystem sich gleichzeitig formen. Damit ist auch klar, daß schon bei den geringsten Dichten beide Systeme die gleiche Dichte aufweisen. Die Abrundung an der Schwelle sowie das fortgesetzte leichte Ansteigen der Kapazität mit der Dichte ist auf die Vertiefung des Begrenzungspotentials für die Wellenfunktion mit zunehmender Teilchendichte zurückzuführen.

Die Simulationsrechnung verwendet den Ausdruck 3.26. Darin wird  $d$  gleich  $200\text{\AA}$  gesetzt, die dielektrische Konstante von AlGaAs bzw. GaAs gleich 12,0 bzw. 13,1 gewählt und für die thermodynamische Zustandsdichte der Elektronen bzw. Löcher wird der Wert ohne Wechselwirkung eingesetzt:

$$D_{Te} = \frac{g_s m_e^*}{2\pi\hbar^2} = 2,92 \cdot 10^{10} \text{ meV}^{-1} \text{ cm}^{-2} = D_{Th} \frac{m_e^*}{m_h^*} \quad (6.4)$$

$g_s$  ist der Spinentartungsfaktor und beträgt 2.

Die Hartree-Terme in Gl. 3.26 enthalten die Teilchendichte. In der abgebildeten Rechnung wurde die gemessene Teilchendichte (s. u.) verwendet. Bei der Meßkurve

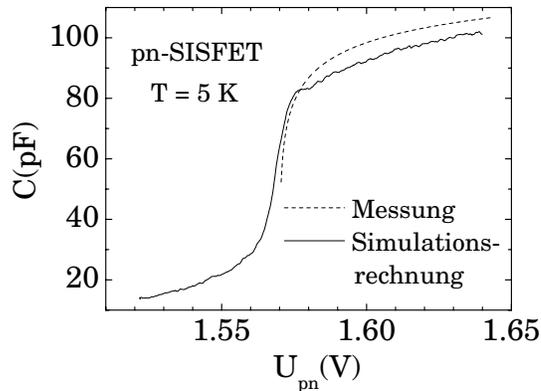


Abbildung 6.5: Gemessene Kapazität über der Spannung zwischen 2DEG und 2DHG in einem SISFET. Außerdem Modellrechnung für die Kapazitätskurve bei  $T=0$ .

muß man außerdem die Streukapazität zwischen den Kontakten und dem Gate vor der Akkumulation der 2d Systeme berücksichtigen. Diese bewirkt zusammen mit den unvermeidlichen Streukapazitäten in den Leitungen, daß man den Nullpunkt für den Sprung in der Kapazität bei Akkumulation nicht genau kennt. In der Modellrechnung ist die schwerwiegendste Einschränkung durch die Voraussetzung einer konstanten Raumladung in den 3d Schichten hinter den Barrieren zu sehen.

Die qualitative Übereinstimmung von Messung und Modellrechnung ist zufriedenstellend. In der Nähe der Schwellspannung ist eine geringe Verschiebung festzustellen. Obwohl die Übereinstimmung nicht perfekt ist, kann man einen Schätzwert für die Breite der Wellenfunktion aus den Rechnungen erhalten. Der Erwartungswert für den Abstand der Elektronen bzw. Löcher von der Barriere ergibt sich zu  $3/b_{e,h}$  (s. S. 24). Auf der Elektronenseite ermittelt man Werte um  $150 \text{ \AA}$  die bei geringeren Dichten zunehmen bis etwa  $700 \text{ \AA}$  nahe der Schwellspannung. Genau bei der Schwellspannung ist der Ausdruck nicht mehr gültig. Auf der Lochseite bekommt man wegen der höheren effektive Masse entsprechend geringere Abstände von der Barriere um die  $20 \text{ \AA}$ .

Deshalb ist klar, daß eine weitere Reduktion der Barrierendicke nicht unbedingt das richtige Mittel ist, um Elektronen und Löcher noch näher aneinander zu bringen. Es sind eher Methoden gefragt, die Elektronen näher an die Barriere zu zwingen, d. h. stärker in der  $z$ -Richtung einzuschränken (zum Beispiel durch Verwendung eines geringen Al Gehalts auf der Rückseite oder durch ein zusätzliches Beschränkungspotential einer InGaAs Schicht).

### 6.2.3 Experimente mit Magnetfeld

Mit der Hilfe von Magnetfeldern ist es möglich, die Zustandsdichte von Elektronen und Löchern zu modulieren. Die Energie der möglichen Zustände für 2d Ladungsträger ist quantisiert in Landau Niveaus, die von tiefen Minima in der Zustandsdichte getrennt sind. Für die Energie der Landau Niveaus ergibt sich

$$E_k = \hbar\omega_c \left( k + \frac{1}{2} \right) = \frac{\hbar e B}{m^*} \left( k + \frac{1}{2} \right) \quad (6.5)$$

Die Landau Niveaus sind durch Unordnung verbreitert; in den Minima der Zustandsdichte gibt es lokalisierte Zustände. Im Bereich der Landau Niveaus ist also die Zustandsdichte erhöht im Vergleich zum Fall ohne Magnetfeld, dazwischen ist sie reduziert. Dadurch ergibt sich in der thermodynamischen Zustandsdichte eine Modulation

mit dem Magnetfeld. Die Zahl der Zustände pro Landau Niveau für jede Spinrichtung ist bekannt:

$$n_L = \frac{eB}{h} \quad (6.6)$$

Deshalb kann man, durch Abzählen der Landau Niveaus die Dichte im 2d System ermitteln, indem man sie mit Hilfe des Gates variiert.

Legt man die Dichte konstant fest, und variiert stattdessen das Magnetfeld, so sieht man ebenfalls abwechselnd Maxima und Minima der Zustandsdichte an der Fermi Energie, weil die Zahl der Zustände im Landau Niveau verändert wird. Die so beobachteten Minima sind periodisch in  $1/B$ . Aus ihrem Abstand

$$\delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{2e}{hn} \quad (6.7)$$

kann man dann wiederum die Dichte im 2d System bestimmen. Diese Formel gilt für den Fall, daß man die Spinaufspaltung der Landauniveaus nicht aufgelöst hat.

Gemäß Gl. 3.26 spiegeln sich Minima in der thermodynamischen Zustandsdichte als Minima in der Kapazität wider. Immer wenn ein Landau Niveau aufgefüllt ist, zeigt daher die Kapazität ein Minimum. Die Abb. 6.6 zeigt Messungen der Kapazität am SISFET aufgetragen über dem Magnetfeld.

Die Kapazität ist dabei aus dem Blindstrom gewonnen. Der Wirkstrom war in allen gezeigten Kurven verschwindend gering. Erst bei noch höheren Magnetfeldern wächst

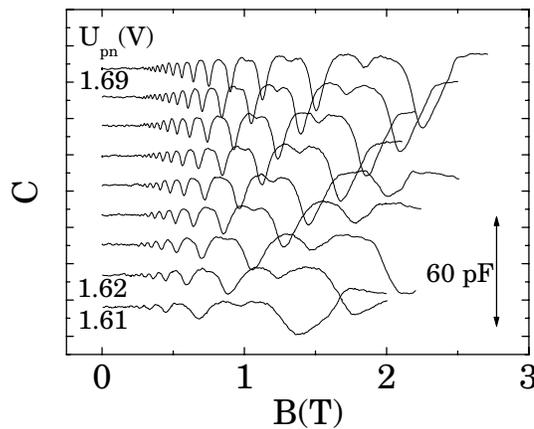


Abbildung 6.6: Gemessene Kapazität über dem Magnetfeld. Mit der Interlagenspannung  $U_{pn}$  wurden verschiedene Dichten eingestellt.  $T=350\text{mK}$ . Die Kurven sind vertikal verschoben.

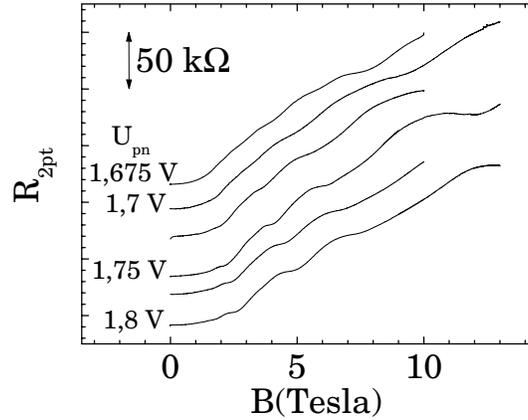


Abbildung 6.7: Zweipunktwidestand des Lochkanals über dem Magnetfeld. Mit der Interlagenspannung  $U_{pn}$  wurden verschiedene Dichten eingestellt.  $T=350\text{mK}$ . Die Kurven sind vertikal verschoben.

der Widerstand in dem gekoppelten 2d System so stark an, daß der Wirkstrom spürbar zunimmt.

Im Bereich der Landauniveaus, wo die Zustandsdichte sehr groß ist, sieht man eine leicht vergrößerte Kapazität. Dieses Verhalten wird unmittelbar mit Gl. 3.26 verständlich. Zwischen diesen Landauniveaus gibt es deutliche Minima. Diese beweisen das ausgeprägte 2d Verhalten der Zustandsdichte der gekoppelten 2d Elektron-Lochstruktur. Die einzelnen Minima sind mit hoher Präzision periodisch in  $1/B$ ; das ist charakteristisch für ein einzelnes 2d System geladener Teilchen. Exzitoneneffekte können also so nicht nachgewiesen werden.

Um mehr Einblick in die relative Bedeutung der TDOS für Elektronen und Löcher zu erhalten, kann man zusätzlich den Strom durch den Kanal in Abhängigkeit vom Magnetfeld messen. Wegen unserer Probengeometrie sind nur Zweipunkt-Messungen möglich. Für den Zweipunktwidestand eines 2d Systems im Magnetfeld mißt man unter Quanten-Hall-Effekt Bedingungen den Quanten-Hall-Widerstand zuzüglich des doppelten Kontaktwidestands. Die Abb. 6.7 zeigt den gemessenen Zweipunktwidestand unseres 2DHG. Man kann darin deutlich ausgeprägte Plateaus erkennen, die immer dann zustande kommen, wenn die Zustandsdichte an der Fermikante ein Minimum besitzt.

Die Plateaus im Zweipunktwidestand sind nicht periodisch in  $1/B$ . Das ist für ein

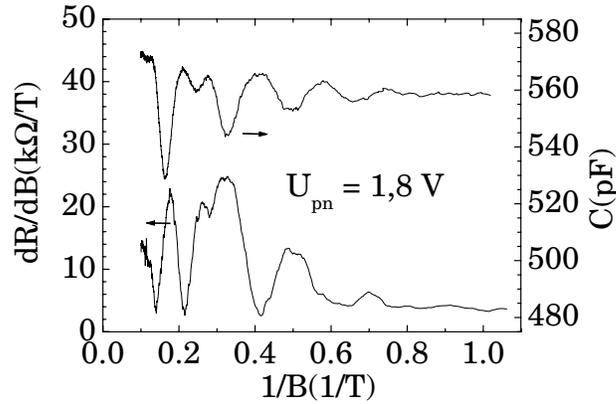


Abbildung 6.8: Vergleich der Kapazität mit der numerisch gebildeten Ableitung des Zweipunktwidestands über dem Magnetfeld.  $T=350\text{mK}$ .

Lochsystem auch nicht unbedingt zu erwarten, weil es mehrere besetzte Subbänder geben kann. Bei den kleineren Feldern, in denen die Kapazitätsmessung ohne Wirkstrom durchgeführt werden konnte, sieht man kaum Plateaus im Zweipunktwidestand. Die Kapazität wird durch die Kompressibilität des 2DEG dominiert.

Auch bei höheren Magnetfeldern wurde kein Einfluß des Lochsystems auf die Kapazitätskurven nachgewiesen. Die Abb. 6.8 vergleicht die Ableitung des Zweipunktwidestands mit den Minima der gemessenen Kapazität. Die Minima beider Kurven treffen nirgends zusammen.

Im Magnetfeld nimmt die Bindungsenergie von Exzitonen zu. Das kommt von der zusätzlichen räumlichen Beschränkung der Bewegung der Elektronen und Löcher durch das Magnetfeld. Auch im zweidimensionalen Fall und auch für räumlich getrennte Exzitonen behält das Gültigkeit [Dzy96][But95]. Die Abhängigkeit der Bindungsenergie vom Magnetfeld ergibt sich als nichtlinear.

Um nach so einer nichtlinearen Abhängigkeit der Energie der Ladungsträger zu suchen haben wir die Spannungen  $U_{pn}$ , bei denen Minima in Abb. 6.6 aufgetreten sind, in Abb. 6.9 über dem Magnetfeld aufgetragen. Durch die Meßpunkte wurden zum Vergleich Ausgleichsgeraden gezogen. Die Punkte weichen nirgends systematisch von den Ausgleichsgeraden ab. Ein Energiebeitrag der Exzitonenbindung läßt sich auf diese "spektroskopische" Weise also nicht zeigen. Das liegt daran, daß der geringe erwartete Beitrag der Exzitonenbindungsenergie von dem großen geometrischen Term

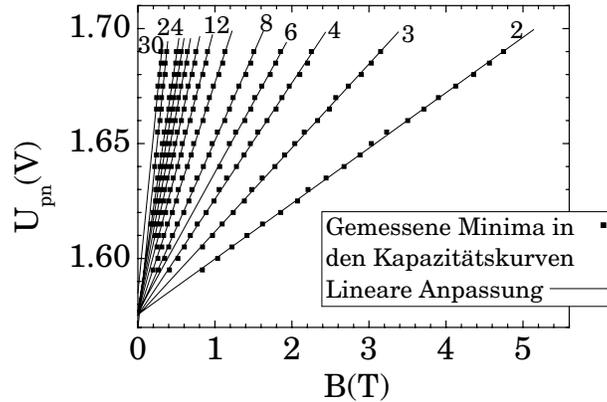


Abbildung 6.9: *Interlagenspannungen, an denen die Minima der Kapazität auftreten abhängig vom Magnetfeld.  $T=350\text{mK}$ . Die Füllfaktoren sind jeweils angegeben.*

im Ausdruck 3.26 überdeckt wird. Bei den recht hohen Dichten, die hier verwendet werden können, kann man also noch keine Wechselwirkungseffekte nachweisen.

Wie oben schon angedeutet, läßt sich aus Magnetooszillationen die Dichte des 2DEG auswerten. Die Abb. 6.10 zeigt das Resultat in dem Bereich der zugänglichen Dichten. Unterhalb konnten Landauniveaus nicht mehr zuverlässig getrennt werden. Außerdem zeigt die Abbildung eine angepaßte Gerade. Ihre Steigung gibt die Kapazität pro Fläche an. Sie beträgt  $3,1 \cdot 10^{-3} \text{F/m}^2$ .

Die Punkte liegen mit guter Genauigkeit auf der Ausgleichsgeraden. Dieses Verfahren stellt offenbar eine unabhängige Möglichkeit dar, die Kapazität pro Fläche zu

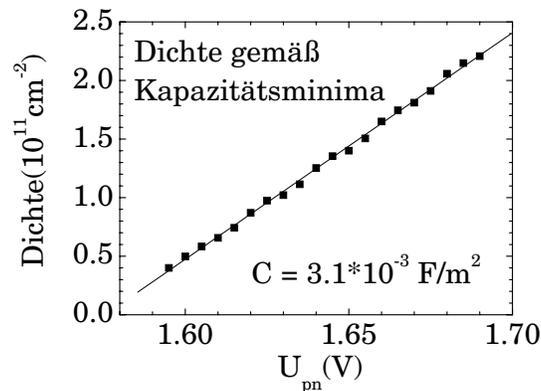


Abbildung 6.10: *Dichte  $n$  über Interlagenspannung.  $T=350 \text{ mK}$ .*

messen. Die direkte Kapazitätsmessung ist ja mit Präzisionskondensatoren verglichen und sollte insofern auch genau sein. Die Fläche des Kondensators ist lithographisch festgelegt und bis auf eine kleine Verarmungszone am Rand der Struktur auch bekannt: Sie beträgt  $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ . Aus der Stufenhöhe in der direkten Messung kann man auch die Größe der Kapazität pro Fläche ermitteln. Die direkt gemessene Kapazität ist jedoch nicht konstant im Bereich oberhalb 1,595 V, sondern ändert sich geringfügig mit der Interlagenspannung. Bei -1,61 V erhält man  $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ , bei -1,69 V  $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ F/m}^2$ . Die Abweichungen zwischen den beiden Messungen liegen also im Bereich 10 %. Sie können dadurch erklärt werden, daß besonders bei geringen Dichten durch Hartree Effekte die Ladungsdichten in den an 2DEG und 2DHG angrenzenden 3d Regionen nicht konstant ist. Dann wird das 2d System nicht mehr vollständig über die Kontakte be- und entladen, sondern kann auch mit den Raumladungszonen Elektronen austauschen.

Diese unabhängig ermittelte Dichte in den 2d Systemen wurde in der Näherungsrechnung in Abb. 6.5 verwendet. Um eine genauere Beschreibung der Kapazität zu bekommen, wäre es erforderlich, die Umladung der Raumladungszonen zu berücksichtigen.

Die Rekombination der Elektronen mit den Löchern wird durch die AlGaAs Barriere verhindert. Der geringe Tunnelstrom durch die Barriere bestimmt daher die Rekombinationszeit der Elektronen und Löcher. Dieser Strom ist abhängig von der angelegten Interlagenspannung und in Abb. 6.11 aufgetragen. Alle unsere Proben sind sorgfältig

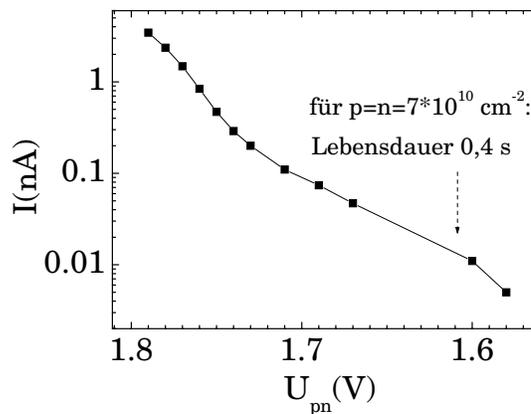


Abbildung 6.11: Tunnelstrom durch die Barriere. Dieser Strom bestimmt die Rekombinationszeit.  $T=4,2 \text{ K}$ .

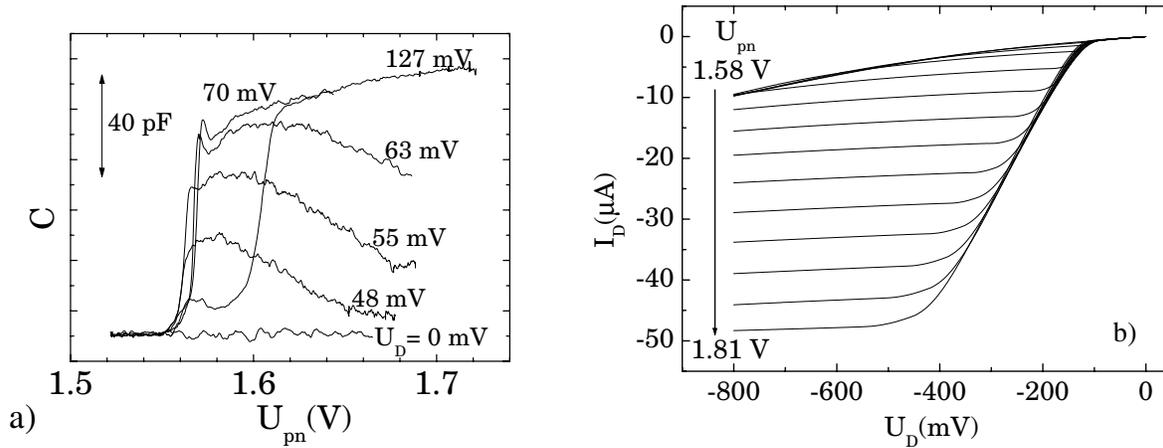


Abbildung 6.12: a) Kapazitätsmessung für verschiedene Drainspannungen.  $T=600$  mK. b) Ausgangscharakteristik des p-Kanal SISFET.  $T=4,2$  K. Man erkennt schwach nicht-ohmsche Kontakte.

daraufhin optimiert, daß dieser Leckstrom sehr gering wird. Andernfalls wird man nicht ernsthaft daran denken können, Theorien über Kondensation und Supraleitung zu überprüfen, weil die Lebensdauer für indirekte Exzitonen dafür sehr lange sein müssen. Wir haben typische Lebensdauern von  $0,4$  s bei  $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  erreichen können. Das bedeutet dann aber, daß nur sehr geringe Lumineszenzintensität aus unseren Proben herauskommt und damit optische Untersuchungsmethoden ausscheiden.

Bei den SISFETs war noch ein Detail zu beachten. Bei ihnen war auf der Lochseite die Dotierung nahe der Barriere recht gering gewählt. Zwischen dem hochdotierten Bereich und dem Kanal befinden sich hier  $1000 \text{ \AA}$  GaAs mit einem Dotiergrad von  $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  und dann noch  $2000 \text{ \AA}$  GaAs mit einer Dotierung von nur  $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Diese letzte Dotierung war ein Test und ist für völlig ohmsche Wirkung der Kontakte nicht ausreichend. Die Abb. 6.12.b zeigt die Folge in der Ausgangscharakteristik. Der Strom auf der p-Seite ist leicht nicht-ohmsch bei kleinen Source-Drain-Spannungen. Auf der n-Seite ist das Dotierprofil genauso eingestellt wie bei allen anderen Proben, die auch ohmsche n-Kontakte besitzen.

Daher wurde für die Kapazitätsmessungen in diesen Proben immer eine kleine Spannung zwischen Source und Drain im p-Kanal angelegt, um im ohmschen Bereich der Charakteristik zu arbeiten. In der Abb. 6.12 ist auch gezeigt, wie diese Spannung eingestellt wurde. Für ganz kleine Spannung oder Spannung 0 sieht man, daß Ladungs-

trägeraustausch zwischen den Kontakten und dem Kanal nicht möglich ist, auch bei der geringen verwendeten Meßfrequenz von 69 Hz. Die Kapazität zeigt den charakteristischen Sprung bei der Schwellspannung nicht.

Erhöht man die Drainspannung etwas, so bekommt man in einem breiten Bereich zwischen etwa 40 und 120 mV sehr ähnliches Verhalten. Die Kontakte funktionieren gut und erlauben Teilchenaustausch mit dem Kanal. Dabei ist es wesentlich, daß der Drain über einen kleinen Widerstand angeschlossen ist und nicht etwa mit konstantem Strom gemessen wird. Die Überhöhung der Kapazität nahe der Schwellspannung soll erst im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

Es fällt auf, daß bei den Messungen mit noch relativ geringer Drainspannung die Kapazität bei höheren Dichten wieder abfällt, statt weiter anzusteigen. Das läßt sich auf die etwas schwachen Kontakte zurückführen. Der Teilchenaustausch zwischen Kanal und Kontakten wird durch eine (sehr kleine) Barriere erschwert. Durch die Vertiefung des Potentialminimums für die Löcher mit zunehmender Teilchendichte wird bei geringeren Drainspannungen diese Barriere offenbar etwas größer, weil die Löcher näher an die Barriere gezogen werden. Das läßt sich jedoch durch leichte Erhöhung der Drainspannung korrigieren. Der Teilchenaustausch zwischen den Kontakten und dem Kanal funktioniert offenbar nur in eine Richtung: aus dem Source Kontakt in den Kanal und von dort über den Drainkontakt wieder heraus (technische Stromrichtung).

Bei noch höheren Drainspannungen wird das 2DHG inhomogen und der Sprung in der Kapazität verschiebt sich zu höheren Interlagenspannungen oberhalb der Schwellspannung. Es ist wesentlich, daß sich dabei der Einsatz des Stromflusses durch den p-Kanal nicht wesentlich verschiebt. Bei den höchsten Drainspannungen kommt es zu Inhomogenität des 2DHG und schließlich Verarmung von der Drainseite her. Dieser Effekt hängt bekanntlich mit der Sättigung des Drainstromes zusammen.

Für unsere Messungen der Kapazität wurde bei den SISFET Proben daher immer im Bereich von etwa 70 mV Drainspannung gearbeitet, um weder Inhomogenität des 2DHG noch mangelhaften Teilchenaustausch zwischen Kanal und Kontakten auf der p-Seite befürchten zu müssen.

## 6.3 Kapazität bei tiefer Temperatur und gleichen Dichten

### 6.3.1 Messungen

Bei höheren Temperaturen ab 5 K sieht die Kapazitätskurve, die Abb. 6.5 zeigt, so aus wie man das für 2d Fermionen ohne Wechselwirkung erwartet. Die Kurve zeigt monoton steigenden Verlauf mit einer Stufe bei der Schwellspannung. Die Abrundung der Kurve an der Schwellspannung und der kontinuierliche leichte Anstieg bei höheren Dichten rührt von den speziellen Eigenschaften der Doppel-Hetero-Struktur her und ist qualitativ verstanden.

Senkt man jedoch die Temperatur unter 5 K ab, dann ändert sich der Verlauf der Kapazität mit der Interlagenspannung dramatisch: Anstatt der erwarteten monotonen Zunahme der Kapazität erhält man eine Spitze gleich nach der Schwellspannung. Bei etwas höheren Dichten sieht die Kurve wieder ganz ähnlich aus wie bei Temperaturen über 5 K. Es entsteht also bei tiefen Temperaturen eine zusätzliche Struktur bei sehr geringen Dichten. Aus der gemessenen Abhängigkeit der Dichte von der Gatespannung (s. o.) folgt im Bereich der Spitze in der Kapazität eine Dichte von um die  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Da so ein Verhalten (im Einteilchenbild) unerwartet ist, wird es in diesem Abschnitt näher untersucht.

In diesem Zusammenhang verdient ein weiterer experimenteller Befund Beachtung: Dieser Effekt konnte nur in den SISFET Proben mit übereinstimmender Elektronen- und Lochgasdichte gemessen werden. Bei den pn-FETs, in denen die Löcher vor den Elektronen akkumulieren, ist so eine Überhöhung der Kapazität an der Schwellspannung auch bei den tiefsten erreichten Temperaturen von 350 mK bei keiner von beiden Stufen zu beobachten (vgl. Abb. 6.4 für  $T=600 \text{ mK}$ ).

Ein weiterer Unterschied zwischen den pn-FET Proben und den SISFETs sind die leicht nicht-ohmschen p-Kontakte, die durch eine kleine Drainspannung im ohmschen Bereich betrieben werden. Um zu überprüfen, ob die Struktur an der Schwellspannung mit der verwendeten Drainspannung und einer eventuell erzeugten Inhomogenität auf der Lochgasseite zusammenhängt, wurden die Daten für verschiedene Drainspannungen aufgenommen (s. Abb. 6.12). Ein elektrisches Feld in der Ebene (verbunden mit Inhomogenität der Teilchendichte) zerstört offensichtlich den Peak. Deshalb ist bei den höchsten verwendeten Drainspannungen keine Spitze mehr sichtbar. Dagegen ist die Struktur bei den geringsten Drainspannungen immer in den Kapazitätsdaten vorhan-

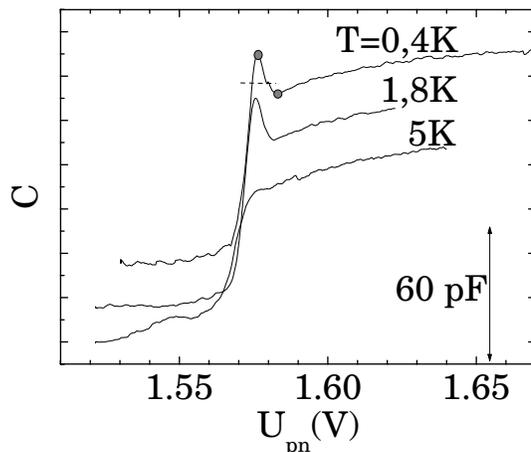


Abbildung 6.13: Kapazität über der Interlagenspannung für verschiedene Temperaturen zwischen  $0,4 \text{ K} \leq T \leq 5 \text{ K}$ .  $B=0$ . Die unterbrochene Linie zeigt die maximal mögliche Kapazität bei unendlicher Zustandsdichte für die Meßkurve bei  $0,4 \text{ K}$ . Die Peakgröße wird als Differenz der Kapazitätswerte im Maximum und Minimum der Kurve ermittelt (graue Punkte). Die Kurven sind vertikal verschoben.

den, sobald der Kanal ausreichend gut be- und entladen werden kann. Deshalb ist klar, daß Inhomogenität und Verarmung die Überhöhung nahe der Schwellspannung nicht erzeugt, sondern zerstört.

Eine andere Möglichkeit, den Einfluß der Kontakte auf die Kapazitätsspitze zu überprüfen, ist die Frequenzabhängigkeit der Signatur zu messen. Abb. 6.14.a zeigt das Einschaltverhalten des SISFET bei tiefen Temperaturen. Würde Be- oder Entladung des ganzen Kanals nicht vollständig funktionieren, so würde man eine ausgeprägte Frequenzabhängigkeit erhalten, mit der größten Kapazität bei den kleinsten Frequenzen. Der Befund ist, daß keine Frequenzabhängigkeit des Kapazitätssignals nachgewiesen werden kann. Daher muß man davon ausgehen, daß das gesamte gekoppelte 2d System auf der ganzen Kondensatorfläche geladen wird.

Um die Kontakte weiter zu überprüfen, wurde auch der Wirkstrom, der auf den Kondensator geflossen ist, gemessen. Die Abb. 6.14.b zeigt das Meßsignal am Lock-In-Verstärker in Wirk- und Blindanteil bei einer Meßfrequenz von 69 Hz. Der Wirkstrom ist fast überall geringer als 10% des Blindstromes. Allerdings erkennt man, daß unmittelbar an der Schwellspannung bevor das 2d System akkumuliert, das In-Phase-Signal

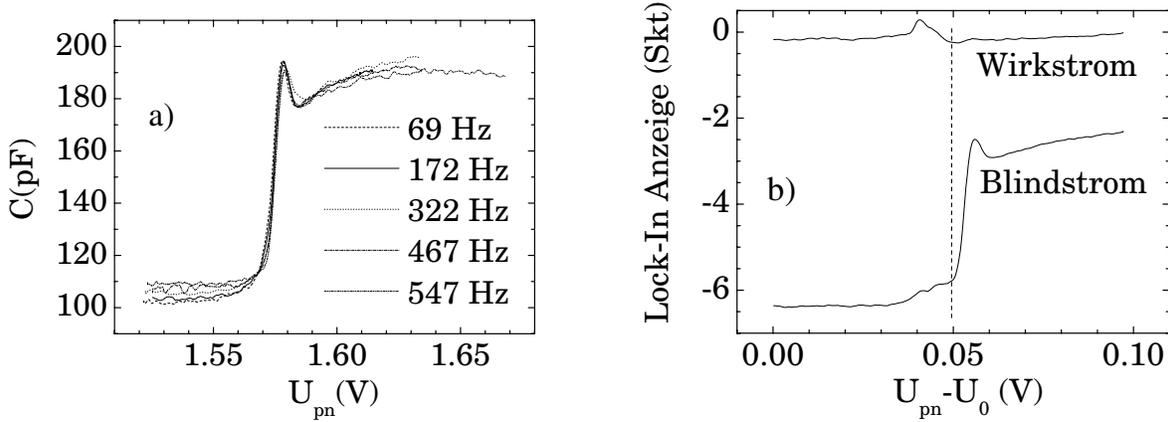


Abbildung 6.14: Zur Untersuchung des Peaks in Abb. 6.13. a) Kapazität über der Interlagenspannung für verschiedene Frequenzen zwischen 69 und 547 Hz.  $T=350$  mK,  $B=0$ . b) Meßsignale an der Kapazitätsbrücke: Zum Vergleich von phasengleichem mit Quadratursignal.  $T=350$  mK,  $B=0$ .

signifikant zunimmt. Unmittelbar bevor sich das 2d System formt, fließen Ladungen bereits in Zustände nahe der Barriere, die nur über einen großen Widerstand zu erreichen sind. Daher hat man hier kein rein kapazitives Signal.

Das passiert unterhalb der Schwellenspannung, die in der Abb. mit einer unterbrochenen Linie gekennzeichnet ist. Unmittelbar oberhalb der Schwelle tritt im Quadratursignal der Sprung und zusätzlich die Spitze auf. Das Wirksignal ist zurück bei der Grundlinie, wo es bei geringeren Spannungen schon war. Man sieht allenfalls eine sehr kleine Erhebung an der Stelle. Daher kann man wirklich im Bereich des Peaks die Probe laden und die Kapazität messen.

Bei den höchsten Teilchendichten sieht man ein schwaches aber kontinuierliches Ansteigen des Wirksignals. Es setzt sich bis zu den höchsten Interlagenspannungen fort und steigt bei hohen Spannung stark an (nicht mehr im Bild gezeigt). Dieses Verhalten resultiert von dem einsetzenden Leckstrom durch die Barriere, der allerdings erst bei höheren Spannungen wirklich relevant wird. Die Kapazitätsmessung funktioniert bei 1 mV Wechselspannung mit sehr kleinen Strömen und ist auch schon auf geringe Leckströme sensitiv.

Bei näherer Betrachtung der Abb. 6.13 erkennt man, daß der Peak sich nichtmonoton mit der Temperatur verändert. Um die Verhältnisse quantitativ zu erfassen, wurde

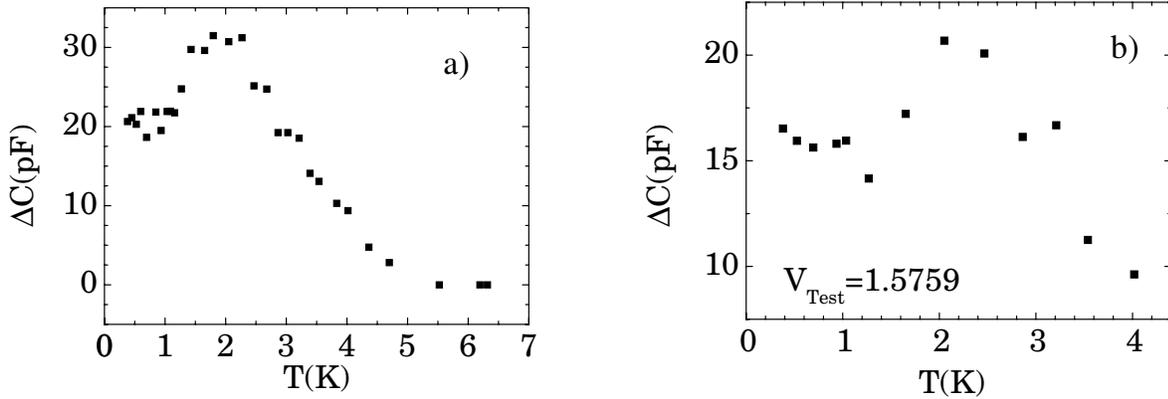


Abbildung 6.15: Größe des Kapazitätspeaks bei geringen Dichten.  $B=0$ . a) Ausgewertet als Maximum der Kapazität minus Minimum. b) Ausgewertet als Kapazität bei  $-1,5759$  V minus Kapazität im Minimum.

für verschiedene Temperaturen die Größe der Spitze als der Unterschied auf der Kapazitätsachse zwischen Maximum und Minimum der Struktur ausgewertet und über der Temperatur aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abb. 6.15.a.

Um sicherzugehen, daß dieser Effekt nicht einfach durch ein Verschieben des Maximums entsteht, wurde die Größe der Spitze auch noch als die Differenz der Kapazität bei  $-1,5759$  V und der Kapazität im Minimum ausgewertet (siehe Abb. 6.15). Der Punkt  $-1,5759$  V liegt bei allen Kurven in der Flanke der Struktur. Man erkennt die nichtmonotone Temperaturabhängigkeit. Bei 5 K ist keinerlei Spitze in den Meßdaten vorhanden. Sie wächst anschließend bis etwa 2 K kontinuierlich an, bevor ihre Größe wieder fällt und für Temperaturen unterhalb etwa 1,2 K über einen weiten Bereich konstant bleibt.

Die Position des Maximums aus Abb. 6.13 mit der Temperatur ist in Abb. 6.16 aufgetragen. Man sieht ein monotonen Verschieben zu größeren Gatespannungen mit zunehmender Temperatur, d. h. zu höheren Teilchendichten, bis der Peak bei etwa 5 K verschwindet.

Um über die Natur der Anomalie an der Schwelle nähere Informationen zu erhalten, wurde sie auch bei Variation des Magnetfeldes untersucht. Das Magnetfeld wurde sowohl senkrecht als auch parallel zu den 2d Schichten angelegt.

Die Abb. 6.17 zeigt das Einschaltverhalten der Kapazität für verschiedene parallele Magnetfelder zwischen 0 und 6 Tesla. Man beobachtet mit wachsendem Magnetfeld ab

etwa 3 T ein Verschieben des Peaks zu höheren Dichten und außerdem wird der Peak dabei bei höheren Magnetfeldern höher und breiter. Bei parallelen Feldern oberhalb von 6 T erhöht sich der resistive Anteil des Signals und die Probe wird nicht mehr vollständig beladen. Bei Dichten größer als  $10^{10}\text{cm}^{-2}$  oberhalb des Peaks wird durch

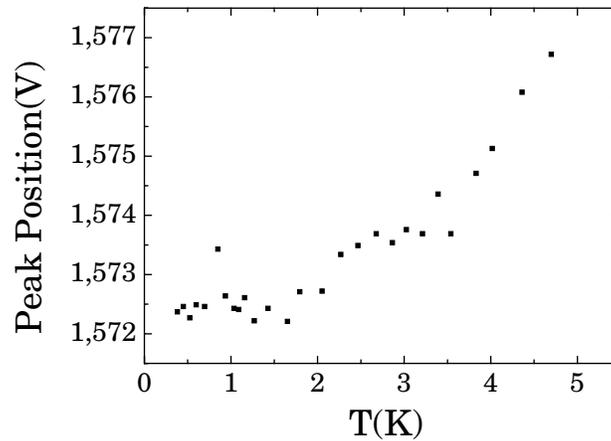


Abbildung 6.16: Verschiebung des Maximums der Kapazität mit der Temperatur für Magnetfeld  $B=0$ .

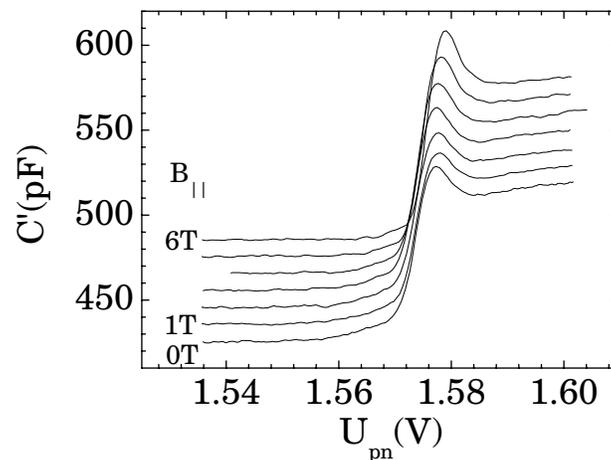


Abbildung 6.17: Kapazität über der Interlagenspannung für verschiedene parallele Magnetfelder: 0, 1, ..., 6 T,  $T=350$  mK. Auf der vertikalen Achse ist die Kapazität aufgetragen. Unterhalb der Schwellenspannung erhält man aber bei höheren Feldern ein erhebliches resistives Signal.

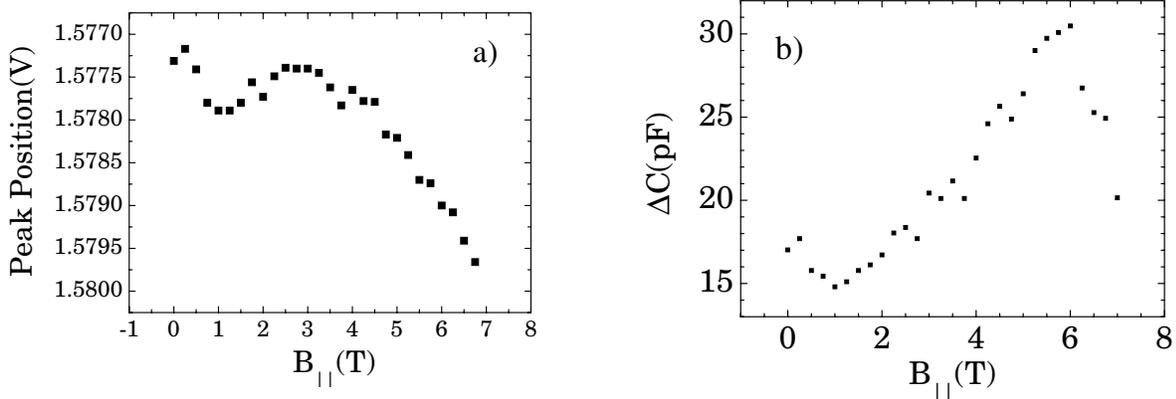


Abbildung 6.18: Verschiebung (a) und Höhe (b) der Kapazitätsspitze für verschiedene parallele Magnetfelder: 0 ... 7 T,  $T=350$  mK.

das parallele Feld praktisch keine Veränderung der Kapazität bewirkt. Offenbar ändert sich also die Form der Wellenfunktion in diesem Bereich nicht wesentlich. Die Verschiebung und Vergrößerung des Peaks wurde in Abb. 6.18 als Position des Peaks und Differenz zwischen der Kapazität im Maximum und Minimum ausgewertet. Dafür wurden die Messungen in Abb. 6.17 und noch mehr Messungen bei anderen Magnetfeldern verwendet.

Bei den geringsten Magnetfeldern unterhalb von 1 T wird der Peak zunächst kleiner, bevor er ab etwa 1 T kontinuierlich anwächst. Oberhalb von etwa 6 T nimmt die Peakgröße drastisch ab, weil das System nicht mehr geladen und entladen werden kann. Die Verschiebung zu höheren Dichten ist ab etwa 3 T kontinuierlich, vorher verschiebt sich der Peak nichtmonoton. Ein Aufspalten der Spitze ist nicht zu beobachten. Bei geringen Sweepgeschwindigkeiten von bis zu 10 s/mV und kleinen Meßwechselspannung  $V_{AC}$  zwischen 0.4 mV und 1 mV, die gleichzeitig die Spannungsaufösung festlegte, konnte ebenfalls keine Struktur in der Spitze gefunden werden.

Wir haben die Probe auch in senkrechtem Magnetfeld bei tiefer Temperatur gemessen. Die Kurven zeigt Abb. 6.19. Man kann auch hier kein Aufspalten und keine charakteristische Verformung des Peaks feststellen.

Bei höheren Dichten formen sich bereits die äquidistanten Landau-Niveaus. In den gezeigten Kurven sind sie zwischen 1 T und 4 T noch zu sehen. Hier wollen wir uns aber auf die Spitze bei der Schwellspannung konzentrieren. Sie zeigt mit zunehmendem Magnetfeld ebenso wie im parallelen Feld eine Verschiebung zu höheren Gatespannun-

gen und damit zu höheren Dichten. Sie wird ebenfalls mit zunehmendem Magnetfeld größer. In der Abb. 6.20.a wird wieder die Position der Spitze und in Teil b) derselben Abbildung ihre Größe als Differenz zwischen Maximum und Minimum der Kapazität ausgewertet.

Die Verschiebung des Peaks erfolgt monoton im ganzen Magnetfeldbereich. Sie wird zumindest zum Teil durch die Grundzustandsenergie des Landauniveaus im Magnetfeld verursacht (etwa 800 meV/T). In Abb. 6.19.b sieht man außerdem, daß unterhalb der Schwellenspannung der resistive Teil des Signals stark zunimmt. Hier ist die Beladung der Probe und damit eine Kapazitätsmessung nicht möglich. Der Widerstand des 2d Systems wird offensichtlich durch die Einwirkung des senkrechten Magnetfeldes bei geringen Dichten sehr stark erhöht. Die Verschiebung der Schwelle ist hier etwa 5 mal stärker ausgeprägt als im parallelen Feld.

Das Anwachsen der Peakgröße erfolgt im senkrechten Feld im Rahmen der Meßgenauigkeit monoton. Die Streuung der Meßpunkte ist viel größer als im parallelen Feld. Das liegt an der Existenz der Landau Quantisierung im senkrechten Feld. Wenn ein Landauniveau in der Nähe der Spitze oder des benachbarten Minimums liegt, wird die Auswertung der Peakgröße als Maximum minus Minimum verfälscht.

Man erkennt beim Vergleich der Abb. 6.15, 6.18.b und 6.20.b, daß sich die Peak-

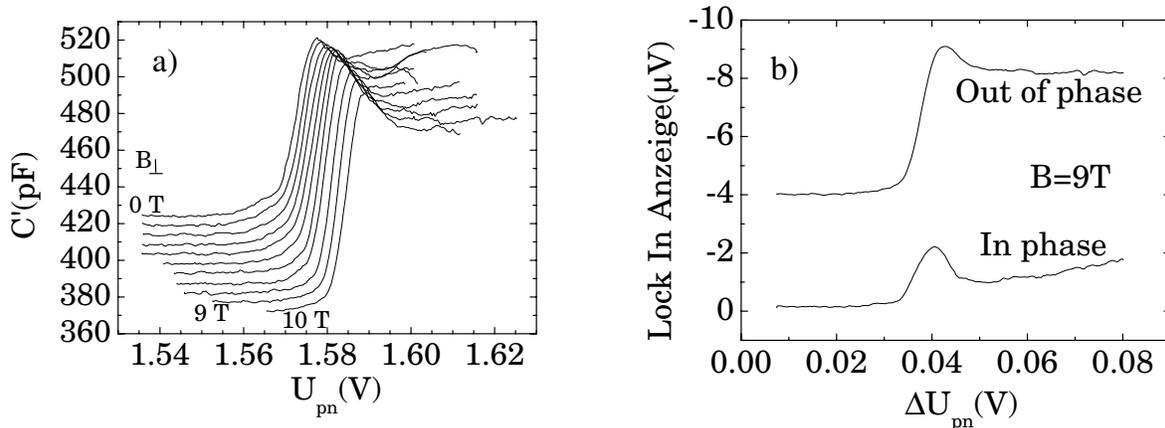


Abbildung 6.19: a) Kapazität des SISFET für verschiedene senkrechte Magnetfelder. Auf der vertikalen Achse ist die Kapazität aufgetragen. Im Magnetfeld beobachtet man jedoch unterhalb der Schwellenspannung ein erhebliches resistives Signal.  $T=350$  mK b) gleichphasiger und Quadraturteil des Meßsignals bei 9 T.  $T=350$  mK.

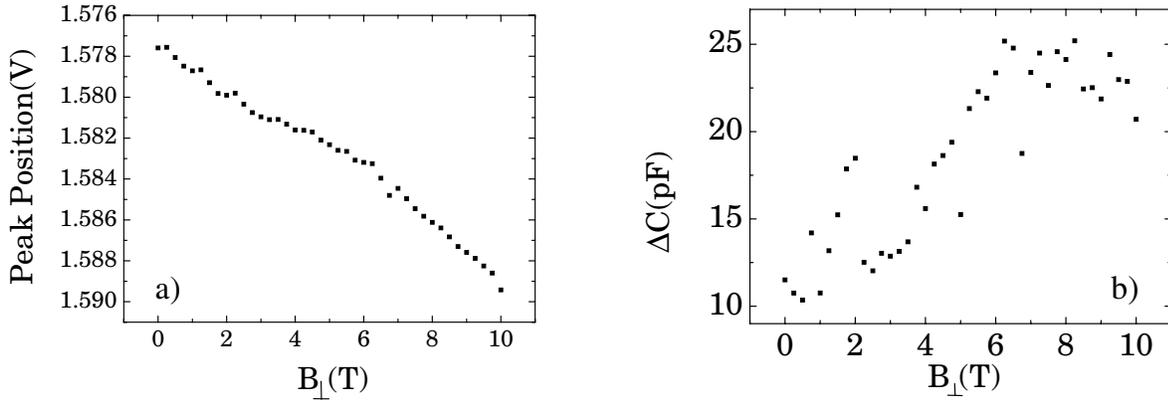


Abbildung 6.20: Verschiebung (a) und Höhe (b) der Kapazitätsspitze für verschiedene senkrechte Magnetfelder: 0, 1, ... 10 T,  $T=350$  mK.

größe bei  $B=0$  und den tiefsten Temperaturen bei den verschiedenen Meßserien etwas unterscheidet. Das rührt daher, daß bei den leicht verschiedenen Drainspannungen der verschiedenen Meßserien sich die Peakgröße leicht verändert.

#### 6.4 Diskussion der Kapazität bei gleichen Dichten

Zur Interpretation der Spitze in der Kapazität bei niedrigen Dichten muß man von der Gleichung (s. Kapitel 1)

$$\frac{1}{C} = \frac{d}{\epsilon\epsilon_0} + \frac{1}{e^2} \frac{d\mu}{dn} + \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{b_e} \frac{55}{32} + \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{b_h} \frac{55}{32} \quad (6.8)$$

ausgehen.

Der erste Term beschreibt bekanntlich einfach die geometrische Kapazität in der Barriere, ist damit überall konstant und kann für die Erklärung der Struktur nicht herangezogen werden. Die beiden letzten Terme beschreiben die zusätzlichen geometrischen Beiträge, die von der Form der Wellenfunktion und vor allem deren Abstand von der Barriere herrühren. Sie hängen stark von der Teilchendichte ab.

In den Messungen der Kapazität bei verschiedenen Dichten in Elektronen- und Lochsystem, wo die Spitze beim Einschalten nicht auftritt, versteht man die Rolle dieser beiden Hartree Terme qualitativ gut. Sie bewirken die Abrundung der Kapazität bei ihrem Sprung beim Einschalten. Daß sie so ausgeprägt sind, liegt an der speziellen MBE-Struktur der verwendeten Probe, die als Doppelheterogrenzfläche ausgeführt ist und nicht so starke Beschränkung der Bewegung aufweist wie ein Quantentopf.

Auch in der SISFET Probe, wo bei tiefen Temperaturen die Signatur auftritt, kann man bei Temperaturen über 5 K die CV-Kurven qualitativ mit Hilfe des Hartree Terms verstehen. Außerdem beschreibt der Hartree Term die Form der CV-Charakteristik bei höheren Dichten bei jeder Temperatur gut.

Die beiden letzten Terme in 6.8 müssen die Erklärung für die Spitze der Kapazität enthalten. Sie ist demzufolge durch ein Zusammenspiel geometrischer Effekte, also einer Annäherung der Ladungsträger an die Barriere, beschrieben durch die beiden letzten Term, und der Wechselwirkungsenergie von Elektronen und Löchern, die durch den zweiten Term beschrieben wird, zu erklären.

#### 6.4.1 Geometrische Effekte

Um den Peak bei kleinsten Dichten und tiefen Temperaturen mit einer Annäherung von Elektronen und Löchern zu erklären, müßten die Wellenfunktionen, die zunächst mit abnehmender Dichte sich immer weiter voneinander entfernen, bei einer Dichte von etwa  $10^{10}\text{cm}^{-2}$  auf beiden Seiten wieder sehr viel näher an die Barriere rücken. Um die Möglichkeit eines nichtmonotonen Abstandes zwischen Elektronen und Löchern bei kleinen Teilchendichten zu diskutieren, wollen wir nun zunächst die Divergenz des Abstandes in der Hartree Näherung überprüfen.

Der Grenzfall der geringsten Dichten ist erreicht, wenn man nur noch ein Elektron und ein Loch betrachten braucht. Für diesen Fall haben wir eine Variationsrechnung durchgeführt. Dabei werden auch die Wellenfunktionen in z-Richtung variiert, um den Abstand von Elektron zu Loch zu erhalten. Dann kann man keine so einfache Lösung mehr verwenden wie in Abschnitt 3.3, sondern man muß eine Variationsrechnung verwenden.

Folgender Hamilton-Operator beschreibt diese Situation:

$$H = \frac{p_{z,e}^2}{2m_e} + \frac{p_{z,h}^2}{2m_h} + \frac{p_{xy}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + \Delta V_{im} + V_{e,conf} + V_{h,conf} \quad (6.9)$$

In diesem Ausdruck beschreibt  $p_{z,e}$ ,  $p_{z,h}$  den Impuls von Elektron bzw. Loch in z-Richtung,  $m_e$  und  $m_h$  die Masse von Elektron und Loch,  $p_{xy}$  ist der 2d Impuls von Elektron und Loch in Relativkoordinaten und  $\mu$  die reduzierte Masse.  $r$  ist der 3d Abstand zwischen Elektron und Loch.  $\Delta V_{im}$  ist das Potential der Spiegelladungen auf Grund der unterschiedlichen dielektrischen Konstanten von GaAs und AlGaAs. Es

wird jedoch in unserer Rechnung vernachlässigt. Die beiden letzten Terme beschreiben das Beschränkungspotential für die Elektronen und die Löcher; sie werden implizit in der Wahl der Wellenfunktion berücksichtigt und tauchen in den Energieausdrücken auch nicht mehr auf. Nur die Dicke der Barriere spielt noch eine Rolle, weil sie in den Abstand  $r$  zwischen Elektronen und Löchern eingeht.

Der Ansatz für die Wellenfunktion lautet:

$$\Phi(z_e, z_h, \rho) = \phi_e(z_e)\phi_h(z_h)\phi_{2d}(\rho) \quad (6.10)$$

$$\phi_{xy}(\rho) = \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi}} e^{-\alpha\rho/2} \quad (6.11)$$

$$\phi_e(z_e) = \sqrt{\frac{\beta^3}{2}} z_e e^{-\beta z_e/2} \quad (6.12)$$

$$\phi_h(z_h) = \sqrt{\frac{\gamma^3}{2}} z_h e^{-\gamma z_h/2} \quad (6.13)$$

$\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  sind die Variationsparameter, die den Abstand von Elektron und Loch festlegen. Für die  $z$ -Richtung der Wellenfunktion sind wir bei den Fang-Howard Funktionen geblieben, für den 2d Anteil tragen wir der langreichweitigen Coulombwechselwirkung mit einer exponentiellen Wellenfunktion Rechnung. Für die 2d Bewegung haben wir auf die Beschreibung der Translationsbewegung verzichtet, um nur die für den Elektron-Loch-Abstand wichtigen Terme zu berücksichtigen. Die obige Wellenfunktion  $\Phi$  ist bereits normiert. Die kinetische Energie läßt sich noch geschlossen auswerten und ergibt

$$K = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{8\mu} + \frac{\hbar^2 \beta^2}{8m_e} + \frac{\hbar^2 \gamma^2}{8m_h} \quad (6.14)$$

Also ist natürlich die kinetische Energie dafür verantwortlich, daß die Elektronen und Löcher nicht zu nahe an die Barriere kommen. Die Coulomb-Anziehung, die die Ladungsträger zur Barriere zieht, läßt sich nicht geschlossen ausrechnen.

Durch Variation der drei Parameter läßt sich das Minimum der Gesamtenergie auf numerischem Wege finden. Man erhält so

$$\langle \rho \rangle = 2/\alpha \approx 90\text{nm} \quad (6.15)$$

$$\langle z_e \rangle = 3/\beta \approx 100\text{nm} \quad (6.16)$$

$$\langle z_h \rangle = 3/\gamma \approx 50\text{nm} \quad (6.17)$$

Die Bindungsenergie der Exzitonen ergibt sich aus dieser Näherung zu 0,34 meV. Die Fermienergie beträgt bei einer Dichte von  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  0.34 meV.

Die Ursache für die Divergenz des Elektron-Loch-Abstandes in der Hartree-Näherung liegt in der fehlerhaften Annahme einer kontinuierlich gegen 0 fallenden Teilchendichte. Der gezeigten Variationsrechnung kann man entnehmen, daß die elektrostatisch wirksame Ladungsdichte bei den geringsten Dichten durch die Ausdehnung der Wellenfunktion und die Elementarladung vorgegeben wird. Sie kann nicht unter etwa  $e/\pi < \rho >^2 \approx 3e \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$  fallen. Spätestens bei dieser Dichte dominieren daher Elektron-Loch-Korrelationseffekte die Kapazität.

Das so entstandene Bild gibt jedoch keinen Anlaß, einen geometrischen Effekt für die Zunahme der Kapazität mit abnehmender Dichte zur Erklärung heranzuziehen! Der Abstand von Elektronen und Löchern vergrößert sich monoton mit abnehmender Dichte bis er bei geringen Dichten konstant bleibt. Eine Umkehrung dieser Tendenz ab einer gewissen Dichte ist in diesem Bild nicht zu erwarten. Also kann die geometrische Annäherung von Elektronen und Löchern alleine keine Erklärung für den Peak sein.

Interessanterweise finden aber Theoretiker mit komplizierteren Rechnungen Hinweise auf die Ausbildung von Ladungsdichtewellen (oder Wigner Kristallen) [Loz98] oder auf eine Energieabsenkung in einer Flüssigkeit indirekter Exzitonen bei höheren Dichten [Loz97]. In diesen Effekten wäre sicher auch ein geometrischer Beitrag für die Kapazität zu verzeichnen, aber meist wird nur der Beitrag der Kompressibilität zum Ausdruck 6.8 berechnet. Leider werden in den theoretischen Behandlungen meistens die Ladungsträger in der z-Richtung fixiert und nur in 2 Raumrichtungen behandelt. Eine vollständige Rechnung für unser System einschließlich der geometrischen Effekte wurde bisher nicht durchgeführt.

#### 6.4.2 Negative Kompressibilität

Wir diskutieren nun, welche Rolle der Kompressibilitätsterm in Gl. 6.8 für unsere Messungen spielen kann. Wird die Zustandsdichte größer, so nimmt der Einfluß des entsprechenden Terms ab. Die gemessene Kapazität kann also durch den Zustandsdichteterm immer nur reduziert werden im Vergleich zur rein geometrischen Kapazität, jedenfalls so lange die TDOS positiv ist. Man kann versuchen, den Peak im Einteilchenbild zu verstehen. Bei höheren Teilchendichten wird die TDOS dann nur durch die Terme der kinetischen Energie ausgedrückt, die für ein 2DEG bzw. 2DHG bei Annahme quadratischer Dispersion bekannt sind. Aber selbst wenn man annimmt, daß die TDOS im Bereich des Peaks unendlich groß wird, ist der Peak noch nicht zu erklären. Die unter-

bochene Linie in der Abb. 6.13 zeigt den maximal möglichen Wert der Kapazität unter diesen Annahmen für die Kurve bei 0,4 K.

Schon vor einiger Zeit gaben Bello et al. den Hinweis, daß Wechselwirkung in 2d Systemen zu einer negativen effektiven DOS führen könnten[Bel81]. Es konnte auch von Kravchenko et al. tatsächlich in Kapazitätswmessungen negative effektive DOS in hohen Magnetfeldern nachgewiesen werden[Kra89].

Um für unser System die Wechselwirkungseffekte zu beschreiben, kann man versuchen, von weit voneinander entfernten Lagen auszugehen, analog wie bei Messungen der Kompressibilität mit gleichnamigen 2d Schichten. Dann wird die TDOS wie in der Gl. 3.27 berechnet. Die Abb. 6.21 zeigt eine Modellrechnung mit diesen Prämissen. Sie verwendet die Lösung für die Wellenfunktionen der Elektronen und Löcher in  $z$ -Richtung gemäß Gl. 3.22 und Gl. 3.24 in Anlehnung an die Hartree Näherung nach Gudmundsson und Gerhardt. Diese Breite ist abhängig von der Dichte und wird in die Hartree Terme der Gl. 3.26 eingesetzt.

Zur Berechnung der Austauschenergie wird Sterns Ausdruck verwendet[Ste74]. Er berücksichtigt eine endliche Breite der Wellenfunktion. Sie führt zu einer reduzierten Coulombabstoßung der gleichgeladenen Teilchen wegen des erhöhten effektiven Abstandes. In dem Experiment von Eisenstein et al. [Eis94] hat sich gezeigt, daß dieser Ausdruck den Verlauf der Kompressibilität am besten wiedergibt. Stern hat als Modell für seine Wellenfunktion ebenfalls Gl. 3.22 verwendet, so daß wir seinen Ausdruck direkt übernehmen können. Der Breite Parameter  $b$  wird aus der Hartree Näherung eingesetzt.

Die resultierende Kurve unterscheidet sich nur geringfügig von der Kurve, die ohne Wechselwirkung gerechnet wurde. Der Peak bei den geringsten Dichten läßt sich mit dieser Rechnung nicht erklären.

Das ist auch nicht weiter verwunderlich, da die Voraussetzungen eines geladenen Fermionensystems mit einer homogenen neutralisierenden Hintergrundladung nicht gegeben sind. Stattdessen ist im Bereich des Peaks der Abstand der Elektronen- zur Lochebene nach der Hartree-Näherung etwa 500 Å. Bei der Dichte von  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ist der mittlere Elektronenabstand  $r_s = 320 \text{ Å}$ , also in derselben Größenordnung. Die Bindungsenergie von einem Elektron und einem Loch liegt bei dem Abstand von 500 Å immer noch bei etwa 1,6 meV gemäß der Abschätzung Gl. 3.19. Für den Exzitonradius in der Ebene ergibt sich aus derselben Abschätzung etwa 330 Å. Daher ist davon

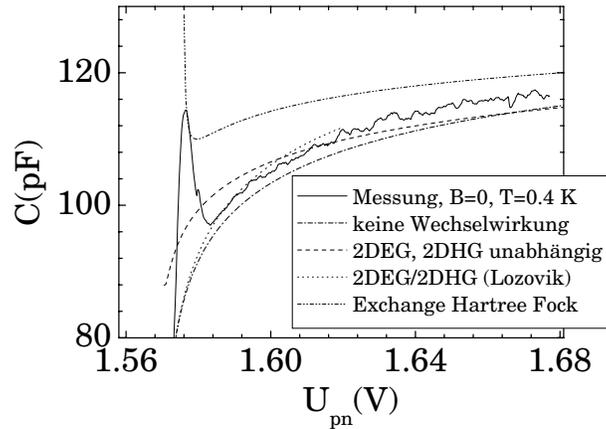


Abbildung 6.21: Modellrechnung unter verschiedenen Annahmen: Keine Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern - Elektronen wechselwirken und Löcher (Breite der Wellenfunktion berücksichtigt) - Wechselwirkende Dipole - Elektronen wechselwirken und Löcher (Breite der Wellenfunktion nicht berücksichtigt).

auszugehen, daß im Bereich der Signatur ein stark korreliertes System aus Elektronen und Löchern vorliegt.

Der zweite Grund ist in der unphysikalischen Divergenz des Teilchenabstandes von der Barriere zu suchen. In der verwendeten Hartree-Näherung divergiert diese Größe wie  $1/n^{1/3}$ . Gleichzeitig verbreitert sich die Wellenfunktion immer mehr. Über die verwendete Näherung nach Frank Stern wird dadurch die Auswirkung der negativen Kompressibilität auf die Kapazität unterdrückt. Zum Vergleich sieht man in der Abb. 6.21 auch noch die unter der Annahme von keiner Verbreiterung der Wellenfunktion in  $z$ -Richtung berechnete Kapazitätskurve (d. h. die Hartree Fock Näherung). Man sieht darin nun wenigstens ein Ansteigen der Kapazität bei den geringsten Dichten. Allerdings divergiert die Rechnung wie  $1/\sqrt{n}$ . Der Vergleich mit der Messung zeigt, daß das viel zu langsam ist. Die Divergenz des Teilchenabstandes wird aber wie oben diskutiert wurde, durch die räumliche Korrelation von Elektronen und Löchern "abgeschnitten", d. h. die Ausbildung von Exzitonen. Der Vergleich mit der Hartree Fock Näherung zeigt, daß bei konstanter Verbreiterung der Wellenfunktion die negative Kompressibilität der Ladungsträger leicht ausreicht, um einen Peak wie in der Messung zu erklären. Leider fehlt gegenwärtig noch eine adäquate mathematische Beschreibung unter diesen Annahmen.

Lozovik et. al. haben jedoch für ein ähnliches System wie unseres die Kompressibilität berechnet [Loz97]. Im Grenzfall der geringsten Dichten ist das System als Kollektiv von Dipolen aufzufassen, die miteinander in Dipolwechselwirkung stehen. Die Exzitonen stoßen sich in diesem Regime ab. Die Austauschwechselwirkung zwischen den Exzitonen ist stark unterdrückt, weil die Überlappintegrale zwischen den Wellenfunktionen durch die Dipolbarriere unterdrückt werden. Die Van-der-Waals Wechselwirkung ist ebenfalls von untergeordneter Bedeutung.

Wenn die Dichte erhöht wird, nimmt der Überlapp der Wellenfunktionen zu. Dennoch sollte das 2DEG/2DHG noch immer stark korreliert sein. Lozovik und Berman haben den Versuch unternommen, die Grundzustandsenergie der indirekten Exzitonen unter diesen Voraussetzungen auszurechnen. Leider halten sie die z-Koordinaten der Elektronen und Löcher fest und beschreiben damit die Doppelheterostruktur mit einer AlGaAs Barriere in der Mitte nicht mehr korrekt.

Für den Grenzfall der geringsten Dichten geben Lozovik und Berman eine Formel für das chemische Potential an. Es ist proportional zu  $n/\ln n$  ( $n$  ist die Dichte). Das würde für die reziproke TDOS bedeuten, daß sie proportional zu  $1/\ln n - 1/\ln^2 n$  ist. Auch dieser Ausdruck wurde in die Simulationsrechnung eingesetzt. Aber die Divergenz ist viel zu schwach, um das Verhalten beim Einschaltvorgang zu erklären. Die Kurve ist ebenfalls in Abb. 6.21 gedruckt.

Mit den vorhandenen mathematischen Beschreibungen ist eine eindeutige Zuordnung des Effektes nicht durchführbar. Die Schwierigkeit besteht zu einem guten Teil darin, daß die TDOS zwar divergiert; diese Divergenz wird aber durch die Verbreiterung der Wellenfunktion, die bei geringen Dichten ebenfalls stark zunimmt, überkompensiert. Für die Breite der Wellenfunktion existiert kein passender Ausdruck der für alle Teilchendichten gilt.

Dennoch hat die bisherige Diskussion klar gemacht, daß man den Peak mit exzitonischen Korrelationen von Elektronen und Löchern erklären kann.

Hier ist der Vergleich mit der Probe mit ungleichen Dichten von Elektronen und Löchern interessant. In ihr konnte man keinen entsprechenden Peak finden. Das wird nun darauf zurückgeführt, daß das Lochsystem schon über  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  Ladungsträger enthält, wenn das Elektronensystem gerade erst an der Schwelle ist. Dadurch wird die Ausbildung von Korrelationen schon verhindert, da die Interlagenanziehung die Intralagenabstoßung nicht überwiegen kann. Ein interessantes Experiment zum Vergleich

hiermit wurde von Volkov, Pohlt et al. durchgeführt [Vol00]. Wir haben in einem breiten Quantentrog mit Photolumineszenzmessungen die Formung von Trionen aus zwei Löchern und einem Elektron beobachten können. In dem Quantentrog konnten wir mit einem Front- und einem Backgate ein elektrisches Feld anlegen. Nur in der Nähe der Flachbandbedingung sind Trionen nachweisbar und bilden den Grundzustand; sobald ein Feld in dem Quantentrog anliegt und die Trionen daher nicht mehr in gestreckter Geometrie vorliegen können, existieren sie nicht mehr, weil die Loch-Loch-Abstoßung die Elektron-Loch-Anziehung überwiegt.

### 6.4.3 Temperaturabhängigkeit

Weitere Möglichkeiten, die die Theorie in Erwägung zieht, sind Wigner Kristallisation und Bose Kondensation, die beide von Lozovik und Berman für dieses System indirekter Exzitonen vorhergesagt werden [Loz97].

Während Wigner Kristallisation nicht so gut zu der Temperaturabhängigkeit des Peaks paßt, könnte man mit einem Kosterlitz-Thouless Phasenübergang das beobachtete nichtmonotone Verhalten der Peakgröße mit der Temperatur leicht erklären, da dieser Phasenübergang bei endlicher Temperatur erwartet wird. Oberhalb der Temperatur 5 K ist kein Peak zu sehen, seine Größe nimmt monoton bis ca. 2 K zu, bevor sie fällt und bei tiefen Temperaturen auf einem konstanten Wert bleibt. Damit würde sich die kritische Temperatur als

$$T_c \approx 2\text{K} \quad (6.18)$$

ergeben. Die kritische Temperatur des Kosterlitz Thouless Phasenübergangs beträgt

$$T_c = \frac{\pi \hbar^2 n_s(T_c)}{2k_B m_{eff}} \quad (6.19)$$

Wenn man für die Teilchendichte  $5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$  und für die Masse die reduzierte Masse des Exzitons  $0.059m_e$  einsetzt erhält man für die kritische Temperatur 1,2 K, also die richtige Größenordnung. Unterhalb dieser Temperatur würde sich ein Bose Einstein Kondensat von indirekten Exzitonen, die ja Bosonen sind, formen. Diese indirekten Exzitonen haben eine abstoßende Wechselwirkung, weil sie orientierte Dipole darstellen. Dadurch wird der Überlapp der Wellenfunktionen von benachbarten Exzitonen reduziert. Dennoch muß ein Kondensat mit einer Wellenfunktion für alle Teilchen beschrieben werden. Das funktioniert bei höheren Dichten eigentlich besser, weil die Teilchen

besser überlappen, entsprechend sind die kritischen Temperaturen bei hohen Dichten höher. In unserem System existieren aber bei höheren Dichten keine indirekten Exzitonen mehr, so daß dort auch keine Kondensation zu erwarten ist. Dies entspricht der Berechnung von Shevchenko, wonach der Grenzfall geringer Dichten eher Bose Einstein Kondensation im System indirekter Exzitonen begünstigt[She97][She98].

#### 6.4.4 Magnetfeldabhängigkeit

Wir haben versucht, durch Anlegen eines Magnetfeldes eine Aufspaltung der Spitze in der Nähe der Schwellspannung herbeizuführen. Wir haben die Probe sowohl in senkrechtem als auch in parallelem Magnetfeld untersucht. Trotz sehr langsamer Sweepgeschwindigkeit ließ sich kein Aufspalten des Peaks, wie man es durch die Spinaufspaltung erwarten könnte, nachweisen. Dies gilt sowohl für Magnetfelder senkrecht zu den 2d Systemen als auch für parallele Felder. Die Auflösung für die Gatespannung war bei den Messungen durch die Modulation mit der AC Meßspannung gegeben. Bei 1 mV AC war der Rauschen am Lock-In wesentlich geringer als 1 mV. Um die Auflösung zu verbessern, wurden auch geringere Modulationsspannungen verwendet; dadurch nahm das Rauschen am Lock-In zu. Bei etwa 0,4 mV AC rauschte das Meßsignal zu stark. Eine Aufspaltung zeigte sich nicht. Eine durch den Spin verursachte Aufspaltung wäre also kleiner als 0,4 mV.

Dagegen läßt sich eindeutig eine Vergrößerung des Peaks mit zunehmendem Magnetfeld messen. Dies ist analog zu den optischen Messungen an indirekten Elektron-Loch-Systemen; dort variiert die Photolumineszenzintensität und die Lebensdauer der Exzitonen stark mit höheren parallelen Magnetfeldern[But98]. Die Autoren erklären diesen Umstand dort mit einer starken Zunahme der Diffusivität im höheren Magnetfeld bei tiefer Temperatur. Diese Zunahme soll durch Superfluidität der indirekten Exzitonen erklärt werden. In derselben Arbeit wird von sehr starkem Rauschen unter denselben experimentellen Bedingungen berichtet, was ebenfalls als Hinweis auf Kondensation der indirekten Exzitonen gewertet wird. In unserem System wird der Effekt im senkrechten Magnetfeld auch größer, so daß von daher die obige Argumentation für die Temperaturabhängigkeit gestützt wird.

Im parallelen Feld ist zu erwarten, daß die Ladungsträger tiefer in das Beschränkungspotential fallen und daher näher an die Barriere rücken. Das kommt dadurch zustande, daß sie innerhalb der magnetischen Länge lokalisiert werden, die in hohen Feldern viel

kleiner wird als die Ausdehnung der Wellenfunktion nach Fang Howard. Dadurch sollte die Kapazität zunehmen. Bei höheren Dichten ist dieser Effekt nicht zu beobachten. Aber im Bereich des Peaks kann die Zunahme der Kapazität mit diesem Effekt erklärt werden.

#### 6.4.5 Zusammenfassung der Diskussion

Bei kleinen und gleichen Dichten zeigt sich eine auffällige Spitze in der Kapazität. Bei ungleichen Dichten tritt sie nicht auf. Wir haben gezeigt, daß geometrische Effekte für sich allein nicht ausreichen, um sie zu erklären. Auch die Einflüsse der Kompressibilität können für sich genommen die Größe des Peaks nicht erklären. Wir haben dargelegt, daß die Kombination von Wechselwirkungsenergien und geometrischen Effekten, die genau einer exzitonischen Korrelation entsprechen, die Existenz und Größe der Spitze erklären können. Im untersuchten Ladungsdichtebereich und bei dem gegebenen Abstand der Elektronen und Löcher sind solche Korrelationen auch zu erwarten. Eine geschlossene theoretische Rechnung fehlt noch.

Die Temperaturabhängigkeit der Peakgröße ist nichtmonoton und hat ein Maximum bei 2 K. Da wir die Spitze durch Formung von Exzitonen erklären, ist bei dieser Temperatur bei der gegebenen Ladungsträgerdichte der Kosterlitz-Thouless Übergang zu erwarten. Wir interpretieren daher die beobachtete Temperaturabhängigkeit als die erwartete Kondensation der indirekten Exzitonen.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit ist die Herstellung und Untersuchung der physikalischen Eigenschaften von stark gekoppelten 2d Elektronen- und 2d Lochsystemen. Dabei gilt das Interesse vor allem der Coulomb Anziehung zwischen den Elektronen und Löchern in den beiden räumlich getrennten Schichten. Der Aufbau einer geeigneten Struktur zur Untersuchung indirekter Elektron-Loch-Systeme ist eine äußerst schwierige Aufgabe. Um die beiden Schichten getrennt zu kontaktieren muß man stark dotierte strukturierte Bereiche oberhalb und unterhalb der beiden nah benachbarten Schichten erzeugen. Besonders für die Kontakte auf der Unterseite erfordert das sehr hohen technologischen Aufwand: Sie wurden durch eine Wachstumsunterbrechung und Implantation mit einem fokussierten Ionenstrahl realisiert.

Insgesamt wurden im Einzelnen folgende Aufgaben für die Herstellung separat kontaktierter 2d Elektronen- und Lochsysteme gelöst:

1. Aufbau einer UHV Verbindung zwischen Epitaxieanlage und Ionenstrahlanlage für den UHV-gerechten Transfer von Wafern und die in situ Implantation.
2. Installation der Ionenstrahlanlage
3. Erarbeiten von Methoden des Alignments zwischen Implantation und nachfolgenden Lithographieschritten.
4. Erlernen eines MBE gerechten Probentransfers, der die Oberfläche nicht verändert, sowie das nachfolgende Überwachsen
5. Erarbeiten einer funktionierenden Au/Si/Be Flüssigmetallionenquelle
6. Studium des Verhaltens von FIB-Implantaten beim Überwachsen, speziell Segregationsphänomene.
7. Die wichtigste Entwicklungsarbeit war der Entwurf einer geeigneten MBE Struktur, die man als Doppelheterostruktur aufbauen muß, und nicht als Doppel-Quanten-Topf. Dazu gehört untrennbar ein funktionierendes Implantationsschema unter Verwendung von Si Ionen.

8. Aufbau einer gegen Leckströme dichten Barriere.
9. Entwicklung flacher n-Kontakte, die nicht bis in die Barriere diffundieren und dadurch Leckströme hervorrufen.
10. Entwicklung von p-Kontakten, die eine pn-Grenzfläche gegen das n Material ausbilden und es nicht kontaktieren.
11. Erzeugung eines bündigen Metall-Frontgates
12. Zusammenfügen der einzelnen entwickelten technologischen Verfahren zu einem Gesamtprozeß unter Berücksichtigung verschiedener komplexer Zusammenhänge und Abhängigkeiten

Mit diesen Arbeiten konnten wir Verfahren finden, erstmals nah benachbarte 2d Elektronen- und Lochsysteme sehr zuverlässig, vollständig reproduzierbar und gezielt mit unabhängigen Kontakten für die Elektronen und die Löcher mit Hilfe von Wachstumsunterbrechung und Ionenimplantation herzustellen. Wir konnten dabei die Dicke der Barriere bis auf 150 Å reduzieren. Dennoch ist der Aufbau einer Probe immer noch eine schwierige Aufgabe, obwohl prinzipiell alle Lösungen dafür jetzt bekannt sind: Die Hauptschwierigkeit liegt jetzt noch darin, die Molekularstrahlepitaxieanlage in einem einwandfreien Zustand zu halten, weil dieser notwendige Voraussetzung für die Herstellung dichter Barrieren ist. Deshalb erfordert diese Aufgabe einiges Geschick und Erfahrung.

Nichtsdestoweniger konnten wir durch unsere Technologieentwicklung die Grundlage für eine ganze Reihe neuer Experimente schaffen: Transport durch die Elektronen- bzw. Lochschicht, Drag Effekt (also elektronische Mitführung) zwischen der Elektronen- und der Lochschicht, thermodynamische Messungen.

Im zweiten Teil der Arbeit haben wir eines der möglichen Experimente durchgeführt und die Thermodynamik der gekoppelten Elektronen-/Lochsysteme mit Hilfe von Kapazitätsmessungen untersucht. Dabei haben wir folgende Eigenschaften gefunden:

1. Systeme mit Front- und Backgates haben im Allgemeinen unterschiedliche Elektronen- und Lochdichte.
2. In den thermodynamischen Eigenschaften des gekoppelten Systems spiegeln sich bei höheren Teilchendichten weitgehend nur die Eigenschaften des elektronischen

- Systems wieder; Beobachtung der Modulationen der thermodynamischen Zustandsdichte in Landau Zustände des 2DEG in senkrechten Magnetfeldern.
3. Die Einflüsse der thermodynamischen Zustandsdichte der Löcher lassen sich bei diesen Dichten nicht beobachten.
  4. Die CV-Kurven des Systems bei ungleichen Dichten ohne Magnetfeld lassen sich mit Hilfe einer Hartree Näherung gut beschreiben. Sie enthält vor allem Information über die Ausdehnung der Elektron- und Lochwellenfunktion in z-Richtung. Daneben geht auch die thermodynamische Zustandsdichte ein.
  5. In SISFET Proben erreicht man durch Verzicht auf Front- und Backgates im gesamten Dichtebereich übereinstimmende Elektron- und Lochdichte.
  6. In solchen Proben bekommt man bei ganz geringen Dichten und tiefen Temperaturen einen neuartigen Peak in der Kapazität.
  7. Wir haben ihn in einem parallelen und senkrechten Feld untersucht und gefunden, daß er im Magnetfeld höher und breiter wird und sich mit der Schwellspannung zu höheren Biasspannungen verschiebt.
  8. Mit der Temperatur verschiebt sich der Peak wiederum monoton zu höheren Spannungen. Seine Größe ändert sich nichtmonoton. Sie ist zwischen 350 mK und 1,2 K konstant, bevor sie bis 2 K zu einem Maximum hin ansteigt; danach fällt sie wieder und verschwindet bei etwa 5 K ganz.
  9. Dieser Peak läßt sich in der diskutierten Hartree Näherung nicht verstehen; wir haben ein Bild diskutiert, in dem exzitonische Korrelation zwischen den Elektronen und den Löchern zusammen mit der Coulomb Wechselwirkung zwischen allen beteiligten Ladungsträgern wirken. In diesem Modell ist eine Divergenz der Kapazität in dem gemessenen Dichtebereich in der beobachteten Größenordnung erklärbar.
  10. Das nichtmonotone Temperaturverhalten weist auf einen Phasenübergang bei ca. 2 K hin. Diese Temperatur paßt gut zu den erwarteten Kosterlitz-Thouless Übergangstemperaturen für Exzitonen. Es fügt sich das Temperaturverhalten also zwanglos in das Exzitonbild ein.

Dieses Experiment läßt vor allem wegen der erfolgreichen Technologieentwicklung einige Nachfolgeprojekte zu. Möglichkeiten gibt es zum einen für eine weitere Verbesserung der Technologie und für andere Meßverfahren, wie im Folgenden kurz umrissen wird.

Für die technologische Fortentwicklung besonders interessant wäre die Einführung einer dünnen InGaAs-Schicht für die Elektronen. Es müßte damit möglich sein, die Elektronen näher an die Barriere zu zwingen und dadurch den Abstand von Elektronen und Löchern zu verringern. Alternativ zu einer InGaAs Schicht könnte man es natürlich auch mit einem geringen Al Gehalt auf der Elektronenseite versuchen. Man muß in beiden Fällen darauf achten, daß die Elektronenkontakte ohmsch bleiben. Eine weitere Verringerung der Barrierendicke ist nicht besonders effektiv und auch im GaAs/AlGaAs System nicht leicht zu bewerkstelligen.

Wir haben auch die Voraussetzungen für Proben geschaffen, an denen man die physikalischen Resultate überprüfen kann. Am interessantesten ist ein SISFET mit mehreren n-Kontakten. Dazu muß man den n-leitenden Bereich zwischen den Kontakten so dünn ätzen, daß er einen im Vergleich zum n-Kanal hohen Widerstand bekommt, jedoch noch als "self aligned gate" wirken kann. Die Probe darf auch kein Backgate enthalten. In solch einer Probe ist es dann möglich, Transport in dem interessanten Bereich übereinstimmender und geringer Dichten zu messen. Es wäre auch möglich, den Drag Effekt im selben Bereich zu messen. Daraus sollte eine Menge neuer Informationen über die Wechselwirkung zwischen den Schichten zu gewinnen sein und außerdem die eindeutige Klärung der Frage, ob es Superfluidität bei indirekten Exzitonen in GaAs/AlGaAs gibt[Vig96].

Ganz nebenbei erlaubt die entwickelte Technologie auch die Realisierung von gekoppelten 2d Schichten in Corbino Geometrie. Die notwendigen Hilfgates bei herkömmlichen Kontaktierungsmethoden für Doppellagensysteme schließen diese Anordnung aus topologischen Gründen aus. Die Corbino Geometrie in Doppellagensystemen könnte unter anderem für Drag Experimente in Magnetfeldern interessant sein und neue Einblicke in die Rolle der Randzustände beim Drag-Effekt gewähren.

Diese Beispiele sollen zeigen, daß sich an unsere Arbeiten interessante neue Experimente anschließen können.

## Literaturverzeichnis

- [Alf63] Z. I. Alferov und R. F. Kazarinov, Inventor's Certificate No. 181737, Application No. 950840 (1963).
- [Asa86] K. Asakawa, Extended Abstracts 18th (1986 International) Conference on Solid State Devices and Materials S. 129–132 (1986).
- [Bar90] H. Baratte, D. K. Sadana, J. P. de Souza, P. E. Hallali, R. G. Schad, M. Norcott und F. Cardone, *J. Appl. Phys.* **67**, 6589 (1990).
- [Bel81] M. S. Bello, E. I. Levin, B. I. Shklovskii und A. L. Efros, *Sov. Phys. JETP* **53**, 822 (1981).
- [Ben00] M. W. Bench, I. M. Robertson, M. A. Kirk und I. Jencic, *J. Appl. Phys.* **87**, 49 (2000).
- [Bla62] J. M. Blatt, K. W. Böer und W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
- [Bro99] S. J. Brown, P. D. Rose, G. A. C. Jones, E. H. Linfield und D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 576 (1999).
- [Bü93] M. Büttiker, H. Thomas und A. Pretre, *Physics Letters A* **180**, 364 (1993).
- [But93] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Böhm und G. Weimann, *J. Phys. IV* **3**, 167 (1993).
- [But94] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm und G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).
- [But95] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter und K. Petinova, A. V. Eberl, *Phys. Rev. B* **52**, 12153 (1995).
- [But98] L. V. Butov und A. I. Filin, *Phys. Rev. B* **58**, 1980 (1998).
- [Che95] J.-P. Cheng, J. Kono, B. D. McCombe, I. Lo, W. C. Mitchel und C. E. Stutz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 450 (1995).

- [Con98] S. Conti, G. Vignale und A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **57**, R6846 (1998).
- [Coo98] L. J. Cooper, N. K. Patel, V. Drouot, E. H. Linfield, D. A. Ritchie und M. Pepper, Phys. Rev. B **57**, 11915 (1998).
- [Dan85] P. Dansas, J. Appl. Phys. **58**, 2212 (1985).
- [Dev94] B. Deveaud, F. Clérot, A. Regreny, R. Planel und J. M. Gérard, Phys. Rev. B **49**, 13560 (1994).
- [Drn97] M. Drndic, M. P. Grimshaw, L. J. Cooper, D. A. Ritchie und N. K. Patel, Appl. Phys. Lett. **70**, 481 (1997).
- [Dzy96] A. B. Dzyubenko und A. L. Yablonskii, Phys. Rev. B **53**, 16355 (1996).
- [Eis92] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).
- [Eis94] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West, Phys. Rev. B **50**, 1760 (1994).
- [Enq85] P. Enquist, G. W. Wicks, L. F. Eastman und C. Hitzman, J. Appl. Phys. **58**, 4130 (1985).
- [Fel90] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Göbel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson und C. T. Foxon, Phys. Rev. B **42**, 5809 (1990).
- [Fet71] A. L. Fetter und J. D. Walecka, *Quantum Theory of Many-Particle Systems* (McGraw-Hill, 1971).
- [Fuk90] T. Fukuzawa, E. E. Mendez und J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
- [Gay97] A. Gaymann, M. Maier, W. Bronner, N. Grün und K. Köhler, Materials Science and Engineering B **44**, 12 (1997).
- [Gud87] V. Gudmundsson und R. R. Gerhardts, Phys. Rev. B **35**, 8005 (1987).
- [Gus72] R. R. Guseinov und L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **36**, 1139 (1972).
- [Hal68] B. I. Halperin und T. M. Rice, Solid State Physics **21**, 116 (1968).

- [Har94] T. Hara, T. Murake, S. Takeda, N. Uchitomi, Y. Kitaura und G. Gao, Japanese Journal of Applied Physics **33**, L1435 (1994).
- [Hir85] Y. Hirayama und H. Okamoto, Japanese Journal of Applied Physics **24**, L965 (1985).
- [Hir98] Y. Hirayama und T. Saku, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2543 (1998).
- [Hop92] L. C. Hopkins, J. Nagle und R. J. Malik, J. Vac. Sci. Technol. A **10**, 2843 (1992).
- [Hü90] A. Hülsmann, G. Kaufel, K. Köhler, B. Raynor, J. Schneider und T. Jakobus, Jap. J. of Appl. Phys. **29**, 2317 (1990).
- [Ing95] S. G. Ingram, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie und M. J. Kelly, IEEE Transactions on Electron Devices **42**, 1065 (1995).
- [Ior81] L. Ioriatti und A. Isihara, Z. Phys. B **44**, 1 (1981).
- [Jon76] M. Jonson, J. Phys. C **9**, 3055 (1976).
- [Kan93] B. E. Kane, L. N. Pfeiffer, K. W. West und C. K. Harnett, Appl. Phys. Lett. **63**, 2132 (1993).
- [Kan94] B. E. Kane, J. P. Eisenstein, W. Wegscheider, L. N. Pfeiffer und K. W. West, Appl. Phys. Lett. **65**, 3266 (1994).
- [Kas91] J. A. Kash, M. Zachau, E. E. Mendez, J. M. Hong und T. Fukuzawa, Phys. Rev. Lett. **66**, 2247 (1991).
- [Kel64] L. V. Keldysh und Y. V. KopaeV, Fiz. Tverd. Tela **6**, 2791 (1964).
- [Kel72] L. V. Keldysh, *Problems of Theoretical Physics* (Nauka, 1972).
- [Kie90] R. A. Kiehl, P. M. Solomon und D. J. Frank, IBM J. Res. Develop. **34**, 506 (1990).
- [Kra89] S. V. Kravchenko, V. M. Pudalov und S. G. Semenchinsky, Physics Letters A **141**, 71 (1989).

- [Kro63] H. Kroemer, Proc. IEEE **51**, 1782 (1963).
- [Kur78] Y. Kuramoto und C. Horie, Solid State Commun. **25**, 713 (1978).
- [Lee95] C. C. Lee, M. D. Deal und J. C. Bravman, Appl. Phys. Lett. **66**, 355 (1995).
- [Liu94] M. H. Liu, Y. H. Wang und M. P. Houg, Jpn. J. Appl. Phys **33**, 4506 (1994).
- [Loz75] Y. E. Lozovik und V. I. Yudson, JETP Lett. **22**, 274 (1975).
- [Loz76] Y. E. Lozovik und V. N. Nishanov, Sov. Phys. Solid State **18**, 1905 (1976).
- [Loz97] Y. E. Lozovik und O. L. Berman, JETP Letters **84**, 1027 (1997).
- [Loz98] Y. E. Lozovik und O. L. Berman, Physica Scripta **58**, 86 (1998).
- [Mar99] T. P. Marlow, L. J. Cooper, D. D. Arnone, N. K. Patel, D. M. Whittaker, E. H. Linfield, D. A. Ritchie und M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **82**, 2362 (1999).
- [Mat84] K. Matsumoto, M. Ogura, T. Wada, N. Hashizume, T. Yao und Y. Hayashi, Electronics Letters **20**, 462 (1984).
- [Mat85] K. Matsumoto, M. Ogura, T. Wada, , T. Yao, Y. Hayashi, N. Hashizume, M. Kato, T. Endo und H. Inage, Electronics Letters **21**, 580 (1985).
- [McL77] W. V. McLevige, M. J. Helix, K. V. Vaidyanathan und B. G. Streetman, J. Appl. Phys. **48**, 3342 (1977).
- [Mei88] U. Meirav, M. Heiblum und F. Stern, Appl. Phys. Lett. **52**, 1268 (1988).
- [Mil96] I. S. Millard, N. K. Patel, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones und M. Pepper, Appl. Phys. Lett. **68**, 3323 (1996).
- [Miy88] H. Miyake, Y. Yuba, K. Gamo, S. Namba, R. Mimura und R. Aihara, Japanese Journal of Applied Physics **27**, L2037 (1988).
- [Miy91] E. Miyauchi, Critical Review in Solid State and Materials Sciences **17**, 107 (1991).
- [Nag84] S. Nagano, K. S. Singwi und S. Ohnishi, Phys. Rev. B **29**, 1209 (1984).

- [Nak85] K. Nakamura, T. Nozaki, T. Shiokawa, K. Toyoda und S. Namba, Japanese Journal of Applied Physics **24**, L903 (1985).
- [Nav95] Y. Naveh und B. Laikhtman, Appl. Phys. Lett. **66**, 1980 (1995).
- [Nav96] Y. Naveh und B. Laikhtman, Phys. Rev. Lett. **77**, 900 (1996).
- [Nis82] H. Nishi, T. Inada, J. Saito, T. Ishikawa und S. Hiyamizu, Japanese Journal of Applied Physics **22**, 401 (1982).
- [Rah98] F. Rahman, B. L. Gallagher, M. Behet und J. De Boeck, Appl. Phys. Lett. **73**, 88 (1998).
- [Raj77] A. K. Rajagopal und J. C. Kimball, Phys. Rev. B **15**, 2819 (1977).
- [Rei86] D. F. Reich, D. J. Fray, A. F. Evason, J. R. A. Cleaver und H. Ahmed, Microelectronic Engineering **5**, 171 (1986).
- [Rub98] H. Rubel, A. Fischer, W. Dietsche, K. von Klitzing und K. Eberl, Materials Science & Engineering B **B51**, 207 (1998).
- [Saj89] T. Sajoto, M. Santos, J. J. Heremans, M. Shayegan, M. Heiblum, M. V. Weckwerth und U. Meirav, Appl. Phys. Lett. **54**, 840 (1989).
- [Sax81] A. Saxena, Phys. stat. sol. (b) **105**, 777 (1981).
- [Sch01] J. H. Schön, A. Dodabalapur, Z. Bao, C. Kloc, O. Schenker und B. Battlogg, Nature **410**, 189 (2001).
- [Sha96] S. Shapira, U. Sivan, P. M. Solomon, E. Buchstab, M. Tischler und G. Ben Yoseph, Phys. Rev. Lett. **77**, 3181 (1996).
- [She76] S. I. Shevchenko, Sov. J. Low Temp. Phys. **2**, 251 (1976).
- [She97] S. I. Shevchenko, Phys. Rev. B **56**, 10355 (1997).
- [She98] S. I. Shevchenko, Phys. Rev. B **57**, 14809 (1998).
- [Siv92] U. Sivan, P. M. Solomon und H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).
- [Sno90] D. W. Snoke und J. P. Wolfe, Phys. Rev. B **42**, 7876 (1990).

- [Sol84] P. M. Solomon, C. M. Knoedler und S. L. Wright, IEEE Electron Device Letters **EDL-5**, 379 (1984).
- [Sol86] P. M. Solomon, S. L. Wright und C. Lanza, Superlatt. and Microstruct. **2**, 521 (1986).
- [Ste74] F. Stern, Jap. J. Appl. Phys. Suppl. 2 **Pt. 2**, 323 (1974).
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices, 2nd edition* (John Wiley & Sons, 1981).
- [Tak87] A. Takamori, S. Sugata, K. Asakawa, E. Miyauchi und H. Hashimoto, Japanese Journal of Applied Physics **26**, L142 (1987).
- [Tan89] B. Tanatar und D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
- [Tei96] R. Teissier, J. J. Finley, M. S. Skolnick, J. W. Cockburn, J.-L. Pelouard, R. Grey, G. Hill, M. A. Pate und R. Planel, Phys. Rev. B **54**, R8329 (1996).
- [Tho70] K. Thommen, radiation effects **2**, 201 (1970).
- [Vas99] Y. Vasilyev, S. Suchalkin, K. von Klitzing, B. Meltser, S. Ivanov und P. Kop'ev, Phys. Rev. B **60**, 10636 (1999).
- [Vig96] G. Vignale und A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **76**, 2786 (1996).
- [vK80] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [Vol00] O. V. Volkov, M. Pohlt, I. V. Kukushkin, W. Dietsche und K. v. Klitzing, Europhys. Lett. **50**, 409 (2000).
- [Vos74] A. M. Voshchenkov und J. N. Zemel, Phys. Rev. B **9**, 4410 (1974).
- [Wen99] E. Wendler, B. Breger, C. Schubert und W. Wesch, Nucl. Instr. and Methods in Physics Research B **147**, 155 (1999).
- [Wig38] E. P. Wigner, Trans. Farad. Soc. **34**, 678 (1938).
- [Wil80] R. G. Wilson und V. R. Deline, Appl. Phys. Lett. **37**, 793 (1980).
- [Wil82] R. G. Wilson, IEEE Electron. Dev. Lett. **3**, 210 (1982).

- [Yam86] S. Yamahata, S. Adachi und T. Ishibashi, *J. Appl. Phys.* **60**, 2814 (1986).
- [Yan96] J. Yanagisawa, H. Nakayama, F. Wakaya und K. Gamo, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 3938 (1996).
- [Yoh91] K. Yoh, H. Taniguchi, K. Kiyomi und M. Inoue, *Japanese Journal of Applied Physics* **30**, 3833 (1991).
- [Zhu90] X. Zhu, J. J. Quinn und G. Gumbs, *Solid State Comm.* **75**, 595 (1990).

## Excitons in coupled 2d electron and 2d hole gases

There has been great interest over the last years in fabricating closely spaced 2d electron and 2d hole systems by molecular beam epitaxy (MBE). If the distance between the oppositely charged layers can be decreased to about 10 to 20 nm then one should be able to observe new correlation phenomena like bound states of spatially separated electrons and holes. A gas of such indirect excitons could even condense into a superfluid as was proposed by several authors [1]. The crucial point in preparing such systems is the small distance between the two charge layers which makes their preparation impossible if one relies solely on the doping of conventional semiconductors because of the high built-in electric field. Several routes have been followed to circumvent this problem. One possibility is the use of the InAs-GaSb heterostructures which have a large band offset leading to equilibrium 2d electron (2DEG) and 2d hole gases (2DHG) in close proximity [2]. However, many proposed experiments require separate contacts to the two layers which, to our knowledge, have not yet been realised in this system. Furthermore, it seems to be difficult to adjust the densities of the two gases by external gates and to obtain large mean free paths of the holes and electrons [3].

Another rather successful route to closely spaced layers is the optical excitation of carriers in quantum wells. The application of an electric field separates the electrons and holes. Interaction effects between the two are usually studied using the luminescence and indications of the existence of Bose-Einstein condensation have indeed been observed [4]. However, the lack of electrical contacts to the optically excited carriers make transport measurements nearly impossible. Furthermore, only systems where the recombination life time is sufficiently short to cause sufficient luminescence can be studied this way.

An alternative is the use of nonequilibrium methods which means that a voltage is applied between the two layers compensating the band bending between the positive and negative charges. These techniques rely on separate contacts to the two layers. The contacts must be nearly perfect because the charge gases themselves form only after an electric field has been applied. Thus, the contacts should overlap with the barrier region or should at least be perfectly aligned. Several nonequilibrium designs have been published. The contacts to the bottom charge layer were either done by ion implantation using the gate as a self-aligned mask [5] or by evaporation from the side of the structure and subsequent diffusion [6]. Another group used ion implantation during an MBE growth interruption but did not succeed to produce high-quality structures [7]. In all three experiments it was difficult to obtain good contacts to the bottom layer without causing unacceptable leakage currents across the barrier.

In this work, we have developed a reliable technology for preparing spatially separated 2DEG and 2DHG systems at barrier thicknesses down to 15 nm which is also based on the nonequilibrium method. A growth interruption in the MBE process is used to transfer the sample into a focussed-ion beam system (FIB) where the contacts to the lower charge gas are defined by ion implantation prior to the growth of the barrier and the remaining layers.

Our device structure is shown schematically in Fig 1(a). The 2DEG and the 2DHG form

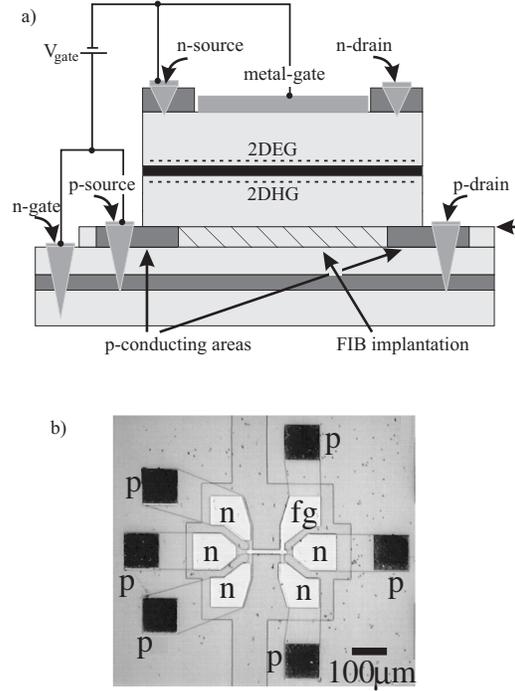


Figure 1: (a) Sample structure. The 2DEG and the 2DHG form on the upper and the lower side of the AlGaAs barrier (black) after a voltage  $V_{gate}$  has been applied between the p and n contacts. The p-contacts are structured by Si-implantation (hatched area) using a FIB system in a MBE growth interruption. The horizontal arrow marks the layer of the growth interruption. (b) Photograph of a device allowing separate transport measurements of the 2DEG and the 2DHG. p and n mark the p- and n-type contacts. fg connects to the front gate. The area structure extending from the top to the bottom of the picture has been etched down to the p-type contact layer. The contact to the backgate is not visible in this picture.

on top and below the AlGaAs barrier (marked in black color) by the application of a voltage between the electron contacts on the top of the structure and the hole contacts below the barrier. The extension of p-doped contact region underneath the barrier is the crucial point of this design and is achieved by the FIB implantation. An n-type gate at the very bottom of the structure and a metallic front gate allow the individual adjustment of the two carrier concentrations. The following growth and implantation sequence turned out to be successful to prepare the required structures:

- Semi insulating GaAs-substrate
- 500 nm GaAs buffer layer
- 100 nm Si-doped ( $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) GaAs as the backgate layer
- 300 nm undoped GaAs
- 100 nm C-doped ( $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) GaAs for p-contacts

- 
- UHV-transfer into FIB-chamber
  - Si<sup>+</sup> implantation ( $10^{12}$  cm<sup>-2</sup> at 30 keV) to isolate part of the p-layer
  - UHV-transfer back to MBE-chamber
  - 300 nm GaAs with C-doping gradually decreasing from  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup> to  $5 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>
  - 50 nm undoped GaAs
  - 15 nm Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As barrier with x=0.8
  - 50 nm undoped GaAs
  - 300 nm GaAs with Si-doping gradually increasing from  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup> to  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>
  - 200 nm GaAs with Si-doping of  $2 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>

Strong efforts had to be made to avoid contamination during the transfer process to and from the FIB chamber. The pressure in the transfer tunnel is typically  $10^{-9}$  mbar which causes contamination with carbon and oxygen as revealed by SIMS analysis. The oxygen can be removed after the return to the MBE by a heat treatment at 630°C for 15 minutes. The carbon could only be removed by depositing an As<sub>2</sub> layer before the transfer to the FIB. This was done using a GaAs cracker cell at 830°C for 30 sec with the substrate at room temperature. After return to the main chamber the As<sub>2</sub> cap evaporates together with the contaminants at temperatures above 350°C. Using this procedure, SIMS data did not show residual C contamination. The Si ions easily penetrate the As<sub>2</sub> layer and overcompensate the C-doping of the p-contact layer. Alternatively, one could have used a p-type implantation, e.g. Be ions to form the p-type contacts. This was tested but was not successful due to the Be segregation with further growth leading to leakage through the barrier. For the alignment of the implanted regions with the subsequent photolithography we implant Au marks with high doses that are easily visible after overgrowth.

After the completion of the MBE growth the samples are annealed at 800°C for 5 sec in order to activate the implanted Si donors. Then the devices are prepared conventionally. First, the p-type contacts are made with alloyed Au(5nm)/Zn(30nm)/Au(25nm) after etching most of the material atop the p-contact regions. Then the shallow n-type contacts are made by annealing very thin Au/Ge/Ni layers of only 4 nm total thickness at 320°C for 30 s. This way the n-type contacts at the top are very shallow and do not diffuse into the barrier. The fabrication of the self aligned front gate is performed in two steps with one lithography: first the 200 nm strongly doped GaAs layer is etched away separating the n-contacts from each other. Then a Ti/Au metallization is evaporated with the same mask under rotation and a tilt angle of about 20°. This procedure minimises the lateral distance between the gates and the n-contacts. In a last step the mesa is defined with reactive ion etching which prevents any metallization from the contacts or the front gate from making an unintentional contact with the region under the barrier. This is crucial because the Schottky barriers provide no sufficient isolation to the relatively high voltage between 2DEG and 2DHG. A photograph

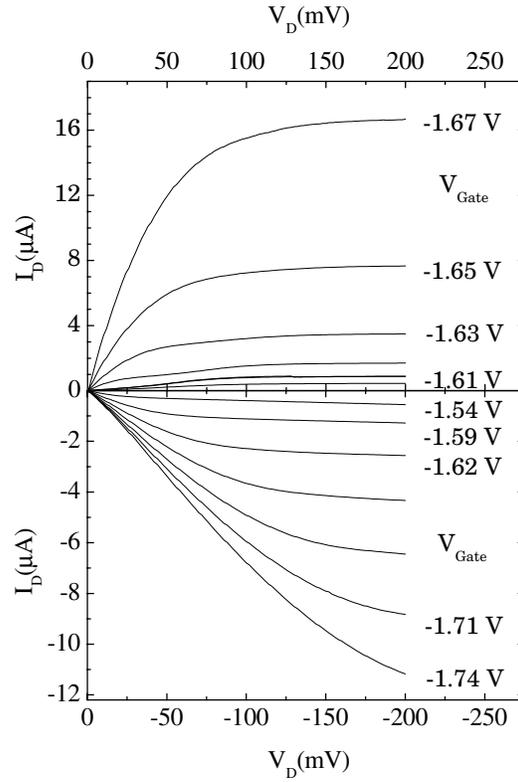


Figure 2: Transistor characteristics of the 2DEG and the 2DHG forming at the two sides of an AlGaAs barrier with 15 nm thickness at 4.2 K.

of the completed structure is shown in Fig 1 (b). The samples obtained this way contain two channels which are populated by applying a voltage between the front- and the backgate with the source contacts of both channels connected to the respective gate. The output characteristics of the p and n channels are shown in Fig 2. The barrier of this sample is 15.3 nm  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ .

The contacts to the two channels are completely ohmic as is visible in Fig. 2 from the initially linear increase of the currents with the source-drain voltage. No conductivity is measurable at voltages below the respective threshold voltage indicating that there are no parallel conductance channels. Each of the two charge gases behaves like an enhancement-mode transistor. Magnetotransport measurements of the two charge gases (not shown) exhibit the typical Shubnikov-de-Haas oscillations in the longitudinal resistance proving their two dimensional nature and give mobilities of  $130,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  and of  $47,000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$  for the 2DEG and the 2DHG system respectively at densities of about  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . These mobilities are about half of those obtained in the standard heterostructures from the same MBE system containing just one charge gas without growth interruption and FIB transfer. Leakage current is about  $300 \text{ pA}/\text{mm}^2$  at 1.6 V. This corresponds to a tunneling lifetime of 0.4 sec which is at least 6 orders of magnitude longer than observed with 2DEG/2DHG systems generated by optical excitation.

The threshold voltage is 1.6 V for the n-channel and 1.53 V for the p-channel of the sample

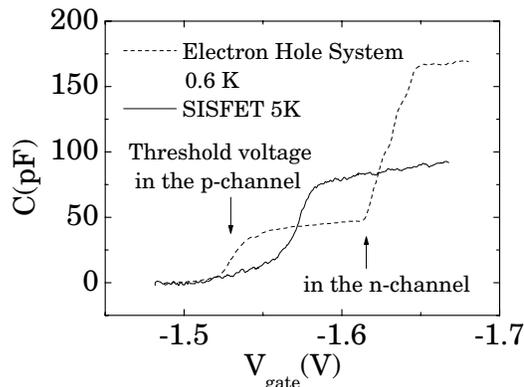


Figure 3: Capacitance measurements of the device of Fig. 2 (dashed line) showing the onset behavior of the two charge gases at two different threshold voltages. In a SIS FET structure the onset occurs simultaneously. The barriers of these samples are 20 nm each. A gate voltage increase of 0.1 V corresponds to a carrier density increase of about  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

in Fig. 2. These slightly different thresholds originate probably from different charging of the two gates and the respective doped regions between them and the actual active layers. This can be avoided by slightly different structures which are of the SIS-FET (semiconductor-insulator-semiconductor) type. The SIS-FETs do not have a metallic front gate but just one contact that connects to the entire upper 2DEG. The difference in the threshold behavior of the two devices is visible from Fig. 3. The dashed line shows that the charges form in two steps with increasing voltage between the two layers if a separate front gate is present. The solid line is measured with a SIS-FET; both charge layers form in a single step. The realisation of small but identical densities in the two layers is very important because such conditions are preferable for the observation of excitonic effects.

We have thus prepared spatially separated 2d electron and 2d hole layers with distances down to 15 nm using FIB implantation during an MBE growth interruption. Carrier concentrations in the two layers can be varied from  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  up to nearly  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . We have also performed a study of the thermodynamic properties of the coupled electron-hole system by measuring the low temperature capacitance. The capacitance gives access to the compressibility, which reflects all exchange and correlation contributions to the total energy of the electron-hole system.

The capacitance was measured in a bridge geometry through a full phase analysis of the measurement signal. The validity of such measurements was confirmed in a different circuit configuration that measures the charging current directly. An ac measurement voltage (0.1-1 mV) was superimposed on the dc bias voltage ( $\sim 1.6 \text{ V}$ ) through an adder and measurement frequencies ranged from 8 to 420 Hz. In the samples with a metal front gate, the front gate was on the same potential as all the electron contacts and the back gate was shorted to all hole layer contacts. In the SIS-FETs a small drain voltage was necessary on the p side (70 mV), because the p-contacts were weakly non ohmic. Care was taken that no electric field in the p-channel was existing that would lead to depletion at the lowest densities.

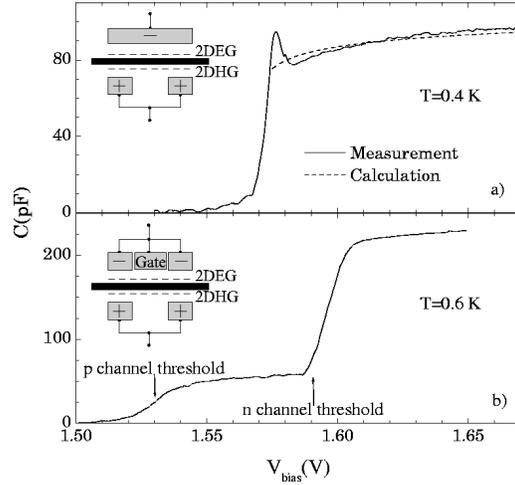


Figure 4: a) CV characteristic of a SIS-FET with a 20 nm barrier at 400 mK; one common threshold for p and n channel. b) CV characteristic of a sample with metal gate and a 15.3 nm barrier at 600 mK; separate thresholds for the p- and the n-channel are marked. The insets schematically show the devices. Upon application of the bias over the AlGaAs barrier (indicated in black), the 2D gases form.

Fig 4 (a) shows the typical capacitance voltage (CV) characteristic of a SIS-FET. At the threshold voltage of 1.57 V the electron and the hole gas form simultaneously and the capacitance increases in a step-like manner from 0 pF to approximately 80 pF. Right at the threshold however, the capacitance is significantly enhanced, i.e. a peak appears. The peak does not depend on measurement frequency and the in phase signal remains zero, which assures it is a true capacitance. At higher biases ( $>1.60$  V) magneto-capacitance oscillations are used to determine the density of the 2D gases. This density is within 10 % identical to the density obtained from the magnitude of the capacitance and determined as  $n_s = 1.94 \cdot 10^{12} (V_{gate} - 1.570) \text{ cm}^{-2}$ . From a linear extrapolation, the density at the position of the peak is then given by  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . The peak thus occurs at very low densities, where exciton formation is expected.

Fig 4 (b) plots the typical CV-characteristic of a sample with a metal front gate. Once more, the capacitance increases in a step-like manner, but now two steps are seen. Due to the asymmetric doping in the sample the hole gas is formed first with the aid of the front gate at  $\sim 1.53$  V, while at 1.59 V the electron gas is formed (arrows mark the transport-threshold voltages). Neither one of the steps is accompanied by a peak however. The density in the p-channel at the n-channel threshold is obtained from the CV-measurement and the area of the device. It is determined as  $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , i.e. at the second step in Fig 4 (b) the *hole* density is 4 times larger than that in the SIS-FET at the bias where the peak occurs. The peak is thus only observed when the densities of the electrons and the holes are low *and* matched. This conclusion is further corroborated by the vanishing of the peak in the SIS-FETs when the hole-gas density is made inhomogeneous by applying a large source-drain electric field

which causes a density gradient across the sample.

A charged heterojunction containing a p and n-channel without interactions between them, but with interactions within the individual channels, can be described [8] with a Hartree approximation of the wavefunction in the  $z$ -direction using Fang-Howard wavefunctions. This leads to the following expression for the capacitance per area ( $C'$ ):

$$1/C' = \frac{d}{\epsilon_b \epsilon_0} + \frac{1}{e^2} \frac{d\mu_n}{dn} + \frac{1}{e^2} \frac{d\mu_p}{dp} + \frac{55}{96} \frac{z_e}{\epsilon_s \epsilon_0} + \frac{55}{96} \frac{z_h}{\epsilon_s \epsilon_0}$$

$$z_e = \left( \frac{33\pi}{54a_B} n \right)^{-1/3} \quad z_h = \left( \frac{33\pi}{54a_B} p \right)^{-1/3}$$

with  $d$  the barrier thickness,  $\epsilon_{d,s,0}$  the dielectric constant of the barrier, GaAs and vacuum respectively,  $e$  the electron charge,  $\mu$  the chemical potential,  $z_{e,h}$  the expectation value of the electron, hole  $z$ -coordinate perpendicular to the 2D-plane,  $n$  ( $p$ ) the electron (hole) density and  $a_B$  the Bohr radius. The first term in the equation describes the geometric capacitance of the AlGaAs barrier, while the last two terms take into account the finite extend of the wavefunction in the  $z$ -direction. The two middle terms contain the thermodynamic properties of the individual 2D layers. The expression neglects the interactions between the two 2D systems so there are two independent terms  $d\mu_n/dn$  and  $d\mu_p/dp$  for the inverse compressibilities of the individual layers.

First we try to explain the peak in the capacitance with the above equation. As is well known, direct compressibility measurements show that at low densities both a single electron gas [9] as well as a single hole gas [10] have a negative compressibility, because exchange energy dominates over the kinetic energy. It was found that Stern's expression [11] for the exchange energy with the inclusion of the finite width of the wavefunction perpendicular to the interface described the above measurements very well [9, 10]. In our samples the compressibility of the individual 2D gases is certainly negative at low density. It does however not cause a peak in the capacitance, because the broadening of the Fang-Howard wavefunction in the  $z$ -direction upon decreasing density overcompensates the increase in capacitance due to this negative compressibility.

We have made model-calculations for our device using Stern's expression for the exchange energy [11] with Fang-Howard wavefunctions and the density obtained in the experiment. The dashed line in Fig 4 (a) plots the resulting capacitance. Without any fitting parameters a satisfactory agreement is obtained in the higher bias limit, showing the correctness of the model for large densities. Near the threshold however, the model fails completely to reproduce the observed peak. That the negative compressibility of either one of the individual 2D systems does not cause a peak in the capacitance is also clearly seen in our experiments in Fig 4 (b), where the peak is absent at both individual thresholds.

The peak in the capacitance can thus not be explained by considering two individual 2D systems that are not interacting with each other. We note that the Hartree approximation assumes a homogeneous density in both the electron and the hole system. At low and matched densities however, the electrostatic energy can be lowered compared to the Hartree approximation if the individual electron and hole have the same spatial coordinates in the 2D plane

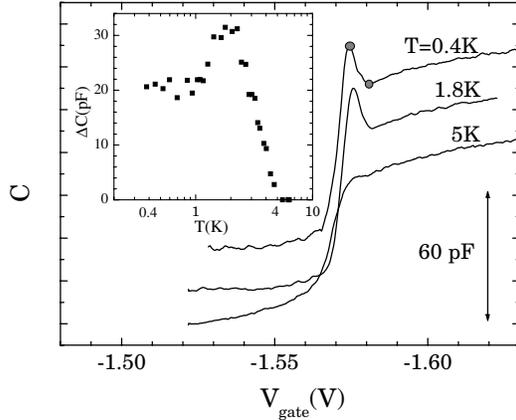


Figure 5: CV characteristics of the SIS-FET with 20 nm barrier for different temperatures; curves are offset for clarity. The inset plots the temperature dependence of the peak height which is defined as the difference between the maximum and minimum of the CV curve indicated with grey dots in the main figure.

and form an indirect exciton. If the correlations between the electron- and the hole-layer are strong enough, they will remove the divergence of the width of the Fang-Howard wavefunctions for low densities. In addition the proper description for the system would then also have to use one total compressibility instead of the two compressibilities of the individual systems as was done for the uncorrelated case.

Exciton formation is expected to become important when the distance between the electron and the hole becomes comparable to the intralayer particle separation [12, 13, 14]. In order to estimate the density at which this occurs in our experiment and to determine an upper limit for the electron-hole distance, we have made a variational calculation for our heterostructure with one electron and one hole in it. The following Hamiltonian describes this situation:

$$H = \frac{p_{z,e}^2}{2m_e} + \frac{p_{z,h}^2}{2m_h} + \frac{p_{xy}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + V_{C,e} + V_{C,h} \quad (1)$$

$p_{z,e}$  and  $p_{z,h}$  are the momentum operators for the electron and the hole in  $z$ -direction respectively,  $p_{xy}$  the momentum operator in the plane for the relative motion,  $\mu$  the reduced mass,  $r$  the distance between electron and hole,  $V_{C,e}$  and  $V_{C,h}$  the confinement potentials for the electron and hole respectively. The Hamiltonian is solved by assuming the following wavefunction  $\Phi(z_e, z_h, \rho) = \phi_e(z_e)\phi_h(z_h)\phi_{xy}(\rho)$ , with  $\phi_{e,h}(z_{e,h}) = \sqrt{\beta_{e,h}^3/2}z_{e,h}e^{-\beta_{e,h}z_{e,h}/2}$  and  $\phi_{xy}(\rho) = \alpha/\sqrt{2\pi}e^{-\alpha\rho/2}$ .  $z_e$ ,  $z_h$  and  $\rho$  are the  $z$ -coordinates of the electron and the hole and the in plane distance between the electron and hole respectively. The variational parameters  $\beta_{e,h}$  and  $\alpha$  are calculated by minimising the energy. We obtain for the 20nm barrier structure  $\langle z_e \rangle \approx 100$  nm,  $\langle z_h \rangle \approx 50$  nm and  $\langle \rho \rangle \approx 90$  nm and the binding energy of the indirect exciton is 0.34 meV.

We conclude that correlations and exciton formation certainly play a role when the distance between charges within one layer exceeds  $\sim 100$  nm, i.e. at densities below  $\sim 10^{10}$  cm $^{-2}$ . Dipole repulsion between the excitons will

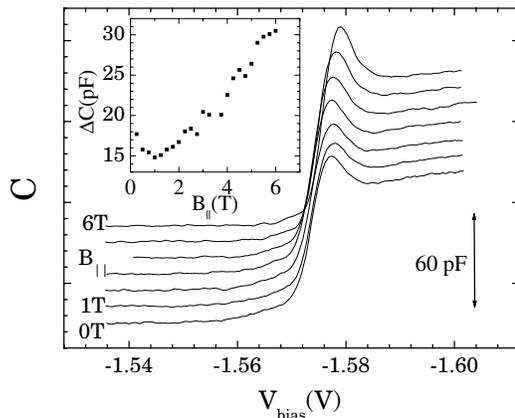


Figure 6: CV characteristics of the SIS-FET with a 20nm barrier at  $T=350$  mK for different in plane magnetic fields; curves are offset for clarity. The inset shows the increase of the peak height with increasing magnetic field.

increase this density limit somewhat. We note that the kinetic energy for electrons with a density of  $10^{10}$   $\text{cm}^{-2}$  is 0.36 meV which is almost identical to the exciton binding energy. The system is thus strongly correlated. In the SIS-FET the density of  $10^{10}$   $\text{cm}^{-2}$  is reached at a bias of 1.58 V; for lower biases the density is lower. The peak in the capacitance thus occurs in the regime where strong exciton correlations are present. The above calculation shows that the excitonic correlations prevent the Fang-Howard wavefunctions from broadening more than  $\sim 100$  nm. The peak in the capacitance then implies that the total compressibility of the coupled electron-hole system is negative.

These results must be compared with the sample with different densities of electrons and holes. In the density range of interest this difference is at least a factor of 4. Since such samples do not show a peak in the capacitance, we conclude that at different densities the intralayer repulsion dominates over the interlayer attraction and hampers the formation of excitons.

So far we have shown that the peak occurs in the density regime in which excitonic correlations are present. From the density dependence of the capacitance however, no information about the strength of these correlations can be extracted without a proper theory and we are not aware of a complete theory that describes the compressibility of our coupled electron-hole system. There is one theory [14] about thermodynamics of indirect electron-hole systems, but it treats only the case of fixed distances  $d$  between the strictly 2D electrons and holes. Not surprisingly it does not fit to our data.

In order to still access the strength of the excitonic correlations we have made temperature dependent

measurements shown in Fig 5. At high temperatures ( $T > 4.5$  K) the peak is absent. The maximum temperature of 4.5 K (0.4 meV) corresponds well to our calculated exciton binding energy and the vanishing of the peak can be understood as a thermal dissociation of the indirect excitons. The inset of Fig 5 plots the magnitude of the peak as determined by the

difference between the maximum and the minimum in the capacitance, indicated with the grey dots in the main figure. Initially the peak height increases upon decreasing temperature until around 2 K it has a maximum. Upon further decreasing the temperature the peak height decreases until below 1 K it saturates to a constant value. In addition we note that with decreasing temperature, the peak position shifts to slightly lower bias voltages.

Theory [15, 12, 13, 17, 14, 16] predicts that the system of indirect excitons can condense into a superfluid. This condensation should occur through a Kosterlitz-Thouless phase transition with the transition temperature  $T_c$  given by  $\pi\hbar^2 n_s / 2k_B \mu$ ;  $n_s$  is the density of electron-hole pairs and  $\mu$  their relative mass. For a density of  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , a hole mass of  $0.5 m_0$  and an electron mass of  $0.067 m_0$  appropriate for the AlGaAs system, this  $T_c$  is 2.35 K. There is no theory that predicts the temperature dependence of the compressibility around the transition temperature, so a definite conclusion can not be drawn from our experiment. Nevertheless the calculated  $T_c$  is surprisingly close to the temperature at which the maximum in the peak height is obtained. One could possibly explain this maximum, since at the transition temperature the fluctuations in the thermodynamic density of states are largest.

Applying a magnetic field allows to increase the excitonic correlations between the electrons and the holes, since it reduces the spatial extend of the wavefunction. Fig 6 plots the CV-curves for different magnetic fields. The magnetic field is oriented parallel to the 2D plane and forces the weakly confined carriers somewhat closer to the interface. The inset shows that the peak height initially decreases a little, but that between 1 and 6 T it doubles. So when exciton correlations are increased, the peak becomes more pronounced. Also in perpendicular fields such increase is observed.

The increase of the peak compares also favourably with previous optical experiments about condensation of indirect excitons, where magnetic fields increased diffusivity and caused a huge noise in the radiative decay rate [18].

To summarise, we have presented an investigation of the thermodynamic properties of strongly coupled indirect 2D electron-hole systems by capacitance measurements. At low temperatures and in the regime of low and equal densities a peak in the CV-characteristics is observed. The peak is attributed to excitonic correlations between the electrons and the holes, that remove the divergence of the wavefunctions in z-direction for vanishing density, and the negative total compressibility of the coupled electron-hole system. The temperature at which the peak vanishes correlates well with the calculated exciton binding energy in our structures. The observation of a maximum peak height at finite temperature could hint that the excitons undergo the expected Kosterlitz-Thouless phase transition. Both parallel and perpendicular magnetic fields increase the exciton binding energy and correspondingly the peak height increases.

# Bibliography

- [1] P.B. Littlewood and X. Zhu, *Physica Scripta* **T68**, 56 (1996) and references therein.
- [2] E.E. Mendez, L. Esaki, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2216 (1985)
- [3] T. P. Marlow, L. J. Cooper, D. D. Arnone, N. K. Patel, D. M. Whittaker, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett* **82**, 2362 (1999)
- [4] T. Fukuzawa, E. E. Mendez and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990); J. A. Kash, M. Zachau, E.E. Mendez, J. M.Hong and T. Fukuzawa, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2247 (1991); L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994)
- [5] U. Sivan, P.M. Solomon and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1196 (1992)
- [6] B.E. Kane, J.P. Eisenstein, W. Wegscheider L.N. Pfeiffer and K.W. West, *Appl. Phys.Lett.* **65**, 3266 (1996)
- [7] S. Vijendran, P.J.A. Sazio, H.E. Beere, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie, and C.E. Norman, *J. Vac.Sci.Tech.* **B17**, 3226 (1999)
- [8] V. Gudmundsson and R. R. Gerhardt, *Phys. Rev. B* **35**, 8005 (1987)
- [9] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 674 (1992); *ibid* *Phys. Rev. B* **50**, 1760 (1994)
- [10] S. Shapira et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3181 (1996); I. S. Millard et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3323 (1996)
- [11] F. Stern, *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* **2**, 323 (1974)
- [12] S. I. Shevchenko, *Phys. Rev. B* **57**, 14809 (1998)
- [13] S. I. Shevchenko, *Sov. J. Low Temp. Phys.***2**, 251 (1976)
- [14] Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, *JETP* **84**, 1027 (1997)
- [15] Yu. E. Lozovik and V. N. Nishanov, *Sov. Phys. Solid State* **18**, 1905 (1976)
- [16] G. Vignale and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2786 (1996)

- [17] Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *Sov. Phys. JETP* **44**, 389 (1976)
- [18] L. V. Butov and A. I. Filin, *Phys. Rev. B* **58**, 1980 (1998)

## Danksagung

An dieser Stelle sage ich all denen Dank, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

- Prof. Dr. K. von Klitzing danke ich für die Aufnahme in seine Gruppe, für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Hauptberichtes.
- Prof. Dr. W. Dietsche danke ich für die umsichtige Betreuung dieser Arbeit, die er mir in seinem spannenden Projekt ermöglicht hat.
- Prof. Dr. G. Denninger danke ich für die Übernahme des Mitberichtes.
- Ich danke außerdem meinen beiden Praktikanten M. Lynass und A. Aghajani-Talesh. Sie haben mich mit ihrem Arbeitseinsatz unermüdlich bei der Technologieentwicklung unterstützt.
- Bei S. Lok und N. Harff bedanke ich mich für viele interessante wissenschaftliche Diskussionen.
- R. Mühle habe ich für die freundliche Unterstützung mit seiner wertvollen Erfahrung bei Flüssigmetall-Ionenquellen zu danken.
- Ich danke auch K. Eberl und A. Fischer, die mir beim Aufbau des Vakuumsystems für die FIB Hauptkammer mit Rat und Tat zur Seite standen.
- Weiterhin gilt mein Dank P. Specht und S. Meier für deren Arbeit an der MBE, die manchmal ziemlich zermürend sein konnte.
- T. Reindl hat das RIE Ätzen der Proben für mich übernommen. Ich danke ihm und auch C. Lange und U. Weitzmann für REM Bilder zur Probenanalyse. Weiterhin bedanke ich mich bei M. Riek für Tips und Ratschläge zu technologischen Fragen.
- Prof. Dr. R. Gerhardtts danke ich für Diskussionen über meine experimentellen Resultate und Interpretationen dazu.

- Bei allen Doktoranden bedanke ich mich für die konstruktive Zusammenarbeit und die gute Atmosphäre in der Gruppe.
- Besonders wichtig für das Gelingen dieser Arbeit war die Unterstützung und das Verständnis, das ich von meiner Frau Daniela erhalten habe.

## Lebenslauf

|             |  |
|-------------|--|
| <b>Name</b> | Michael Pohlt  |
| Geburtstag  | 01.06.1970   |
| Ort         | Schwandorf i. Bay.   |
| 1976-1981   | Grundschule Amberg   |
| 1981-1990   | Gregor-Mendel-Gymnasium Amberg   |
| 1990-1991   | Wehrdienst in Amberg   |
| 10/91-02/97 | Diplomstudiengang Physik, Universität Bayreuth   |
| 10/93       | Vordiplom Physik   |
| 03/96-03/97 | Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Bayreuth; Thema: Magnetooptischer Kerreffekt in kurzperiodischen CdTe/MnTe Übergittern |
| 03/97       | Diplom in Physik   |
| seit 05/97  | Anfertigen der vorliegenden Dissertation am Max-Planck-Institut Stuttgart in der Abteilung von Prof. Dr. K. v. Klitzing                        |