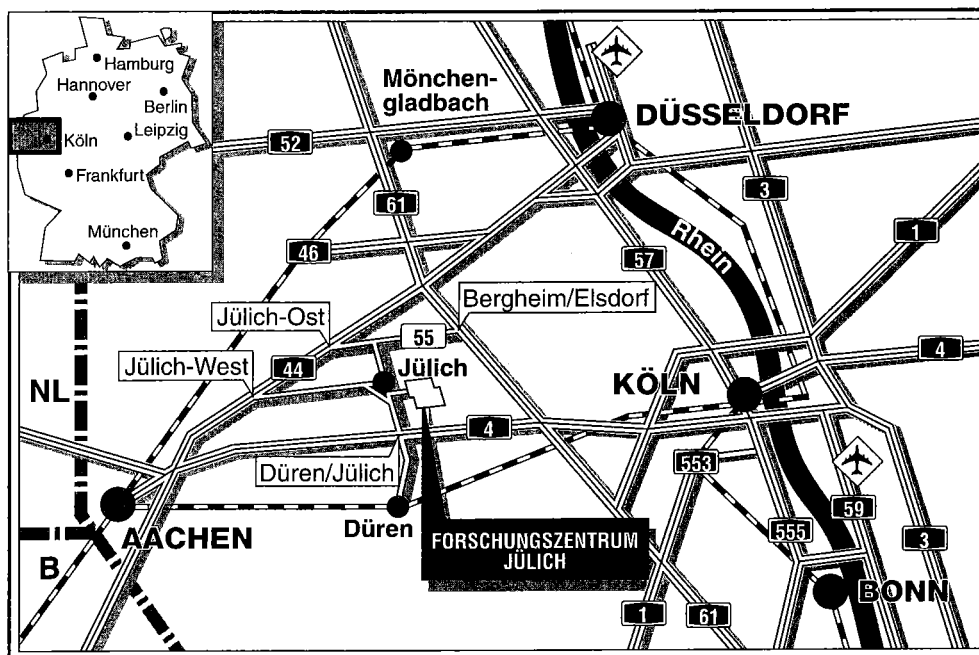


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Untersuchungen zur Spinaufspaltung
zweidimensionaler Elektronengase
in InGaAs/InP Heterostrukturen**

Gernot Engels



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3247

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3247

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Untersuchungen zur Spinaufspaltung zweidimensionaler Elektronengase in InGaAs/InP Heterostrukturen

Gernot Engels

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Materialsystem	4
2.1	Halbleiterheterostrukturen	4
2.2	Elektrischer Transport in zweidimensionalen Subbändern	6
2.3	Streuung im 2DEG	8
2.4	Simulation von Heterostrukturen	9
2.5	InGaAs/InP	11
2.5.1	Bandlücken	11
2.5.2	Banddiskontinuität	12
2.5.3	Effektive Masse	13
2.5.4	Oberflächenpinning	13
2.6	Simulationsbeispiel	13
3	Spineffekte	17
3.1	Spin in Festkörpern	17
3.2	Literaturüberblick zur Spinaufspaltung in 2DEGs	18
3.3	Effektivmassennäherung für Heterostrukturen	21
3.3.1	Allgemeine Herleitung	21
3.3.2	Reduktion der berücksichtigten Energiebänder	24
3.3.3	Einschränkung der Geometrie auf das 2DEG	26
3.3.4	Ableitungen aus den Ergebnissen	29
3.3.5	Zustandsdichte der Spinäste	35
3.3.6	Einstellung des Spins	37
4	Shubnikov-de Haas Effekt	39
4.1	Allgemeine Theorie	39
4.2	Sdh-Effekt mit Zeemanaufspaltung	42
4.3	SdH-Effekt mit Spin-Bahn Wechselwirkung	42
4.4	Modellierung der SdH-Meßkurven	43
5	Präparation	48
5.1	Hallbarren	48
5.1.1	Optische Lithographie	49
5.1.2	Ätzen der Geometrie	49
5.1.3	Ohmsche Kontakte	49

5.1.4	Proben-Träger	50
5.2	Hallbarren mit Gate	51
5.3	Quantenstrukturen	52
5.3.1	Punktkontakte	52
5.3.2	Quantendrähte	55
6	Meßmethoden	57
6.1	Shubnikov-de Haas Messungen	57
6.2	Punktkontakte	58
6.3	Antilokalisierung	58
7	SdH-Messungen zur Spinaufspaltung	59
7.1	Asymmetrisches Schichtsystem (2DEG)	59
7.1.1	Auswertung des Fourierspektrums	61
7.1.2	Auswertung der Knotenlage	61
7.2	Symmetrische Schichtsysteme	64
7.3	Gategesteuerte SdH-Messungen	65
7.3.1	Gategesteuerter Rechtecktopf	65
7.3.2	Gategesteuerter Dreieckstopf (2DEG)	73
7.4	Einfluß der Kanaldicke auf den Spin-Bahn Parameter	77
8	Punktkontakte	81
8.1	Funktionsweise	81
8.2	Punktkontakt mit Spinaufspaltung	83
8.3	Experimentelle Ergebnisse	88
9	Antilokalisierung	91
9.1	Theorie der Antilokalisierung	91
9.2	Experimentelle Ergebnisse	93
10	Zusammenfassung	99
11	Literaturverzeichnis	103

1 Einleitung

Der Ladungsträgertransport in modernen mikroelektronischen Bauelementen, wie Speicherbausteinen und Prozessoren, kann in seiner wesentlichen Funktionsweise bislang mit dem klassischen Instrumentarium der Halbleiterphysik beschrieben werden. Der Grund liegt in der im Vergleich zu den Bauelementabmessungen kleinen de Broglie (Fermi) Wellenlänge der Ladungsträger und einer sehr großen Zahl von Streuereignissen während des Transports. Es ist abzusehen, daß bei der gegenwärtigen Miniaturisierungsstrategie zur Steigerung der Rechenleistung moderner Computersysteme die Beschreibung des Stromtransports mit Boltzmann-Gleichung und Drudemodell ihre Grenzen erreicht (vgl. Abb.1). Die Strukturgrößen innerhalb der Mikrochips liegen bereits im Submikrometerbereich und damit bei wenigen Vielfachen der Wellenlänge der Ladungsträger. Die Geometrie des Bauelements gewinnt dadurch stark an Bedeutung. Eine weitere Verkleinerung reduziert zusätzlich die Zahl der Streuereignisse in der elektrisch aktiven Zone, wodurch jeder einzelne Streuprozess dem verkleinerten Gesamtbauelement seine Charakteristik aufprägt, die bei geometrisch größeren Strukturen durch Parallelschaltung vieler verschiedener Streukonfigurationen weggemittelt werden. Als gravierendste Folge fortschreitender Mi-

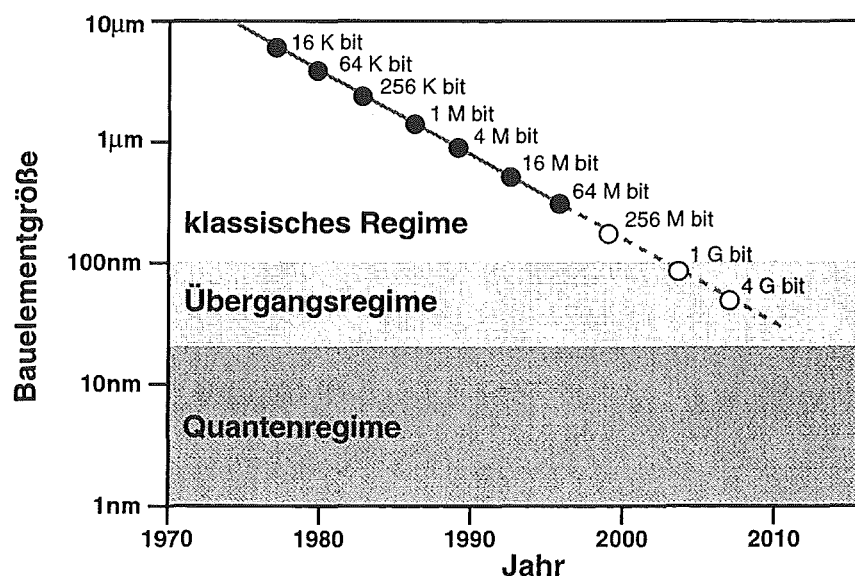


Abb.1: Entwicklung der Strukturgrößen innerhalb eines DRAMS
(Quelle: Siemens).

niaturisierung wird jedes einzelne Nanobaelement seine eigene unverwechselbar unterschiedliche Charakteristik ("fingerprint") erhalten und damit zu einem schwer vorhersehbaren Verhalten des Gesamtschaltkreises führen.

Es bieten sich verschiedene Auswege an. Um im Rahmen bewährter klassischer Strategien zu bleiben, können die aktiven Regionen der Speicherbausteine und Prozessoren statt wie bisher räumlich zweidimensional noch in die dritte, vertikale Richtung integriert werden. Das Hauptproblem ist dann die entstehende joulesche Betriebswärme, die aus dem Volumen nur sehr mangelhaft abgeführt werden kann und die Betriebssicherheit sowie die Lebensdauer der Logik beeinträchtigt. Weiterhin ist es technisch anspruchsvoll, vergrabene Bauelementschichten zu strukturieren, oder auf vorstrukturierten Schaltungsebenen kristallines Halbleitermaterial abzuscheiden.

Eine zweite Möglichkeit bietet die gezielte Nutzung auftretender Quanteneffekte für neuartige Bauelementkonzepte. Es ist theoretisch möglich, die Transistorschaltwirkung durch gesteuertes Ein- und Ausschalten von Quanteninterferenz zu erreichen, erfordert jedoch reproduzierbare Strukturierung im Submikrometerbereich und weitestgehend defektfreies Ausgangsmaterial. Auch die Hybridisierung von halb- und supraleitenden Materialien oder die Nutzung neuartiger Halbleiterverbindungen und dünner Schichtsysteme verspricht nutzbare physikalische Effekte zu bringen. Ein bereits technisch verwertetes quantenmechanisches Bauelement ist die aus einer Doppelbarriere aufgebaute Tunnel diode, innerhalb derer sich quantenmechanische Energieniveaus ausbilden. Sie zeigt in ihrer Strom-Spannungscharakteristik differentiell negative Widerstandsbereiche und – bei geeigneter Verschaltung – Hysterese, wodurch sie als bistabiles Speicherelement eingesetzt werden kann. Dieses Konzept funktioniert bei Raumtemperatur, denn die räumliche Einschränkung des Elektronenwellenpakets beträgt nur einige Atomlagen. Das Energiespektrum der Doppelbarriere ist daher sehr breit, wodurch die einzelnen Niveaus weiter getrennt sind als die thermische Verbreiterung $k_B T \sim 30 \text{ meV}$. Kleinere Aufspaltungen quantenmechanischer Subbänder können nur bei tieferen Temperaturen beobachtet und für Logikelemente genutzt werden. Ihr Verständnis kann durch Optimierung des Effektes zu Raumtemperaturbetrieb oder durch konzeptionelle Überlegenheit, die eine notwendige Kühltechnik zum Betrieb schnellerer Bauelemente rechtfertigt, zu möglichen Anwendungen führen. In diesem Zusammenhang ist verständlich, daß seit Mitte der achtziger Jahre der Spinquantenzustand der Ladungsträger als Kandidat für Bauelementforschung "entdeckt" wurde. Spinaufspaltung elektronischer Zustände ist nicht nur grundlagenphysikalisch interessant, sondern kann, wenn ihre Ausprägung wie

bei der Tunnelodiode in die Größenordnung einiger Millielektronenvolt gebracht wird, durchaus in Bauelementkonzepte eingebracht werden. Die grundlegende Idee ist hier, wie bei allen Quantenbauelementen, die Energieseparation von (Spin-)Subbändern zur Unterscheidung von Informationszuständen zu nutzen [7]. Der Spin stellt in dieser Hinsicht mit seinen zwei möglichen Einstellungen bezüglich einer vorgegebenen Richtung gewissermaßen das ideale Bit der Informationstechnik dar.

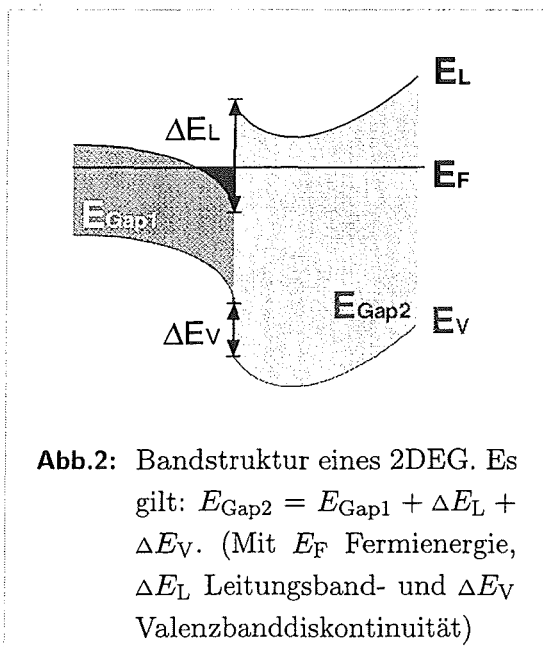
Neue Materialsysteme, die durch moderne Abscheidungsmethoden (Epitaxie) hergestellt werden können, zeigen erheblich größere Spineffekte als klassische Silizium/Germanium oder GaAs/AlGaAs Schichtsysteme. Indium basierende Verbindungen wie InAs, InGaAs, InP oder InSb sind besonders interessant, da sie sowohl im Volumenmaterial, als auch in Heterostruktursystemen bereits meßbar große Spinaufspaltungen zeigen und in großer Variationsbreite hergestellt werden können. In der vorliegenden Arbeit werden die theoretischen Grundlagen zur Spinaufspaltung elektronischer Subbänder und ihrer Transporteffekte erarbeitet und Messungen auf InGaAs/InP-Heterostrukturen gegenübergestellt.

2 Materialsystem

In diesem Kapitel sollen die grundlegenden Eigenschaften des verwendeten Materials aufgezeigt werden. Zuerst werden kurz die allgemeinen Eigenschaften von Halbleiterheterostrukturen und die Ausbildung zweidimensional leitender Schichten erklärt. Anschließend werden die wichtigsten Besonderheiten des zweidimensionalen elektrischen Transports angesprochen, die in den anschließenden Kapiteln bei den Untersuchungen zur Spinaufspaltung eine Rolle spielen. Nach der Auflistung der notwendigen Materialparameter wird ein Simulationsalgorithmus zur Bestimmung der Heterobandstruktur erläutert und abschließend eine konkrete Struktur – die in dieser Arbeit durchgehend in allen Kapiteln als Beispiel verwendet wird – simuliert.

2.1 Halbleiterheterostrukturen

Die ersten niedrig dimensionalen Effekte wurden an Silizium-MOS-FETs¹ gefunden. Seither haben verbesserte Abscheidungstechniken wie Molekularstrahl- (MBE) und Gasphasenepitaxie (MOVPE) die Möglichkeiten zur gezielten Herstellung dünner Schichtsysteme mit hoher kristallographischer Qualität stark erweitert.



Die Epitaxie von Verbindungshalbleitern ermöglicht es, durch Wahl der Elementzusammensetzung die Bandlücken der gewachsenen Schichten in hohem Maße zu variieren. Die Kombinationsmöglichkeit wird dabei durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten eingeschränkt, da verspannte, fehlangepaßte Materialien nur bis zu einer kritischen Dicke aufeinander abgeschieden werden können, ohne Versetzungen zu bilden. Modulationsdotierung – der gezielte, räumlich kontrollierte Einbau von Donatoren oder Akzeptoren – läßt zusätzlich die Kontrolle des makroskopischen Bandverlaufs in Wachstumsrichtung zu und bestimmt die Lage des

Ferminiveaus. Mit diesem Instrumentarium ist es bei geeigneter Parameterwahl mög-

¹Metal Oxide Semiconductor - Field Effect Transistor

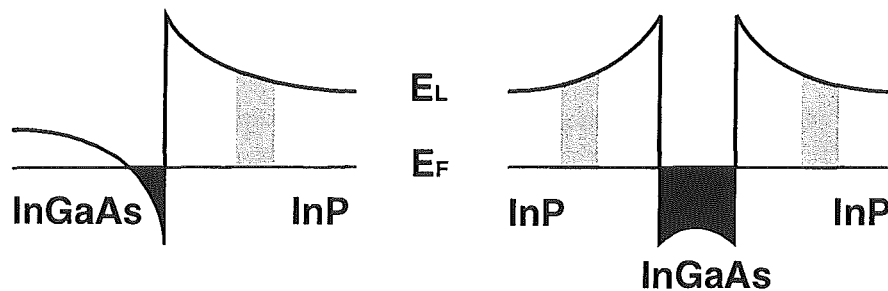


Abb.3: Idealisiert dargestellte Leitungsbandverläufe für einen dreieckigen Potentialtopf im Schichtsystem InGaAs/InP (links) und für rechteckige Geometrie in InGaAs/InP (rechts). Die Dotierungen wurden grau, die Potentialtöpfe schwarz dargestellt. Rechts ist deutlich die Spiegelsymmetrie, sowohl der Leitungsbandsprünge als auch der Potentialkrümmung bezüglich der Topfmitte zu erkennen.

lich, Schichtpakete zu produzieren, die eine quasi zweidimensional leitende Schicht ausbilden, in der sich Elektronen oder Löcher konzentrieren. Wie in Abbildung 2 angedeutet, bildet sich im Leitungsband des Materials mit der kleineren Bandlücke ein nahezu dreieckiger Potentialtopf aus, der je nach Wahl der Modulationsdotierung unter das Fermi-niveau taucht. In Bild 3 sieht man die Situation an zwei Beispielen. Der Potentialtopf befindet sich im undotierten, ternären InGaAs. Das n-dotierte InP gibt Elektronen an den Topf ab, wodurch die ionisierten Donatoren eine positive Raumladungszone verursachen. Bei tiefen Temperaturen, wenn alle Elektronen im Volumenmaterial ausgefroren, d.h. gebunden sind, findet der einzig mögliche elektrische Transport im Potentialtopf entlang der Grenzfläche statt. Aufgrund der geringen lateralen Ausdehnung des Topfes in Schichtwachstumsrichtung von typisch zehn Nanometern, erhält man einen quantisierten Elektronensee. Dieses in energetische Subbänder geteilte Ladungsträgersystem nennt man zweidimensionales Elektronengas (2DEG).

In Abb.3 ist eine weitere, später für die Spinaufspaltung relevante Eigenschaft solcher 2DEGs dargestellt: Es ist möglich, durch Wahl der Schichtfolge die räumliche Symmetrie der Potentialtopfform stark zu beeinflussen. Umschließt man InGaAs von beiden Seiten mit InP-Barrieren, so ist der entstehende Quantentopf – bei exakt gleicher Dotierung beider Barrierenseiten – räumlich symmetrisch bezüglich seines

Mittelpunktes (im folgenden wird diese Geometrie mit Rechtecktopf bezeichnet). Der dreieckige Potentialtopf ist dagegen nicht inversionssymmetrisch. Durch Verzerren der Dotierungsverhältnisse am Rechtecktopf oder durch die Wirkung von Oberflächenpotentialen sind auch Einstellungen zwischen den oben aufgezeigten Symmetrie-Extremen möglich.

2.2 Elektrischer Transport in zweidimensionalen Subbändern

Der Leitungsbandverlauf E_L des ungestörten Quantentopfes ist ausschließlich eine Funktion der z -Richtung (vgl. Abb.4). Die Schrödingergleichung eines solchen 2DEGs ist in die freie Parallelbewegung und die Quantisierung in senkrechter Richtung separierbar. Die Gesamtenergie E^{ges} ergibt sich als Summe beider Anteile:

$$E^{\text{ges}} = \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}^*} \right) + E_i^{\text{sub}} \quad (1)$$

Dabei ist i der Subbandindex und m^* die effektive Masse der Elektronen im periodischen Potential des Festkörpers. Später wird noch auf die effektiven Beschreibungsgrößen, die den Einfluß des Festkörpers in Einelektronennäherung beinhalten, im Rahmen der effektiven Massennäherung für Heterostrukturen eingegangen. Im Augenblick genügt es, zu sehen, daß das 2DEG den Elektronensee in Subbändern aufnimmt, die spinentartete Paraboloiden in $k_{\parallel}$ sind (es wurde noch keine Wechselwirkung eingeführt, die auf den Spin der Ladungsträger wirkt), deren energetischer Abstand von der konkreten Topfform abhängt (Rechtecktöpfe haben quadratisch zunehmende Subbandabstände $\Delta E^{\text{sub}} = E_{i+1}^{\text{sub}} - E_i^{\text{sub}}$, dreieckige besitzen nach oben dichter liegende Niveaus), jedoch für alle $k_{\parallel}$ konstant ist. Dieses einfache Bild (rechts in Abb.4) wird durch die Einführung der Spinwechselwirkung modifiziert. Jedes Subband spaltet in zwei auf, wobei sich die spinentartete Zustandsdichte pro Subband $Z_i(E)$ von

$$Z_i(E) = \frac{m_{\parallel}^*}{\pi \hbar^2} \quad (\text{für } E \geq E_i^{\text{sub}}) \quad (2)$$

halbiert. Um Überlagerungseffekte durch mehrere besetzte Subbänder und damit die Maskierung der Spinaufspaltung zu vermeiden, wurde bei der Wahl der Dotierung der verwendeten Schichtsysteme darauf geachtet, daß die Fermienergie E_F nicht die Quantisierungsenergie des zweiten Subbandes erreicht. Der Energienullpunkt wird am Scheitelpunkt des ersten Subbands gewählt ($E_1^{\text{sub}} := 0$), so daß unter Fermienergie E_F der Wert $E_F = (\hbar^2 k_{\parallel}^2)/(2m^*)$ und unter Fermigeschwindigkeit

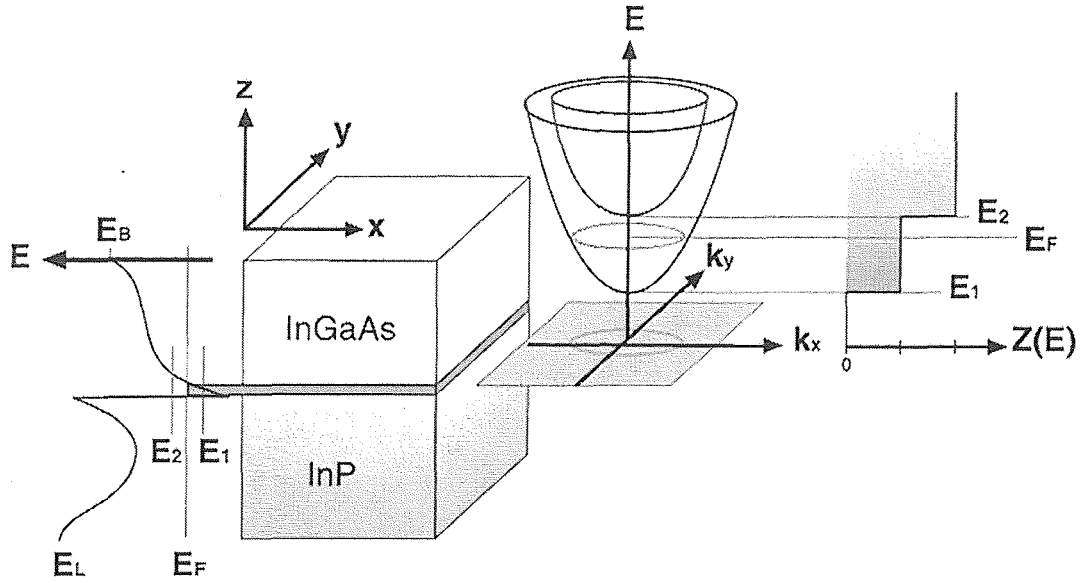


Abb.4: Festlegung des Koordinatensystems für 2DEGs. Links ist der Leitungsbandverlauf E_L in z -Richtung mit Fermi-niveau E_F und den ersten beiden Subbandenergien E_1 und E_2 , sowie dem Oberflächenpinning $\phi_B = E_B - E_F$ gezeigt. Es schließt sich eine Darstellung der räumlichen Schichtstruktur mit den Ortskoordinaten x, y, z an. Weiter rechts befindet sich eine Skizze der $k_{||}$ -Ebene der freien Elektronenbewegung mit den Energieparaboloiden der Subbänder E_1 und E_2 . Auf dem unteren Subband und in der $k_{||}$ -Ebene sind die Fermikreise (k -Zustände an der Fermikante) als graue Ringe eingezeichnet. Rechts daneben ist die zugehörige Zustandsdichte $Z(E)$ abgebildet, die stufenförmig am Energiescheitelpunkt jedes Subbandes um $m^*/(\pi\hbar^2)$ steigt.

$v_F = (2E_F/m^*)^{1/2}$ zu verstehen ist. Der Zusammenhang zwischen Ladungsträgerkonzentration n_{2d} und der Fermienergie ist durch die energie- und temperaturabhängige Fermistatistik $f(E, T)$ gegeben:

$$n_{2d} = \int_{E_L}^{\infty} Z(E) f(E, T) dE \quad (3)$$

In dieser Arbeit wurden alle Messungen im Temperaturbereich kleiner 20K aufgenommen. Die Fermistatistik entartet in diesem Fall zu einer Stufenfunktion mit

hinreichend kleiner Aufweichung, so daß die Ladungsträgerkonzentration ohne die Berücksichtigung von energieabhängigen Verteilungseffekten mittels

$$n_{2d} = \int_0^{E_F} Z dE = \frac{m^* E_F}{\pi \hbar^2} = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (4)$$

genähert werden kann. Da Ladungsträgertransport nur in Anwesenheit freier Zustände erfolgen kann, findet er in 2DEGs bei tiefen Temperaturen und kleinen angelegten Spannungen U ($eU \ll E_F$) ausschließlich an der Fermikante, d.h. mit Fermiimpuls $k_F = (2\pi n_{2d})^{1/2}$ statt.

2.3 Streuung im 2DEG

Elektronen werden auf dem Weg durch den Festkörper an Störungen der idealen Gitterperiodizität gestreut. Dies hat im wesentlichen zwei Konsequenzen. Zunächst können sie so weit aus ihrer Bewegungsrichtung herausgestreut werden (ihr Impuls in Stromrichtung ändert sich signifikant), daß sie den Zielort nur über viele Streueignisse wiederfinden und dabei möglicherweise auf ihrem Weg mehrmals an denselben Ort zurückkehren. Diese Tatsache ist für Lokalisierungseffekte in Kapitel 9 wichtig. Die Folgen sind herabgesetzte Elektronenbeweglichkeit μ , erhöhter elektrischer Widerstand und hohe joulesche Wärme, die bei Betrieb von Bauelementen mit starker Streuung auftreten. Zweitens können unterschiedliche Streueffekte dem Bauelement ihren physikalischen Charakter aufprägen. Ein Beispiel: Die inelastische Streuung an Phononen – bei hohen Temperaturen aufgrund der starken thermischen Anregung von Gitterschwingungen dominant – wird durch Abkühlen stark reduziert. Das Verhalten des Bauelements wird von den verbleibenden Streuprozessen bestimmt. Wenn diese Reststreuung rein elastisch ist, kann der definierte Zustand der quantenmechanischen Phase der Ladungsträger über große Distanzen erhalten bleiben und zur Ausprägung von Quanteninterferenzerscheinungen führen. Das Bauelement ändert sich von einem diffusiv-klassischen zu einem ballistisch-quantenmechanischen System.

Sind alle Streueignisse statistisch unabhängig, ergibt sich die freie Flugzeit τ eines Elektrons im Festkörper durch den Kehrwert der Summe aller Einzelstreuraten τ_i^{-1} :

$$\tau = \left(\sum_i \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1} \quad (\text{Matthiessen'sche Regel}) \quad (5)$$

Zwei spezielle, für die weitere Arbeit wichtige Streuzeiten bei tiefen Temperaturen sind die Quantenstreuzeit τ_q und die Transportstreuzeit τ_{tr} . Die erste berücksichtigt

alle Streuungen des Elektrons, die zu einer Verbreiterung und damit zum Überlappen von quantenmechanischen Energieniveaus führen, so daß sie nicht mehr in der Messung aufgelöst werden können. Es gilt:

$$\frac{1}{\tau_q} = \int_0^\pi S(\theta) d\theta \quad (6)$$

$S(\theta)$ ist ein Ausdruck, der die Streuwahrscheinlichkeit um den Winkel θ angibt. Die Transportstreuzeit wird dagegen folgendermaßen definiert:

$$\frac{1}{\tau_{tr}} = \int_0^\pi S(\theta) [1 - \cos(\theta)] d\theta \quad (7)$$

Jeder Streuprozess ist nach seinem Winkel gewichtet in τ_{tr} enthalten, so daß diese Streuzeit im wesentlichen Großwinkelstreuungen, die das Elektron stark aus seiner ursprünglichen Stromrichtung herausstreuen, und somit entscheidend für den meßbaren Widerstand sind, berücksichtigt. Sie ist deshalb auch aus einem Transportexperiment – der Hall-Messung – durch Auswertung der Hall-Beweglichkeit $\mu = e\tau_{tr}/m^*$ zu bestimmen. τ_{tr} ist durch den großen Anteil an Kleinwinkelstößen bei den vorliegenden 2DEGs typischerweise fünf mal größer als τ_q [103].

2.4 Simulation von Heterostrukturen

In vielen Fällen ist es für die Anschauung ausreichend, sich den qualitativen Verlauf des Leitungsbandes anzuschauen. Für die Berechnung theoretischer Werte, in die Potential- oder Wellenfunktionswerte konkret eingehen – dies wird später in der Effektivmassennäherung der Fall sein –, ist es dagegen notwendig, quantitativ zuverlässige Zahlenwerte zu ermitteln. Dies geschieht im folgenden durch die Simulation der Heterostruktur mittels des iterativen Schrödinger-Poisson-Solvers von Leuther [64]. Das Programm berechnet die quantenmechanische Gesamtwellenfunktion der Elektronen nach der Dichtefunktionaltheorie, ermittelt daraus die Ladungsverteilung der Elektronen in z -Richtung und berücksichtigt sie zusammen mit der Verteilung der geladenen Störstellen (Dotierungen) in der Poissongleichung. Die Lösung der Poissongleichung ergibt den neuen Potentialverlauf für den folgenden Iterationsschritt. Diese Abfolge wird wiederholt, bis die Veränderungen pro Iterationsschritt einen hinreichend kleinen Wert erreicht haben, die Genauigkeit des Ergebnisses also die gewünschte Vorgabe erreicht.

Das Programm enthält keine Spineffekte, sie sind für die Elektronenverteilung auf Grund ihrer kleinen Energieänderung (Millielektronenvolt) z.B. im Vergleich zu den

Leitungsbanddiskontinuitäten (typisch einige hundert Millielektronenvolt) zu vernachlässigen. Die erhaltenen Daten können dennoch im Sinne einer störungstheoretischen Behandlung zur Berechnung von Spin-Bahn-Parametern verwendet werden. Der Nichtparabolizität der Bandstruktur wird bereits durch eine energieabhängige effektive Masse im Quantentopf bei der Simulation Rechnung getragen:

$$m^*(E) = m^*(E = 0) \left(1 + \frac{2E}{E_{\text{Gap}}} \right) \quad (8)$$

Die Erhöhung von m^* mit der Teilchenenergie E führt zu einer vergrößerten Zustandsdichte und damit zu einer realistischeren Ladungsträgerkonzentration. Allerdings müßte man diese Energiekorrekturen auch für die effektive Masse der Wellenfunktionsausläufer der 2DEG-Elektronen in den Barrierenmaterialien mitnehmen, dort ist die Teilchenenergie stärker von der Leitungsbandkante entfernt, die Korrekturen sind also größer. Der Wert der Barrierenmasse wird durch die Annahme der Leitungsbandmasse der Barriere zwar explizit berücksichtigt, aber durch die fehlende Energiekorrektur überschätzt. Die Elektronen dringen etwas weiter in die Barrieren ein, als das Programm errechnet. Dies wird später bei der Berechnung der Spinparameter eine Rolle in der Fehlerdiskussion spielen. Um numerisch korrekter zu liegen, müßte man die in Kapitel 3.3 angegebenen Formeln aus der effektiven Massennäherung für Heterostrukturen in die Simulation integrieren. In diesem Sinne handelt es sich tatsächlich um Wellenfunktionen und Bandverläufe erster Näherung. Die späteren Ergebnisse sind dennoch im Rahmen aller zusätzlich auftretenden Ungenauigkeiten, wie z.B. der Fehler in den tabellierten Materialkonstanten, hinreichend.

Die Randbedingungen der Berechnung sind durch das Oberflächenpotential zwischen Halbleiter und Vakuum/Luft auf der einen Seite des Schichtpakets und auf der anderen durch die Volumeneigenschaften des vorgegebenen Substratmaterials gegeben. Als Gleichgewichtsbedingung muß das Ferminiveau als Folge der Ladungsneutralität in der gesamten Struktur konstant sein. Es bildet gleichzeitig den Nullpunkt für die ausgegebenen Energiewerte. Für die Festlegung des Abstands ϕ_B zwischen Ferminiveau und Leitungsband $\phi_B = E_L(z_{\text{surf}}) - E_F$ an der Oberfläche, dem Oberflächenpinning, muß dabei auf Literaturwerte zurückgegriffen werden. Durch die Vorgabe von ϕ_B ist es möglich, den Einfluß eines Schottky-Kontakts auf der Oberfläche zu berücksichtigen. Ein solcher Kontakt verhält sich im wesentlichen wie ein Halbleiter-Luft Übergang, denn in beiden Fällen wird die Lage des Ferminiveaus durch Oberflächenzustände bestimmt. Legt man eine äußere elektrische Spannung U an, fällt diese nur über den Schottky-Kontakt ab. Sie macht sich daher ausschließlich durch

ein erhöhtes/vermindertes Pinning ϕ_B bemerkbar und kann somit trivial in der Berechnung berücksichtigt werden. Ohmsche Kontakte führen zu einem über die Probe verteilten Spannungsabfall und sind aus diesem Grund nicht so leicht zu behandeln. Da zur Simulation konkrete Schichtparameter vorgegeben werden müssen, ist jetzt eine nähere Charakterisierung der benutzten Heterostrukturen notwendig.

2.5 InGaAs/InP

In den qualitativ gezeigten Bandverläufen wurde bereits das Materialsystem InGaAs vorgestellt. Es handelt sich um eine in vielen Eigenschaften gut charakterisierte [6, 103] und in ihren Epitaxieparametern beherrschte Materialkombination [32, 36, 37, 48, 52, 71, 72, 99]. Hier werden jetzt die benötigten Materialparameter der verwendeten MOVPE-Strukturen bestimmt bzw. aus Literaturwerten zusammengestellt. Anhand dieser Daten werden Simulationen mit guter Übereinstimmung zu den gemessenen Subbandbesetzungen durchgeführt. Streuung der Elektronen und daraus resultierende Größen wie Beweglichkeit μ und Relaxationszeiten können dabei der Simulation nicht entnommen werden.

2.5.1 Bandlücken

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kann bei einem Indiumanteil von $x=0.53$ gitterangepaßt und daher spannungsfrei auf InP Substratmaterial (Gitterkonstante $5.88\text{\AA}$ [42]) aufgewachsen werden. Erhöht oder senkt man den Indium-Anteil im InGaAs, steigt der Grad der Verspannung innerhalb der Kanalschicht mit zunehmender Abweichung von diesem Wert. Für jeden Indiumgehalt gibt es dabei eine kritische Schichtdicke, ab der die Belastung der Schicht einen Grenzwert erreicht und sich unerwünschte Relaxationserscheinungen ausbilden. In Rahmen dieser Arbeit wurden Schichten im Bereich $x \geq 0.53$ untersucht. Um eine Kanaldicke von 10nm nicht zu unterschreiten, beträgt die maximale Indiumanreicherung ca. $x=0.77$. Die Bandlücke E_{Gap} bei 2K verändert sich nach [61] dabei wie folgt mit dem Indiumanteil ² x :

$$\begin{aligned} E_{\text{Gap}}(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) &= 1.522 - 1.5x + 0.4x^2 \quad [\text{eV}] \\ \Rightarrow E_{\text{Gap}}(x=0.53) &= 0.839\text{eV}, \quad E_{\text{Gap}}(x=0.77) = 0.604\text{eV} \end{aligned} \quad (9)$$

²Bemerkung: die Indices für Ga und In wurden um eine durchgängige Benennung zu erhalten gegenüber der Bezeichnung in [61] vertauscht.

Dieses Bandlückenintervall deckt gerade das Absorptionsminimum von Glasfaserlichtleitern ab. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ist dadurch für die Informationstechnik bereits ein interessantes Material.

Die Bandlücke des verwendeten Barrieren- und Substratmaterials InP bei 4K findet sich ebenfalls in [61] in Übereinstimmung mit [106, 80]:

$$E_{\text{Gap}}(\text{InP}) = 1.42\text{eV}$$

2.5.2 Banddiskontinuität

Kritische Parameter des 2DEGs sind die auftretenden Leitungsbanddiskontinuitäten auf einer oder beiden Seiten des Potentialtopfes. Sie entscheiden über die mögliche Potentialtopftiefe und so über die Lage der Quantisierungsniveaus. Entsprechend empfindlich reagieren auch die Simulationen auf eine Veränderung dieser Parameter. In [2] ist der Leitungsbandsprung ΔE_L von gitterangepaßtem InGaAs zu InP tabellarisch für mehrere experimentelle Bestimmungsmethoden aufgezeigt. Mittelwertbildung ergibt eine Leitungsbanddiskontinuität von:

$$\Delta E_L(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}) = 0.23\text{eV}$$

Dieser Wert stimmt auch mit den Angaben in [94, 82, 13, 106, 30] überein.

Für die verspannten Materialkombinationen zwischen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und InP ist die Zahl der gefundenen Werte erheblich kleiner. Messungen für 77% Indiumanteil sind nicht vorhanden. Die hier benötigte Leitungsbanddiskontinuität wird daher linear aus den vorhandenen Werten von Cavicchi et al. [13] (0.175eV, 0.21eV, 0.315eV für einen Indiumanteil von 0.37, 0.53 und 0.69) extrapoliert:

$$\Delta E_L(\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{InP}) = 0.365\text{eV} \quad (10)$$

Aus den graphisch aufgetragenen Ergebnissen von Gershoni et al. [30] läßt sich dazu in guter Übereinstimmung ein Wert von 0.37eV ablesen.

Auf Grund der Transitivität der relativen Leitungsbandlagen der InGaAs-Kompositionen bezüglich des InP Leitungsbandes kann man die Leitungsbanddiskontinuität zwischen 77- und 53-prozentigem InGaAs ermitteln und erhält mit den oben angegebenen Werten:

$$\Delta E_L(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}) = 0.135\text{eV} \quad (11)$$

2.5.3 Effektive Masse

Die effektive Masse der beteiligten Halbleiter wurde für die Simulation ebenfalls aus Tabellenwerken [61, 82] zusammengetragen, sie beträgt für das Barrierenmaterial InP $m^* = 0.077m_0$ an der Leitungsbandkante und wird für $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Topfmaterial aus den Werten für InAs ($m^* = 0.022m_0$) und GaAs ($m^* = 0.07m_0$) durch das Simulationsprogramm linear interpoliert und, wie bereits geschildert, mit der Ladungsträgerenergie korrigiert. Die deutliche Verminderung der effektiven Masse bei Erhöhung des Indiumgehaltes ist für Transportphänomene, in die die Ladungsträgerbeweglichkeit $\mu \sim m^{*-1}$ eingeht, von entscheidender Bedeutung. Auch in dieser Hinsicht ist InGaAs also ein technologisch interessantes Material.

2.5.4 Oberflächenpinning

Für die vollständige Beschreibung der Heterostruktur ist die Angabe des Abstands ϕ_B zwischen Leitungsbandkante E_L und Fermi-niveau E_F an der Oberfläche wichtig. Man muß dabei zwischen der freien Oberfläche an Luft/Vakuum und dem Gatekontakt mit SiO_2 Isolationsschicht unterscheiden. In beiden Fällen vermindert sich die effektive Barriere durch die Bildung von Oberflächenoxiden. Die maximale Schottkybarriere von InP mit $\phi_B = 0.6\text{eV}$ [55] ist in jedem Fall die obere Schranke. Sie wird von gut gereinigten Schichten mit dicker InP-Deckschicht (30-60nm) erreicht. Für stark oxidiertes InP oder InGaAs liegt die Barrierenhöhe im Bereich 0.1-0.2eV [55, 74]. Dieser Wert ist für die Präparation von Schottky-Barrieren mit kleinen Leckstromdichten vollkommen ungeeignet. Um steuernde diodische Kontakte auf den Heterostrukturen zu erhalten, ist die Verwendung einer Isolationsschicht unvermeidbar. Die Deposition von Siliziumdioxid (SiO_2) auf der Oberfläche ermöglicht die Herstellung gut isolierender, steuernder, Metall/Isolator/Halbleiter-, sogenannter MIS-Kontakte. Der Wert für das Oberflächenpinning am Halbleiter ist dennoch maximal – wie spätere Messungen belegen – 0.1-0.2eV, da die InP- oder InGaAs-Oberfläche während der Plasmadeposition des Oxids geschädigt und oxidiert wird. Bei den Simulationen werden die entsprechenden Werte zur jeweiligen Präparationsmethode eingesetzt.

2.6 Simulationsbeispiel

Es wird nun eine Beispielstruktur simuliert und die errechneten Werte mit gemessenen Daten einer nominell gleichen, realen Schichtfolge verglichen. Sie besteht aus 350nm InP Puffer auf semiisolierendem InP-Substrat, gefolgt von einer 10nm

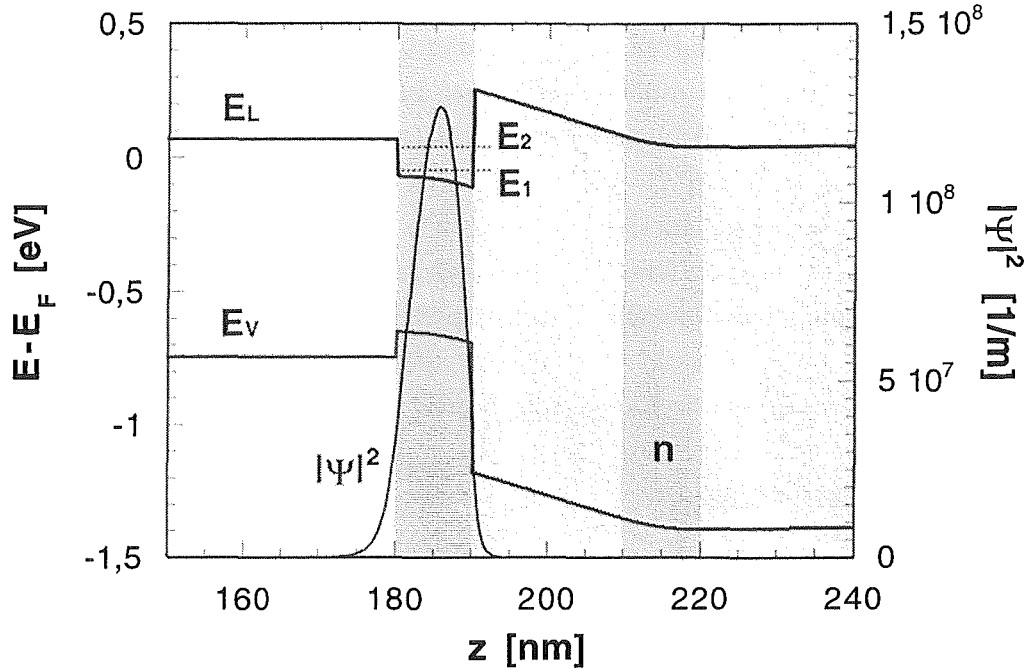


Abb.5: Graphische Darstellung des simulierten Bandverlaufs und der Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit $|\Psi|^2$ für eine Temperatur von 1K. Zusätzlich sind die Energieniveaus der Subbänder $E_1 - E_F = -39\text{meV}$ und $E_2 - E_F = +44\text{meV}$ eingezeichnet. Die Wellenfunktion Ψ ist normiert ($\int |\Psi(z)|^2 dz = 1$). Aus den Datensätzen lassen sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen ablesen, sie betragen:

$$|\Psi(z = 180\text{nm})|^2 = 3.33 \times 10^7 \text{m}^{-1}$$

$$|\Psi(z = 190\text{nm})|^2 = 4.41 \times 10^7 \text{m}^{-1}$$

$6.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ Schwefel dotierten InP-Dotierschicht, einer 20nm dicken Trennschicht, 10nm InGaAs-Kanal mit 77% Indiumanteil, 150nm gitterangepaßtem InGaAs und einer abschließenden 30nm Deckschicht aus InP. Hallmessung bei 4K ergab für die Ladungsträgerkonzentration $n_{2d} = (6.1 \pm 0.3) \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ und für die Beweglichkeit $\mu = 38 \text{m}^2/(\text{Vs})$. Diese Werte wurden auch durch die in Kapitel 7 beschriebene Shubnikov-de Haas Messung reproduziert. Aus der Simulation folgt in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert eine Schichtladungsträgerkonzentration

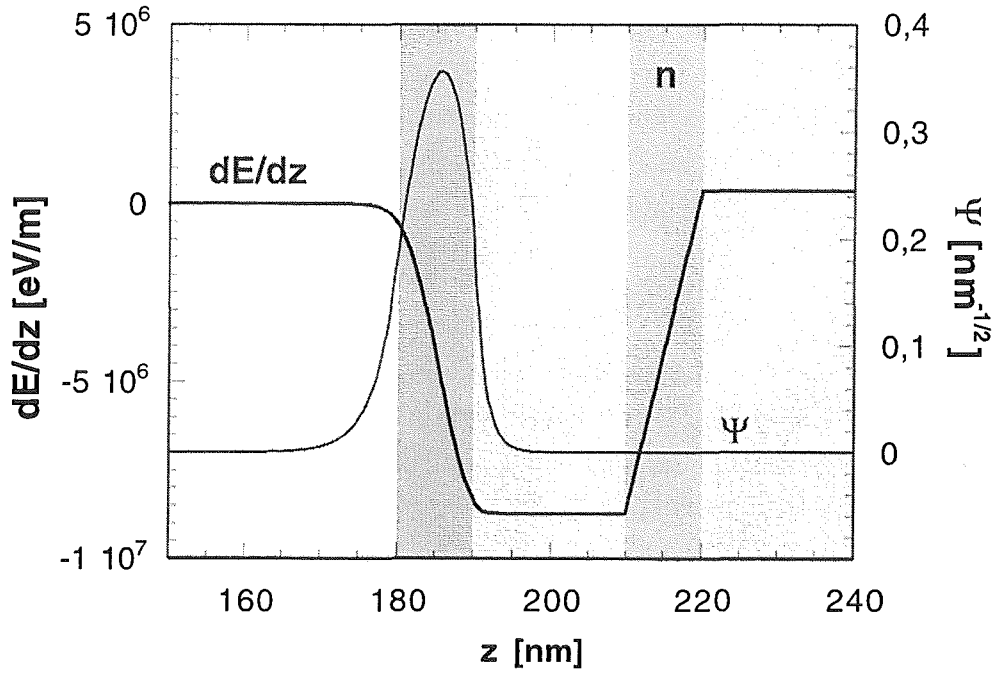


Abb.6: Numerische Ableitung des Leitungsbandverlaufes E_L . Grau hervorgehoben sind links der Potentialtopf und rechts die Dotierung. Die 2DEG-Elektronen "spüren" ein gemittelt elektrisches Feld $\hat{\mathcal{E}}$ von $4.38 \times 10^6 \text{ V/m}$. Diesen Wert erhält man durch Erwartungswertbildung:

$$\hat{\mathcal{E}} = -\frac{1}{e} \int \frac{dE_L}{dz} |\Psi|^2 dz$$

Er setzt sich aus den drei Werten der Teilbereiche Barriere B_1 , Topf A und Barriere B_2 zusammen.

$$\mathcal{E}_{B_1} = 0.01 \times 10^6 \text{ V/m}$$

$$\mathcal{E}_A = 4.13 \times 10^6 \text{ V/m}$$

$$\mathcal{E}_{B_2} = 0.24 \times 10^6 \text{ V/m}$$

on von $n_{2d} = 6.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Der Subbandabstand liegt in der Größenordnung 100 meV. Das zweite Subband ist nicht besetzt. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen ist bei tiefen Temperaturen im wesentlichen auf den Potentialtopf beschränkt und reicht nur geringfügig in die Barrierenmaterialien links und rechts

hinein. Dennoch ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit an den Grenzflächen deutlich von Null verschieden und ihr Schwerpunkt liegt nicht in der Mitte des Topfes, sondern ist leicht zur hinteren Barriere hin verschoben. Dies wird bei der Berechnung des Spin-Bahn Kopplungsparameters α von Bedeutung sein. Man erkennt, daß die Simulation bei den gewählten Bandparametern mit den Meßergebnissen gut übereinstimmt. Die benötigten Hintergrunddotierungen wurden in Vorversuchen [40] zu $n_{\text{InP}} = 1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ und $n_{\text{InGaAs}} = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ bestimmt. Das Oberflächenpinning ϕ_B von InP wurde mit 0.3eV angesetzt.

Um eine Vorstellung von der Größenordnung der elektrischen Felder in den Heterostrukturen zu bekommen, wurde in Abbildung 6 der Leitungsbandverlauf numerisch differenziert. Bis auf das Vorzeichen und die Elementarladung kann man der Darstellung Werte für das elektrische Feld entnehmen. Am Ort des 2DEG herrscht eine maximale Feldstärke von $8.7 \times 10^6 \text{V/m}$. Dabei wurden die Unstetigkeitsstellen an den Heteroübergängen vernachlässigt. Sie werden bei den späteren Herleitungen separat behandelt. Man erkennt weiterhin, daß der Potentialtopf mit der Dotierschicht einen Dipol bildet. Der negativen Ladung des 2DEG steht eine vergleichbar große positive Ladung der ionisierten Donatoren in der Dotierung gegenüber. Zwischen diesen beiden näherungsweise als Kondensatorplatten beschreibbaren Ladungsansammlungen ist die Feldstärke – wie bei einem idealen Plattenkondensator – konstant. Auch die Größe des elektrischen Feldes $\mathcal{E}$ stimmt sehr gut mit dem Wert für einen Plattenkondensator überein, wenn man als Ladung $Q = n_{2d}A$ die Schichtladungsträgerkonzentration ansetzt.

$$\mathcal{E} = \frac{U}{d} = \frac{Q}{Cd} = \frac{n_{2d} e A d}{d \epsilon_0 \epsilon_r A} = 9 \times 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (12)$$

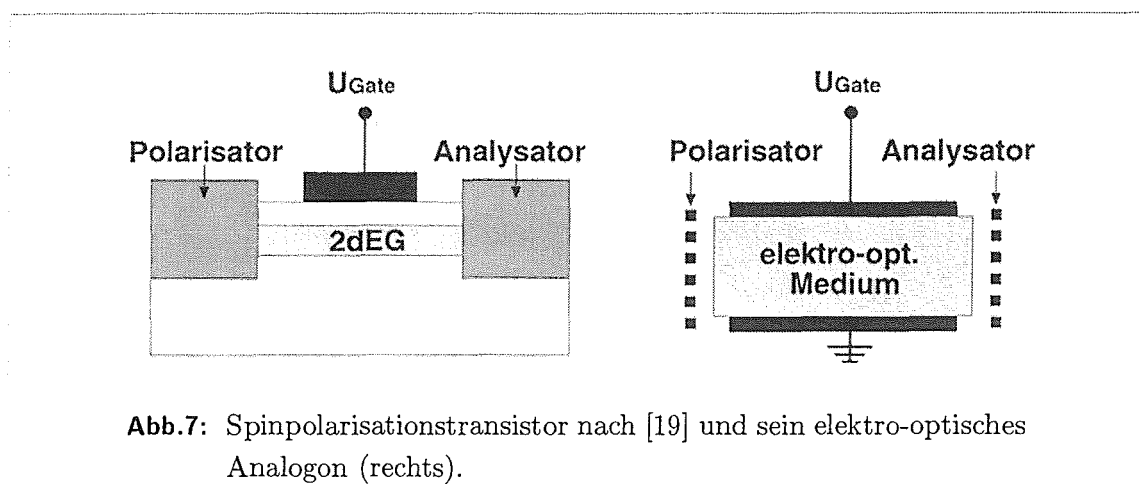
Wirksam ist jedoch nicht das maximale Feld, sondern das durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit gewichtete (siehe Werte unter Abb.6). In der vorderen Barriere sind sowohl das Feld als auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit gering, während in der hinteren Barriere die Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf Grund des höheren Bandsprungs zwar kleiner, das Feld aber dafür maximal ist. Den signifikant größten Beitrag liefert erwartungsgemäß der Quantentopf selbst. Hier steigt die Feldstärke näherungsweise linear und die Wellenfunktion zeigt ihr Maximum, so daß das effektive Gesamtfeld nahezu die Hälfte der überschlagenen Gesamtfeldstärke ist.

3 Spineffekte

Es gibt eine große Bandbreite von Effekten, die auf den Spin von Teilchen (Elektronen, Neutronen, Atomkernen, u.v.a.) zurückgehen. Wir wollen uns an dieser Stelle auf Elektronen konzentrieren. Der Elektronenspin wurde erstmals eindrucksvoll von O. Stern und W. Gerlach 1921 bewiesen. Sie schickten einen Strahl neutraler Silberatome durch ein stark inhomogenes Magnetfeld senkrecht zu den Feldlinien. Das inhomogene Feld wurde durch schneiden- und rinnenförmig ausgeformte Polschuhe erzeugt. Das Silberatom hat auf der äußeren Schale nur ein s-Elektron und damit den Spin $1/2$ ohne Bahnmoment (Der Gesamtdrehimpuls abgeschlossener, tieferer Schalen verschwindet!). Das Atom kann sich nun mit seinem Spinmoment entweder parallel oder antiparallel zum Magnetfeld ausrichten und somit entweder auf einen Polschuh zu oder von ihm weg treiben. Der Silberatom-Strahl spaltet dabei in zwei Teilstrahlen auf. Klassisch wäre jede Spin-Einstellung möglich, das heißt ein um die Nullage aufgeweiteter Stahl statt zweier diskreter erwartet worden.

3.1 Spin in Festkörpern

Der Elektronenspin zeigt zwei diskrete Zustände $\pm 1/2$ bezüglich einer ausgezeichneten Richtung. Diese Eigenschaft macht ihn zum idealen Bit der Informationstechnologie. Ein Spin-Bauelementvorschlag soll an dieser Stelle kurz angerissen werden: Der Spinpolarisationstransistor (Abb.7) ist ein Dreitor-Bauelement, in dem die Spinrichtung über einen Gatekontakt zwischen zwei Polarisatoren gesteuert wird, von denen einer als Spin-Injektor und der zweite als Spin-Analysator arbeitet [19]. Ein ferromagnetischer Eisenkontakt injiziert vorpolarisierte Elektronen in ein zweidimensionales



Elektronengas, in dem das Leitungsband nicht spinentartet ist, wodurch die Information über die Einstellung des injizierten Spins erhalten bleibt. Über einen Gatekontakt, der auf dem 2DEG angebracht ist, kann man Einfluß auf diese Information nehmen, welche zum Schluß in dem magnetischen Analysatorkontakt ausgelesen wird. Für dieses elektrische Analogon zu einem elektro-optischen Modulator sind nicht nur polarisierende (z.B. ferromagnetische) Kontakte, sondern insbesondere eine möglichst große Spinaufspaltung des Leitungsbandes im 2DEG die wesentlichen Voraussetzungen.

3.2 Literaturüberblick zur Spinaufspaltung in 2DEGs

Wie beim Stern-Gerlach Versuch tritt der Elektronenspin auch in Festkörpern nur dann in Erscheinung, wenn eine Wechselwirkung an ihn koppelt. Allgemein wird die Entartung des Spins aufgehoben, wenn entweder die Zeit- oder Raumsymmetrie z.B. durch Einprägen eines äußeren Magnetfelds gebrochen wird. Symmetrieüberlegungen zur Bandstruktur in Zinkblendegittern von G. Dresselhaus [22] aus dem Jahr 1955 werden in diesem Zusammenhang in vielen späteren Artikeln aufgegriffen. In seinem Artikel beschreibt Dresselhaus den prinzipiellen Unterschied zwischen der Diamant- und der Zinkblendestruktur. Beide bestehen aus zwei um ein Viertel der Raumdiagonalen versetzten, kubisch-flächenzentrierten Untergittern. Im Diamant (Silizium, Germanium) sind beide Untergitter mit identischen Spezies besetzt. Im Zinkblendegitter, in dem die hier betrachteten III-V Halbleiter kristallisieren, sind die beiden Untergitter mit jeweils verschiedenen Atomsorten belegt. Eine Raumversionssymmetrie besteht nicht. Spinaufspaltung des Leitungsbandes wurde somit vorhergesagt und in Volumenmaterial von Quecksilberselenid (HgSe) und Galliumantimonid (GaSb) auch nachgewiesen [88, 89, 110]. Der Spinaufspaltungsterm, der auf die Zinkblendestruktur zurück geht, wird seither wegen seiner Abhängigkeit im Wellenzahlvektor auch k^3 -Term genannt [12, 27]. Die Energieaufspaltung ΔE zwischen den Spinteilbändern ist:

$$\begin{aligned} \Delta E &= 2\gamma \left[k^2(k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2) - 9k_x^2 k_y^2 k_z^2 \right]^{1/2} \\ &\sim k^3 \end{aligned} \quad (13)$$

Ein zweiter Mechanismus, der die Entartung des Leitungsbandes aufheben kann, ist die Wechselwirkung des Spins mit einem Raumsymmetrie brechenden Potentialgra-

dienten im Festkörper. Es handelt sich hierbei um einen relativistischen Wechselwirkungsterm. Das bewegte Elektron "spürt" die Änderung des elektrischen Potentials (der Gradient des Potentials entspricht bis auf Konstanten dem elektrischen Feld) in seiner Bewegung als effektives Magnetfeld, mit dem sein Spin wechselwirkt. Dieser Term wurde erstmals systematisch von Rashba et al. 1960 untersucht [84, 10, 11, 14, 104] und geht auf die relativistische Beschreibung des Elektrons durch die Dirac-Gleichung zurück. Die Spinaufspaltung ΔE skaliert in diesem Fall linear mit k , α ist dabei eine Funktion des elektrischen Feldes in der Heterostruktur.

$$\Delta E = 2\alpha k \quad (14)$$

In modulationsdotierten Heterostrukturen werden durch diesen Wechselwirkungsterm besonders große Spinaufspaltungen der Bänder erwartet, da mesoskopische (einige 10-100 nm) Feldverläufe mit Stärken bis zu 10^7V/m in Raumladungszonen möglich sind.

In der folgenden Zeit gibt es einige Veröffentlichungen zu diesem Themenkomplex, in denen immer wieder versucht wurde, den relativen Einfluß und das Zusammenspiel dieser beiden Mechanismen in unterschiedlichen Materialsystemen gegeneinander abzuwägen [86, 70, 66, 8, 87]. Die theoretischen Vorhersagen lassen sich in der Aussage zusammenfassen, daß bei Materialien mit großer Bandlücke (GaAs) der Term aus der Volumenkristallstruktur des Zinkblendegitters (k^3 -Term) dominiert, seinen absoluten Anteil an der Spinaufspaltung jedoch zu kleineren Bandlücken hin (InAs, InSb, HgCdTe) verliert und der Rashba-Term aus dem elektrischen Feld innerhalb der Heterostruktur stark an Bedeutung gewinnt [31]. In dieser Arbeit konnten die Messungen sämtlich ohne die Berücksichtigung des k^3 -Terms qualitativ und auch quantitativ erklärt werden.

Entartungsaufhebungen des Spins in Heterostrukturen wurden in einigen Experimenten gefunden. Eisenstein [24] veröffentlichte 1984 Ergebnisse zum Einfluß der Potentialform (dreieckig, rechteckig vergl. Abb.3) eines zweidimensionalen Löcher-gases auf die effektive Masse der Löcher. In Dreieckstöpfen existieren demnach zwei – spinaufgespaltene – Löchermassen ein und desselben Subbandes; in symmetrischen Rechteckstöpfen dagegen nur eine.

Raman-Messungen von Jusserand et al. [46, 85, 47] an GaAs/AlGaAs Heterostrukturen zeigen in Übereinstimmung mit den oben genannten Theorieartikeln, daß in diesem Materialsystem mit großer Bandlücke der k^3 -Volumenterm den Hauptmechanismus der Spinaufspaltung im Leitungsband ausmacht. Zugleich demonstrieren sie

zum ersten Mal Spinaufspaltung, ohne das Extrapolationen zum magnetfeldfreien Fall durchgeführt werden müssen, wie es bei Magnetotransportmessungen der Fall ist und ermittelten den Kopplungsparameter γ der Wechselwirkung in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen zu $\gamma = 25 \text{ eV}\text{\AA}^3$.

Magnetfeldabhängige Messungen wurden von Das et al. [16, 18] an InGaAs/InAlAs Heterostrukturen mit Indiumkonzentrationen von $x=0.53$, 0.6 und 0.65 durchgeführt. In Shubnikov-de Haas Messungen werteten sie die Lage der – in Kapitel 4 beschriebenen – Einschnürungen in den Magnetowiderstandskurven aus und erhielten absolute Werte der Spinaufspaltungsenergie von 1.5 bis 2.4 meV . In [17] werden zu diesen Messungen theoretische Abschätzungen gemacht, die den Rashba-Term mit einem errechneten Wert für α von $1.46 \times 10^{-12} \text{ eVm}$ zum dominierenden Mechanismus erklären.

Abschließend sollen noch einige weitere Aussagen über die Spinaufspaltung in Halbleiterheterostrukturen stichpunktartig mit ihren Quellen aufgelistet werden.

1. Durch Änderung des elektrischen Feldes innerhalb der Heterostruktur (Änderung der Topfsymmetrie) kann der Einfluß des Rashba-Terms geändert und so eine Einschätzung der beiden Mechanismen vorgenommen werden. [66]
2. Der k^3 -Term erzeugt eine starke Richtungsabhängigkeit der Spinaufspaltung im k -Raum. [4, 47]
3. Der Rashba-Term ist dominant in InAs Heterostrukturen [5] und die Gesamtaufspaltung daher isotrop.
4. Ein analytischer Zusammenhang für α zu bekannten Bandstrukturparametern, berechnet mit Fang- Howard Wellenfunktionen in einem dreieckigen Potentialtopf mit unendlich hoher Wand (= unendlicher Leitungsbanddiskontinuität zum Barrierenmaterial) lautet [5]:

$$\alpha = \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\Delta}{E_{\text{Gap}}} \frac{2E_{\text{Gap}} + \Delta}{(E_{\text{Gap}} + \Delta)(3E_{\text{Gap}} + 2\Delta)} e\mathcal{E} \quad (15)$$

mit Δ Energielücke zwischen leichten/schweren und split-off Löchern und $\mathcal{E}$ als maximales elektrisches Feld zwischen 2DEG und Dotierung.

Die im nächsten Abschnitt vorgestellte Theorie wird keinen k^3 -Ansatz enthalten, denn es ist experimentell (vgl. Kapitel 7) leicht zu zeigen, daß dieser Term in InGaAs/InP Heterostrukturen keinen meßbaren Beitrag liefert. Der Volumen k^3 -Term

sollte, besonders wenn er (wie Luo et al. in [68] angeben) mit der Quantisierung durch die 2DEG-Breite skaliert,

$$\Delta E(k^3) \sim \gamma \left[\frac{\pi}{d_z} \right]^2 k, \quad \text{mit: } d_z = \text{Kanal Dicke} \quad (16)$$

auch in vollständig symmetrisch verlaufenden Potentialen einen unveränderten Beitrag liefern. Dies konnte in den hier benutzten Strukturen nicht nachgewiesen werden. Es ist keine Spinaufspaltung in symmetrischen Strukturen aufzufinden.

Die folgende Theorie berücksichtigt bei der Ableitung der Rashba-Wechselwirkung dagegen erstmalig nicht nur die Beiträge des Kanalmaterials, sondern weitere aus dem Aufbau der Heterostruktur, da mit ausgedehnten Wellenfunktionen, die nicht durch die Annahme unendlich hoher Potentialwände auf das 2DEG selber beschränkt bleiben, gerechnet wird. α enthält daher zusätzlich zu der oben zitierten Formel von de Andrada e Silva noch Terme, die auf die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in den Barrieren und an den Grenzflächen zurückgehen.

3.3 Effektivmassennäherung für Heterostrukturen

Als Grundlage zum Verständnis der Spinaufspaltung des ersten zweidimensionalen Leitungssubbandes in den verwendeten Heterostrukturen und zur Ermittlung theoretischer Vergleichswerte wird an dieser Stelle eine neue Ableitung des Spin-Bahn Kopplungsparameters α durch die in vielen Punkten neu- und weiterentwickelte $k \cdot p$ -Theorie nach Lange [59] verwendet. Zunächst soll kurz auf die zugrunde liegende Methode eingegangen werden, um die Herkunft der Einfluß nehmenden Parameter aufzuzeigen. Die allgemeine Ableitung der Theorie findet man ausführlich in [59]. Ziel ist es in diesem Kapitel, auf das spezielle 2DEG-Problem zugeschnittene Formeln zu ermitteln und ihre Struktur zu erkennen. Dies geschieht im wesentlichen durch geeignete Einschränkungen und Näherungen, die von einer umfassenden – aber in ihrer Komplexität numerisch nicht auswertbaren – Beschreibung zu konkreten Ergebnissen für den Elektronentransport in 2DEGs führen.

3.3.1 Allgemeine Herleitung

Ein wesentliches Manko bisheriger Bandstrukturbeschreibungen, die für die physikalische Modellierung zweidimensionaler Effekte in Halbleiterheterostrukturen benutzt werden, liegt in der mangelhaften Berücksichtigung der Grenzflächen (z.B. in [5]) zwischen den einzelnen Konstituenten des Schichtpakets. Insbesondere sind

Eigenschaften wie die effektive Masse m^* , der Spin-Bahn Kopplungsparameter α oder der Landefaktor g^* der zweidimensionalen Elektronensubbänder gerade dann Funktionen der auf atomarer Skala variierenden elektrischen Potentiale am Heteroübergang, wenn die Einhüllende Ψ_l der Elektronenwellenfunktion (vgl. Skizze 9) nicht verschwindende Werte im Bereich mehrerer Materialien aufweist. Dies ist in besonderem Maße bei zweidimensionalen Elektronengasen der Fall, denn die Quantisierung erfolgt gerade durch das Einengen der 2DEG-Wellenfunktionen zwischen den Barrierenmaterialien. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit fällt zwar in den Barrieren exponentiell ab, ist jedoch auf Skalen größer als atomare Abstände von Null verschieden, besonders an den Materialgrenzflächen. Die effektiven Beschreibungsgrößen werden sich demnach aus Anteilen der von den Elektronen "gesehenen" Halbleiter zusammensetzen.

Berücksichtigt man die Grenzfläche zwischen je zwei Konstituenten in Wachstumsrichtung z am Ort z_i , so hat der Gesamthamiltonoperator für das Schichtpaket die folgende Form:

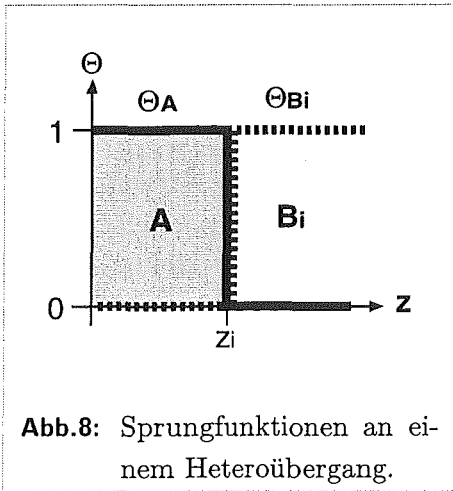


Abb.8: Sprungfunktionen an einem Heteroübergang.

$$\begin{aligned} H &= \Theta_A(z) H^{(A)} + \sum_i \Theta_{B_i}(z) H^{(B_i)} \\ &= H^{(A)} + \sum_i \Theta_{B_i} [H^{(B_i)} - H^{(A)}] \quad (17) \end{aligned}$$

Hier wie auch im folgenden werden die Barrierenmaterialien mit B_i und das Topfmaterial in dem das 2DEG lokalisiert ist mit A bezeichnet. Die Sprungfunktion Θ wechselt am Materialübergang z_i unstetig ihren Wert von eins innerhalb des jeweiligen Materials zu Null außerhalb (vgl. Skizze für einen Übergang). $H^{(A,B)}$ ist dabei der Volumenhamiltonoperator des entsprechenden Materials.

Die Grenzfläche wird scharf modelliert, was sicherlich eine Näherung darstellt. Diese Idealisierung ist solange zu vertreten, wie die Interdiffusion der beteiligten Halbleiterkomponenten an der Grenzfläche klein ($\leq$ einige Monolagen) ist, so daß der Materialübergang immer noch gegen die räumliche Ausdehnung des makroskopischen Teils der Elektronenwellenfunktion und ihren exponentiellen Abfall in den Barrieren zu vernachlässigen ist.

Der mikroskopische Hamiltonoperator eines Elektrons im periodischen atomaren

Potential V eines Festkörpers lautet:

$$H^{(A,B)} = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m_0} + V^{(A,B)} + \frac{\hbar^2}{i4m_0^2 c^2} (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla} V^{(A,B)}) \cdot \underline{\nabla} + H_{\text{rel}} \quad (18)$$

Der dritte Term koppelt den Elektronenspin mittels Paulimatrizen $\underline{\sigma}$ an die Bewegung im Potential und ist der Grund für das Auftreten der Spinaufspaltung durch Spin-Bahn Wechselwirkung. Dieser Effekt ist gemeinhin so zu verstehen, daß ein bewegtes Elektron ($\underline{v} \neq 0$) ein elektrisches Feld $\underline{\mathcal{E}}$ ($\sim$ räumliche Ableitung des Potentials) in relativistischer Beschreibung als effektives Magnetfeld

$$\underline{B} = -\underline{v} \times \frac{\underline{\mathcal{E}}}{c} \quad (19)$$

erfährt und daher die Spinentartung durch diese effektive Zeemanwechselwirkung aufgehoben wird [91]. H_{rel} deutet weitere, im folgenden vernachlässigte, relativistische Korrekturen an. Im nächsten Schritt müssen elektrische $\phi(\underline{r})$ und Vektorpotentiale $\underline{A}(\underline{r})$ (hier in Coulomb-Eichung, $\underline{\nabla} \cdot \underline{A} = 0$) in den Hamiltonian eingeführt werden, um die Berücksichtigung externer Einflüsse wie Ladungstransfer, angelegte Spannungen und aufgeprägte (quasi-) statische Magnetfelder ($\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A}$) zu ermöglichen. Die Substitutionsvorschrift lautet:

$$\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} \longrightarrow \left[\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla} - \frac{e}{c} \underline{A}(\underline{r}) \right] =: \underline{D} \quad \text{und} \quad V \longrightarrow [V + \phi(\underline{r})] \quad (20)$$

Man erhält nach Einsetzen von Gleichung (20) in (17) und expliziter Berücksichtigung des Zeemaneffekts (erster Ausdruck) einen additiven Term ΔH der Form:

$$\begin{aligned} \Delta H = & - \frac{e\hbar}{2m_0 c} \underline{\sigma} \cdot \underline{B}(\underline{r}) - \frac{e\hbar}{im_0 c} \underline{A}(\underline{r}) \cdot \underline{\nabla} - \frac{e\hbar}{4m_0^2 c^3} (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla} V^{(A)}) \cdot \underline{A}(\underline{r}) \\ & + \frac{e^2}{2m_0 c^2} \underline{A}(\underline{r}) \cdot \underline{A}(\underline{r}) - \Theta_B(z) \frac{e\hbar}{4m_0^2 c^3} (\underline{\sigma} \times [\underline{\nabla} V^{(B)} - \underline{\nabla} V^{(A)}]) \cdot \underline{A}(\underline{r}) \\ & + \phi(\underline{r}) + \frac{\hbar^2}{i4m_0^2 c^2} (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla} \phi(\underline{r})) \end{aligned} \quad (21)$$

Ziel des in [59] vollständig vorgezeigten $k \cdot p$ -Formalismus' ist das "Verstecken" aller mikroskopischen Größen der atomaren Potentiale $V^{(A,B)}$.

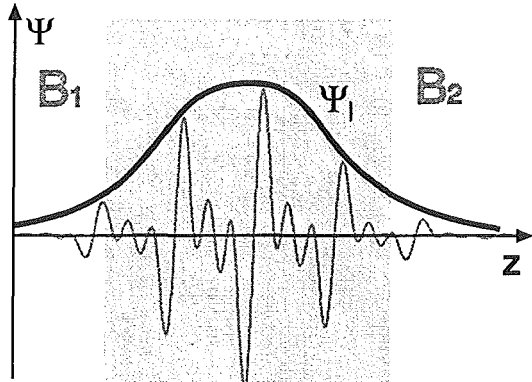


Abb.9: Skizze der Gesamtwellenfunktion $\Psi(\underline{r})$ und der gewünschten Beschreibung der Elektronen mittels ihrer Einhüllenden Ψ_l ohne den schnell oszillierenden Anteil des periodischen atomaren Potentials.

Die Beschreibung der elektronischen Eigenschaften der Bandstruktur wird in den effektiven Größen m^* , α und g^* zusammengefasst. Dies wird erreicht, indem man mit Hilfe einer geeignet gewählten Wellenfunktionsbasis (Kohn-Luttinger Funktionen)

$$\Psi(\underline{r}) = \sum_l \Psi_l(\underline{r}) u_l(\underline{r}) \quad (22)$$

den Hamiltonoperator H in den Raum der makroskopischen Einhüllenden $\Psi_l(\underline{r})$ der Wellenfunktionen transformiert:

$$H + \Delta H \longrightarrow H_{il} + \Delta H_{il}, \quad (23)$$

mit i, l Indices der Energiebänder. Für den gitterperiodischen Teil $u_l(\underline{r})$ der angesetzten Wellenfunktionen ergibt sich die Bandkantenenergie $E_{\Gamma_l}^{(A,B)}$ des l -ten Subbandes am Γ -Punkt nach:

$$H^{(A,B)} |u_l^{(A,B)}(\underline{r})\rangle = E_{\Gamma_l}^{(A,B)}(\underline{k}) |u_l^{(A,B)}(\underline{r})\rangle \quad (24)$$

Nach diesem Schritt sind alle atomaren Einflüsse und mikroskopischen Variablen eliminiert. Von ihnen bleiben lediglich die Bandkantenenergien übrig, die in den Gleichungen für die effektiven Größen m^* , g^* und α enthalten sind.

3.3.2 Reduktion der berücksichtigten Energiebänder

Die Beschreibung der Energiedispersion $E_l(\underline{k})$ mittels der Kohn-Luttinger Wellenfunktionsbasis (22) ist unter Berücksichtigung aller Bänder l exakt. Die Berechnung von $H_{il} + \Delta H_{il}$ führt allerdings nicht zu auswertbaren Ausdrücken für die effektive Masse und den anderen benötigten Beschreibungsgrößen, da die unendliche Summe über l nicht aufzulösen ist, bzw. die enthaltenen Bandkantenenergien nicht für sämtliche Energiebänder bekannt sind. Um eine handhabbare Formulierung zu erhalten, müssen die Teilbänder auf eine endliche Anzahl reduziert werden.

Für den $\underline{k}$ -abhängigen Verlauf eines Bandes E_l sind in der Hauptsache die energetisch nächsten Nachbarbänder entscheidend. Da die Beschreibung des elektrischen Transports bei den verwendeten, direkten Halbleitern im wesentlichen auf das Zentrum der Brillouinzone um $\underline{k} = 0$ (Γ -Punkt) beschränkt werden kann (dunkelgraue Zone in Abb.10), ist eine Bänderreduktion ohne große Näherungsfehler möglich. Da wir am Verlauf der Γ_6 -(Leitungs-)Bänder interessiert sind, deren nächste Nachbarn die Γ_7 - und Γ_8 - (Valenz-) Bänder sind, wird die Beschreibung entsprechend auf diese Energien reduziert. Man sieht dies leicht ein, wenn man sich einen konkreten Bandverlauf – z.B. für GaAs in Abb.10 – anschaut. Am Γ -Punkt sind die dem Leitungsband nächsten Energien die leichten/schweren Löcher (Γ_8) und die “split-off” Löcher (Γ_7). Sie liegen E_{Gap} bzw. $E_{\text{Gap}} + \Delta$ [42, Abb.12.3] entfernt. Es wird in der Abbildung auch deutlich, daß die Eigenschaften des Leitungsbandes am X -Punkt beispielsweise von anderen Nachbarn bestimmt werden.

Die Einschränkung auf die stark wechselwirkenden Bänder geschieht mit Hilfe von Projektionsoperatoren auf die entsprechenden Bandunterräume. Die Ergebnisse in [59] werden abgeleitet für die zwei am Γ -Punkt spinentarteten Γ_6 -Leitungsbande, wobei hier in weiterer Näherung nur die benachbarten Γ_7 - und Γ_8 -Valenzbänder betrachtet werden (sie wurden in Abb.10 hell hervorgehoben). Der Hamiltonoperator

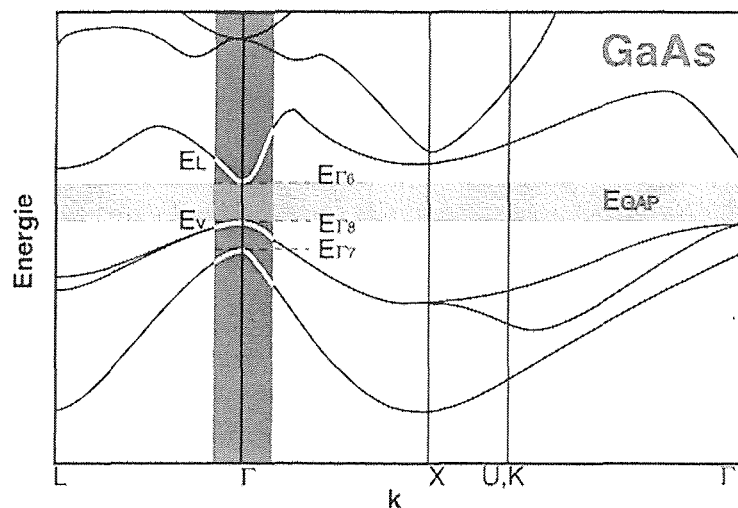


Abb.10: Qualitativer Bandverlauf für GaAs. (genaue Werte z.B. in [42, (Abb.12.4)])

lautet dann:

$$\begin{aligned}
 H = & \left(\frac{D}{2m^*(\underline{r})} D + \sum_{i=1}^{1,2} \Theta_{B_i}(z) \Delta E_{\Gamma_6 B_i} + \phi(\underline{r}) \right) \cdot \underbrace{\underline{1} + \frac{1}{2} g^*(\underline{r}) \mu_B \underline{\sigma} \cdot \underline{B}}_{Z(\underline{r})} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{\hbar} \underline{\alpha}(\underline{r}) \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{D})}_{\Pi(\underline{r})}
 \end{aligned} \tag{25}$$

Alle mikroskopischen Beschreibungsgrößen sind in Folge der durchgeführten Transformation verschwunden; nur effektive Parameter enthalten jetzt die Eigenschaften der in den Subbändern eingeschränkten Bandstruktur. Der Hamiltonoperator wirkt nur noch auf die Einhüllende Ψ_l der Wellenfunktion des Γ_6 -Leitungsbandes, wie sie in Abb.9 qualitativ zwischen den Barrieren B_i im Topfmaterial A skizziert ist. Sie setzt sich zusammen aus einem Skalar im Ortsraum und einem zweikomponentigen Spinor für die Spineinstellung. In der Klammer vor der Einheitsmatrix $\underline{1}$ (2×2) befinden sich drei Terme: der Operator der kinetischen Energie, das Potential aus der Summe der Bandsprünge im Γ_6 -Leitungsband und der makroskopische Potentialverlauf $\phi(\underline{r})$, der keine Bandsprünge mehr enthält. Es gelten hier und im weiteren folgende Konventionen für die Schreibweise der Terme: Die Vorzeichen von ΔE_{Γ_6} und den später noch in den Gleichungen für α , m^* und g^* enthaltenen Differenzen $\Delta E_{\Gamma_{7,8}}$ sind festgelegt durch:

$$\Delta E_{\Gamma_{6,7,8}} := E_{\Gamma_{6,7,8}}^{(B)} - E_{\Gamma_{6,7,8}}^{(A)} \tag{26}$$

Die angegebenen Summationsgrenzen der Potentialsprungterme unterscheiden die beiden Fälle: "1" für einen einzigen Heteroübergang (Dreieckstopf) z.B. InGaAs/InP und "2" für einen Doppelbarrierentopf z.B. InP/InGaAs/InP. $Z(\underline{r})$ in Gleichung (25) ist die ortsabhängige Zeemanaufspaltung mit einem effektiven Lande-Faktor g^* und dem Bohr'schen Magneton $\mu_B = (e\hbar)/(2m_0)$. Der $\Pi(\underline{r})$ -Term ist die Spin-Bahn Wechselwirkung mit dem zugehörigen effektiven Kopplungsparameter $\alpha(\underline{r})$.

3.3.3 Einschränkung der Geometrie auf das 2DEG

Die Theorie soll jetzt auf zweidimensionale Elektronengase mit der in Kapitel 2.1 ausgeführten Geometrie beschränkt werden. Wie bereits gezeigt, liegt der energetische Abstand der zweidimensionalen Subbänder in der Größenordnung von hundert Millielektronenvolt.

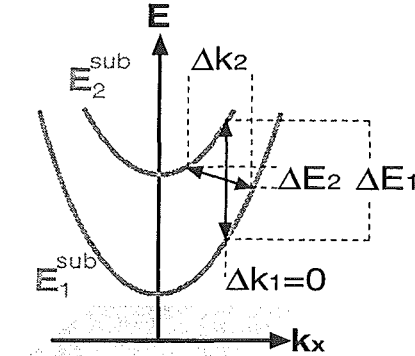


Abb.11: Intersubbandstreuung zwischen erstem und zweiten entarteten 2DEG-Subband mit Impulserhaltung – Index 1 – und ohne.

Die Spinaufspaltungsenergie beträgt dagegen maximal einige Hundertstel dieses Wertes. Der energetische Abstand eines Zustands $\underline{k}_{\parallel 1}$ im Subband E_1^{sub} zu seinem impulserhaltenen Gegenstück $|\underline{k}_{\parallel 2}| = |\underline{k}_{\parallel 1}|$ im benachbarten Subband E_2^{sub} ist – gleiche effektive Masse m^* in allen Subbändern vorausgesetzt – konstant, und damit zu groß für spinwechselwirkungsinduzierte Intersubbandstreuung. Es wäre nur möglich, von großen Impulswerten des unteren Subbandes zu kleinen Impulswerten des nächst höheren Energieparaboloids zu streuen und umgekehrt.

Für diese Art der Streuung sind auch kleine Energien ausreichend, sie erfordert jedoch einen Impulsübertrag der Größenordnung:

$$|\Delta \underline{k}_{\parallel}| = \sqrt{\frac{2m^*(E_2^{\text{sub}} - E_1^{\text{sub}})}{\hbar^2}} \quad (27)$$

Der Spinkopplungsterm Π ist aber impulserhaltend, da er mit dem Impulsoperator $\underline{D}$ vertauscht (vgl. Gl.(30)). Kopplung der Subbänder durch Spineffekte ist aus diesem Grund zu vernachlässigen, wenn die gleiche Argumentation auch für den Zeemanterm Z gilt. Die Zeemanaufspaltung bleibt vernachlässigbar, solange $|\underline{B}| \ll e(E_2^{\text{sub}} - E_1^{\text{sub}})/(g^*\mu_B) \sim 10\text{T}$ ist. Unter diesen Randbedingungen ist es möglich, den ungestörten Hamiltonian H_0 auf ein Subband herunter zu projizieren und die Spinwechselwirkung $Z + \Pi$ als Störung zu behandeln.

$$H = H_0 + Z + \Pi = \left(E_i^{\text{sub}} + \frac{1}{2m^*} \underline{D}_{\parallel}^2 + \phi(\underline{r}_{\parallel}) \right) \cdot \underline{1} + \frac{1}{2} g^* \mu_B \underline{\sigma} \cdot \underline{B} + \frac{1}{\hbar} \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{D}) \quad (28)$$

mit

$$H_0 |\Psi_{z_i}\rangle = E_i^{\text{sub}} |\Psi_{z_i}\rangle \quad (29)$$

Man sieht, daß die angeführte Argumentation ohne weitere laterale Potentiale durch den Kommutator

$$\left[\frac{\hbar}{i} \underline{\nabla}, H \right] = 0 \Rightarrow \underline{k}\text{-Erhaltung} \quad (30)$$

gerechtfertigt ist. Für die effektive Masse, den g^* -Faktor und die Spin-Orbit Kopplung α können jetzt im 2DEG die Erwartungswerte mit den Subbandwellenfunktionen Ψ_z des ungestörten Hamiltonians H_0 gebildet werden:

$$(m^*)^{-1} = \langle \Psi_z | (m^*(z))^{-1} | \Psi_z \rangle \quad (31)$$

$$g^* = \langle \Psi_z | g^*(z) | \Psi_z \rangle \quad (32)$$

$$\alpha = \langle \Psi_z | \alpha(z) | \Psi_z \rangle \quad (33)$$

Da wir uns auf das erste Subband beschränken, wurde der Subbandindex an den Wellenfunktionen weggelassen. Man erkennt jedoch an den folgenden Ausdrücken, daß sich alle drei Parameter mit der Teilchenenergie E , d.h. natürlich auch mit dem Quantisierungsanteil E_i^{sub} geringfügig ändern würden.

Die bandstrukturabhängigen Parameter ergeben sich aus der Effektivmassennäherung [59] unter Verwendung der Geometrie einschränkung auf 2DEGs:

$$\begin{aligned} \frac{m_0}{m^*(z)} = 1 &+ \sum_{i=1}^{1,2} \left(\frac{2E_p}{3(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)} - \Theta_{B_i}(z)\Delta E_{\Gamma_8 B_i})} \right. \\ &\left. + \frac{E_p}{3(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)} - \Theta_{B_i}(z)\Delta E_{\Gamma_7 B_i})} \right) \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} g^*(z) = 2 &- \sum_{i=1}^{1,2} \left(\frac{2E_p}{3(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)} - \Theta_{B_i}\Delta E_{\Gamma_8 B_i})} \right. \\ &\left. - \frac{2E_p}{3(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)} - \Theta_{B_i}(z)\Delta E_{\Gamma_7 B_i})} \right) \end{aligned} \quad (35)$$

Nach vorgenommenener Erwartungswertbildung gilt für den Rashba-Spin Kopplungsparameter α :

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ \langle \Psi_z | A' \Theta_A(z) \phi'(z) | \Psi_z \rangle \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^{1,2} \langle \Psi_z | B'_i \Theta_{B_i}(z) \phi'(z) | \Psi_z \rangle \right\} \\ & + \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ \sum_{i=1}^{1,2} B_i s_i |\Psi_z(z_i)|^2 \right\} \end{aligned} \quad (36)$$

Das Signum s_i hat den Wert $+1$, wenn Material B_i auf der Seite mit größerem z -Wert als der Topf ist (rechts), sonst $s_i = -1$.

Die Ableitung des Potentialverlaufs $\phi'(z)$ ist bis auf Vorfaktoren das elektrische Feld $\mathcal{E}$ in Wachstumsrichtung:

$$\phi'(z) = \frac{d}{dz}\phi(z) = -e\mathcal{E} \quad (37)$$

Die Faktoren A' , B'_i , B_i in Gleichung (36) ergeben sich aus der Theorie wie folgt:

$$A' = \left(\frac{1}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)})^2} - \frac{1}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)})^2} \right) \quad (38)$$

$$B'_i = \left(\frac{1}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)} - \Delta E_{\Gamma_7 B_i})^2} - \frac{1}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)} - \Delta E_{\Gamma_8 B_i})^2} \right) \quad (39)$$

$$B_i = \left(\frac{\Delta E_{\Gamma_7 B_i}}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)} - \Delta E_{\Gamma_7 B_i})^2} + \frac{\Delta E_{\Gamma_7 B_i}}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_7}^{(A)})^2} - \frac{\Delta E_{\Gamma_8 B_i}}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)} - \Delta E_{\Gamma_8 B_i})^2} - \frac{\Delta E_{\Gamma_8 B_i}}{(E - \phi(z) - E_{\Gamma_8}^{(A)})^2} \right) \quad (40)$$

In den Gleichungen (34)-(36) sind durch die vorgenommenen Näherungen und geometriebestimmten Vereinfachungen alle vorkommenden Größen entweder tabelliert (der Kopplungsterm E_p , die Bandkanten $E_{\Gamma_{6,7,8}}^{(A,B_i)}$, die Bandkantendiskontinuitäten von Topf und Barrierenmaterialien $\Delta E_{\Gamma_{6,7,8}}$) oder sie können aus der numerischen Simulation des Potentialverlaufs bestimmt werden (Das Potential $\phi(z)$, seine Ableitung $\phi'(z)$ und die Wellenfunktionen $\Psi(z)$). Bei Kenntnis aller Größen ist die Angabe von theoretischen Vergleichswerten zu experimentell verwendeten Heterostrukturen demnach möglich.

3.3.4 Ableitungen aus den Ergebnissen der Effektivmassennäherung

Wir werden uns jetzt die Struktur von Gleichung (36) genauer ansehen und den Wert der Spin-Bahn Kopplung α für die Beispielstruktur von Seite 14 ermitteln. Anhand dieser Vorgehensweise wird zu erkennen sein, welche Terme dominant für den vorliegenden Heterostrukturtyp und welche numerischen Näherungen gerechtfertigt sind.

α setzt sich in Gleichung (36) aus zwei verschiedenen Gruppen von Termen zusammen. Erwartungswerte, die über die Ableitungen der Bandverläufe im Material A und den Barrieren B_i gebildet werden, sind die erste Gruppe. In diesen Ausdrücken finden sich zusätzlich die Faktoren A' und B'_i , die die Teilchenenergie E und das ortsabhängige Potential $\phi(z)$ enthalten. Die Ableitung von $\phi(z)$ nach z ist, wie Gleichung (37) angibt, im wesentlichen – bis auf einen Vorfaktor – das elektrische Feld. Die Summe der ersten zwei Zeilen in Gleichung (36) ist proportional zum Erwartungswert des elektrischen Feldes in den beteiligten Materialien, der mit den Wellenfunktionen der Topfelektronen gebildet wird. Die Existenz von elektrischen Feldern hebt durch Symmetriebrechung die Spinentartung auf. Handelt es sich um einen symmetrischen Potentialtopf (vgl. Abb.3 rechts), d.h. sind sowohl die Wellenfunktion Ψ_z als auch $\phi(z)$ achsensymmetrisch bezüglich des Topfmittelpunktes, so wechselt $\phi'(z)$ gerade sein Vorzeichen auf der 2DEG-Mitte. Das Erwartungswertintegral ist Null, es ergibt sich keine Spinaufspaltung durch diese Terme.

Die letzte Zeile in Gleichung (36) ist im wesentlichen abhängig von der Differenz (das Signum s_i wechselt das Vorzeichen für die beiden möglichen Grenzflächen) der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi(z_i)|^2$ der 2DEG-Elektronen an dem/den Heteroübergang/-gängen z_i . Hier wird die Unstetigkeit des Potentials an den Grenzflächen berücksichtigt und nach der Höhe der Bandkantensprünge in den E_{T_7} - und E_{T_8} -Bändern gewichtet. Auch diese Terme enthalten die zusätzliche Ortsabhängigkeit durch $(E - \phi(z))$ in den Nennern. Ist der Topf symmetrisch, sind insbesondere die Bandkantensprünge und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten auf beiden 2DEG-Seiten identisch, so liefert auch dieser Term keinen Beitrag.

Man stellt fest, daß nach der verwendeten Theorie keine Spinaufspaltung in vollständig symmetrischen Quantentöpfen zu erwarten ist. Ist jedoch der Schwerpunkt der Wellenfunktion, z.B. durch unsymmetrische Dotierungen oder angelegte Oberflächenpotentiale zu einer Seite verschoben, erhält man auch bei identischen Bandsprüngen einen von Null verschiedenen Wert für α . In der Theorie sind keinerlei Einflüsse von Verspannungen berücksichtigt, dies hat bei der Verwendung von nicht gitterangepaßtem Material natürlich Beschränkungen der Genauigkeit der Theoriewerte zur Folge. Da aber gerade für verspannte Schichtsysteme keine genauen Bandstrukturkonstanten bekannt sind, ist dieser systematische Fehler im Rahmen der Arbeit nicht zu korrigieren. Ein wesentlicher Verspannungseffekt ist z.B. die Aufhebung der Γ -Punkt Entartung der leichten und schweren Löcher, man müßte entsprechend die Energien statt mit einem Wert für E_{T_7} jeweils mit getrennten Energien

berücksichtigen. Die generellen Symmetrieaussagen zur Spinaufspaltung bleiben von diesem Problem unangetastet. Die Theorie enthält durch die Beschränkung der Beschreibung auf Transportphänomene in der Nähe des Γ -Punktes der Brillouinzone keine kristallographische Richtungsabhängigkeit. Insbesondere sind orientierungsabhängige Unterschiede der Spinaufspaltung auf der 2DEG-Ebene bei Variationen der Strompfade bei Transportmessungen nicht zu erwarten/erklären.

Energieskala

Für die Ableitung von Zahlenwerten der Parameter A' , B'_i und B_i werden wir jetzt eine weitere Näherung einführen. Sowohl die auftretenden $\Delta E_{\Gamma_6 B_i}$ -Bandsprünge zwischen den Materialien, als auch die energetischen Abstände der Bänder untereinander ($E_{\text{Gap}_i} = E_{\Gamma_6} - E_{\Gamma_8}$, $\Delta = E_{\Gamma_8} - E_{\Gamma_7}$), liegen in der Größenordnung einiger 100meV, die Elektronenenergie ($E - \phi(z)$) unterscheidet sich im ersten Subband dagegen nur um einige zehn bis maximal hundert Millielektronenvolt von der E_{Γ_6} -Bandkantenenergie (vgl. Kapitel 2.1). Wir werden daher im folgenden die Elektronenanregung über der Leitungsbandkante vernachlässigen

$$E - \phi(z) \approx E_{\Gamma_6} \quad (41)$$

und wählen den Energienullpunkt bei der E_{Γ_6} -Bandkante des Potentialtopfmaterials

$$E_{\Gamma_6}^{(A)} := 0 \quad (42)$$

Jetzt ist es möglich, die Berechnung der Parameter von α unabhängig von der speziellen Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit und des jeweiligen Bandverlaufs vorab durchzuführen. Anschließend kann für die betrachtete Beispielstruktur von Seite 14 mit diesen Werten das konkrete α errechnet werden. Mit den eingeführten Vorzeichenkonventionen ergeben sich die Größen aus Gleichung (36) für die Heterostruktur $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{InP}$ ($B_1/A/B_2$):

	B_1	A	B_2
E_{Γ_6}	+0.135eV	0eV	+0.365eV
E_{Γ_8}	-0.704eV	-0.604eV	-1.055eV
Δ	0.362eV	0.371eV	0.108eV
E_{Γ_7}	-1.066eV	-0.975eV	-1.163eV
$\Delta E_{\Gamma_8 B_i}$	-0.100eV	—	-0.451eV
$\Delta E_{\Gamma_7 B_i}$	-0.091eV	—	-0.188eV
s_i	-1	—	+1

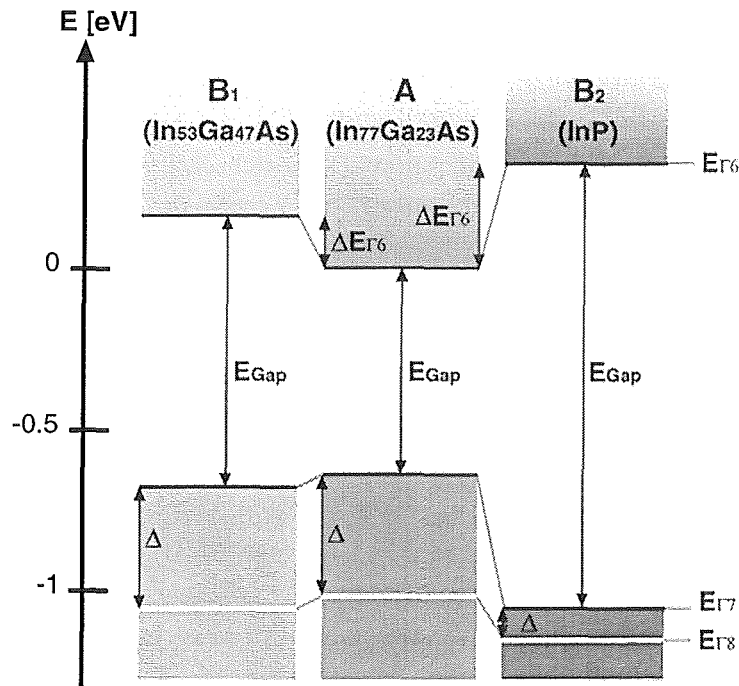


Abb.12: Beispiel für die Wahl der Energieskala. Skizze für die relative Lage der Bandkanten in der Beispielstruktur $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{InP}$.

Die Energieabstände Δ zwischen den leichten/schweren und den "split-off" Löchern sind [61] entnommen, wobei die Werte für $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ linear zwischen InAs (0.38eV) und GaAs (0.34eV) interpoliert wurden. Auch der Kopplungsterm $E_p = 22\text{eV}$ wurde interpoliert aus den Ausgangswerten für InAs (21eV [61]) und GaAs (25.7eV). Allerdings könnte man nach der Argumentation von Rössler [86] diesen Wert durch höhere Korrekturglieder um bis zu 3eV vergrößern. In der folgenden Tabelle sind A' , B'_i und B_i für einige Materialkombinationen von Topf und Barrieren aufgeführt (GaAs/AlAs Werte [60]):

Topfmaterial A/Barrierenmaterial B				
	$\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{InP}$	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$	GaAs/AlAs
$A' [1/\text{eV}^2]$	-1.689	-1.689	-0.727	-0.145
$B'_i [1/\text{eV}^2]$	-1.138	-0.159	-0.113	-0.051
$B_i [1/\text{eV}]$	0.300	1.305	0.622	0.139

Die letzte Spalte zeigt den Vergleich zu einem Materialsystem mit größerer Energielücke. Die Parameter skalieren reziprok zum Quadrat dieser Energie, so daß die Konstanten bereits deutlich kleiner als im InGaAs-System ausfallen. Es ist daher zu verstehen, daß bereits aus diesem Grund Spineffekte in GaAs seltener beobachtet werden. Zusätzlich ist die Leitungsbanddiskontinuität bei GaAs/AlGaAs größer [64] und somit die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der 2DEG-Elektronen an der Grenzfläche im Vergleich zu InGaAs/InP reduziert, der Spin-Bahn Kopplungsparameter ist daher noch weiter verkleinert.

α in dem gewählten Beispiel (Abb. 5) folgt aus:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ A' < \mathcal{E}_A > + B'_1 < \mathcal{E}_{B_1} > + B'_2 < \mathcal{E}_{B_2} > \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} B_1 |\Psi(180\text{nm})|^2 + \frac{1}{2} B_2 |\Psi(190\text{nm})|^2 \right\} \\
 &= 2.8 \times 10^{-19} \text{eV}^2 \text{m}^2 \left\{ -1.689 \cdot 4.13 \times 10^6 \right. \\
 &\quad - 1.138 \cdot 0.01 \times 10^6 \\
 &\quad - 0.159 \cdot 0.24 \times 10^6 \\
 &\quad - \frac{1}{2} 0.300 \cdot 33.3 \times 10^6 \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} 1.305 \cdot 44.1 \times 10^6 \right\} \text{eV}^{-1} \text{m}^{-1} \\
 &= 4.69 \times 10^{-12} \text{eVm} \tag{43}
 \end{aligned}$$

Anhand der Termauflistung sind die einzelnen Beiträge miteinander zu vergleichen. Der mit Abstand wesentlichste Term ist der letzte, der Beitrag des Heteroübergangs zum InP. Er ist nahezu fünf mal größer als der nächstwichtigste Anteil, der vom elektrischen Feld im Potentialtopf herrührt. Zu vernachlässigen sind dagegen die Felder in den Barrieren, da hier die Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit zu gering ist. Die Grenzfläche zum 53-prozentigen InGaAs ist durch das geringere B_i nur von der gleichen Größenordnung wie der Term des elektrischen Feldes im Topf.

Berechnung der Energieaufspaltung

Vielfach wird als Maß für die Spinaufspaltung die Energielücke zwischen den beiden Spinbändern bei Fermiimpuls k_F angegeben. Dieser Wert ist nicht gut geeignet, da es sich nicht um eine Konstante für die jeweilige Heterostruktur handelt. Dies ist anhand des 2DEG-Hamiltonians (28) schnell einzusehen. Ohne Magnetfelder und

Potentiale $\phi(x, y)$, vereinfacht sich die Darstellung zu:

$$H = \left(E_i^{\text{sub}} - \frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} \right) \cdot \underline{1} - i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}) \quad (44)$$

Die Eigenfunktionen zu $\underline{\nabla}$ und Δ sind ebene Wellen mit Spinanteil $\underline{c}$

$$\Psi = A e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

so daß sich die Energieeigenwerte ε aus

$$\underline{1} \left(E_i^{\text{sub}} + \frac{\hbar^2 \underline{k}_{\parallel}^2}{2m^*} - \varepsilon \right) - i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{k}_{\parallel}) = 0 \quad (46)$$

ergeben. Durch Einsetzen der Paulimatrizen $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ (z.B. in [91])

$$\underline{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{pmatrix}, \quad (47)$$

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (48)$$

folgt für die Energiesubbänder ε des 2DEGs ein Ausdruck der Form:

$$\varepsilon = E_i^{\text{sub}} + \frac{\hbar^2 \underline{k}_{\parallel}^2}{2m^*} \pm \alpha |\underline{k}_{\parallel}| \quad (49)$$

Die vorderen beiden Terme bilden die bereits bekannten entarteten Energieparaboloide für spinentartete 2DEGs. Der letzte Term zeigt die entartungsaufhebende Spinaufspaltung. Ein Ast wird um $\alpha |\underline{k}_{\parallel}|$ angehoben, der andere um den gleichen Betrag abgesenkt. Die Spinaufspaltung $\Delta\varepsilon$ zum Impuls $\underline{k}_{\parallel}$ ist entsprechend

$$\Delta\varepsilon = 2\alpha |\underline{k}_{\parallel}|. \quad (50)$$

Da elektrische Größen aus Transportmessungen bei tiefen Temperaturen an der Fermikante bestimmt werden, kann man für k den Fermiimpuls einsetzen (eine genauere Diskussion erfolgt bei der Auswertung der Messungen) und erkennt dann die Abhängigkeit der Spinaufspaltung von der Ladungsträgerkonzentration n_{2d} .

$$\Delta\varepsilon_F = 2\alpha k_F = 2\alpha \sqrt{2\pi n_{2d}} \quad (51)$$

Die Beschreibung der Spinaufspaltung durch $\Delta\epsilon$ skaliert mit der Wurzel der zweidimensionalen Ladungsträgerkonzentration. Die Angabe von α läßt im Gegensatz zur Angabe der Energieaufspaltung ladungsträgerbereinigte Rückschlüsse auf die Stärke der Spinaufspaltung zu. Dennoch spielt der Wert von $\Delta\epsilon_F$ bei Bauelementüberlegungen eine Rolle, da er die nutzbare Energieseparation der Spinbänder beim elektrischen Transport angibt. Für unsere Beispielstruktur beträgt er:

$$\Delta\epsilon_F = 2 \cdot 4.69 \times 10^{-12} \text{eV} \sqrt{2\pi \cdot 6 \times 10^{15} \text{m}^{-2}} = 1.83 \text{meV} \quad (52)$$

3.3.5 Zustandsdichte der Spinäste

Die Zustandsdichte $Z_i(E)$ eines spinentarteten Subbandes teilt sich im Falle der Spin-Bahn Kopplung in zwei in erster Näherung halbierte Teildichten auf. Zur genauen Herleitung der Zustandsdichtenäste eines ungestörten 2DEGs gehen wir zurück auf die Definition von Z in zwei Dimensionen:

$$Z(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{k_{\parallel}}{\frac{dE(k_{\parallel})}{dk_{\parallel}}} \quad (53)$$

E' und $k_{\parallel}(E)$ folgen aus Gleichung (49):

$$E' = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}}{m^*} \pm \alpha \quad (54)$$

$$k_{\parallel}(E) = \mp \frac{\alpha m^*}{\hbar^2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2 m^{*2}}{\hbar^4} - \frac{2m^* E}{\hbar^2}} \quad (55)$$

Die negative Wurzel in Gleichung (55) macht keinen physikalischen Sinn, da $k_{\parallel}$ als Betrag von $\underline{k}_{\parallel}$ nicht negativ sein kann. (54) und (55) eingesetzt in (53) ergibt für die Zustandsdichte der Spinäste:

$$Z_{\pm} = \frac{1}{2\pi} \frac{m^*}{\hbar^2} \left(1 \mp \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2E\hbar^2}{\alpha^2 m^*}}} \right) \quad (56)$$

Jeder Spinast hat nahezu die halbe Zustandsdichte des entarteten Subbandes jeweils mit einem Korrekturterm modifiziert. Der energetisch um $+\alpha k_{\parallel}$ angehobene Spinast hat eine geringere, der abgesenkte eine leicht erhöhte Zustandsdichte. In der Nähe des Subbandscheitelpunktes ist die Korrektur groß, dort trägt allein der $-\alpha k_{\parallel}$ -Ast die Gesamtzustandsdichte; im Grenzwert hoher Energien verschwindet die Spinkorrektur zur Zustandsdichte und jeder der Äste trägt die Hälfte bei (vgl. dazu Abb.13)

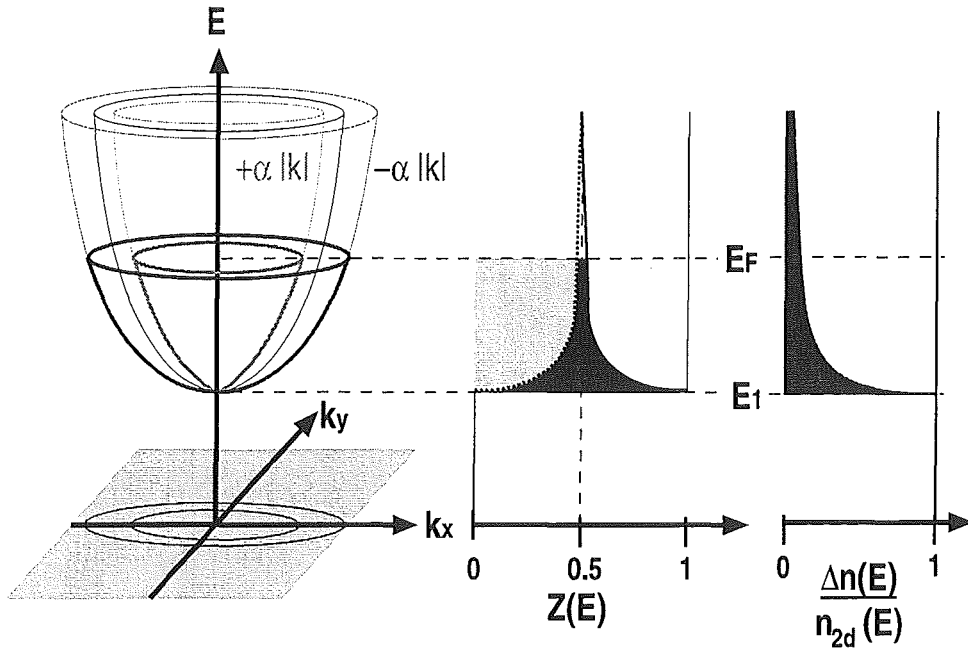


Abb.13: Subbandverlauf und Zustandsdichten des ersten spinaufgespaltenen 2DEG-Subbandes. Links ist in schwarz das entartete Subband ohne Spinwechselwirkung skizziert. In verschiedenen Grautönen sind die um $\pm\alpha|k_{||}|$ angehobenen/abgesenkten Spinäste eingezeichnet, die bis zur Fermienergie besetzt sind. Die Kreise auf der $k_{||}$ -Ebene deuten die unterschiedlichen $k_{||}$ -Werte zur Fermienergie an. In der Mitte wurden qualitativ die Verläufe der Zustandsdichten $Z_{\pm}(E)$ der Spinäste normiert auf die Zustandsdichte des entarteten Falls gezeichnet. Rechts ist $\Delta n(E)$ auf die Gesamtladungsträgerkonzentration $n_{2d}(E)$ des entarteten 2DEGs normiert aufgetragen.

Als Folge der verschiedenen Zustandsdichten, sind die Spinparaboloide auch unterschiedlich stark besetzt. Füllt man sie (bei $T=0K$) bis zur Fermienergie, dann ergibt sich ein Ladungsträgerunterschied Δn von:

$$\begin{aligned}\Delta n &= n_- - n_+ = \int_0^{E_F} Z_-(E) dE - \int_0^{E_F} Z_+(E) dE \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{m^*}{\hbar^2} \int_0^{E_F} \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{2E\hbar^2}{\alpha^2 m^*}}} dE\end{aligned}$$

$$= \frac{\alpha^2 m^{*2}}{\pi \hbar^4} \left(\sqrt{1 + \frac{2\hbar^2 E_F}{\alpha^2 m^*}} - 1 \right) \quad (57)$$

Nach Einsetzen von $E_F = (\hbar^2 k_F^2)/(2m^*)$ und Umformen nach α ergibt sich:

$$\alpha = \frac{\Delta n \hbar^2}{m^*} \sqrt{\frac{\pi}{2(n_{2d} - \Delta n)}} \quad (58)$$

α läßt sich so bei bekannter Subbandbesetzung n_{2d} und der Aufteilung auf die Spinäste $n_- + n_+ = n_{2d}$ ermitteln. Der Ausdruck (58) gilt dabei nur exakt, wenn das Elektronengas ungestört, d. h. frei von äußeren Feldern ist. Auch die relative Ungleichbesetzung $\Delta n/n_{2d}$ ist in Abb.13 (rechts) skizziert.

$$\frac{\Delta n}{n_{2d}} = \frac{\alpha^2 m^{*2}}{\pi \hbar^4} \left(\sqrt{\frac{1}{n_{2d}^2} + \frac{2\hbar^4}{\alpha^2 m^{*2} n_{2d}}} - \frac{1}{n_{2d}} \right) \rightarrow 0, \quad \text{für } n_{2d} \rightarrow \infty \quad (59)$$

Sie verschwindet für hohe Energien (=Ladungsträgerkonzentrationen). Bei typischen Fermienergien von einigen zehn meV liegt Δn bei ca zehn Prozent der Gesamtladungsträgerkonzentration.

3.3.6 Einstellung des Spins

Da der Spinwechselwirkungsterm proportional zu $\underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla})$ ist, und damit bei der Anwendung auf die Eigenfunktionen des 2DEGs Abhängigkeiten vom $\underline{k}$ -Vektor erzeugt, ist der Spin keine generelle Erhaltungsgröße. Wir wollen nun mit Hilfe geeigneter Projektionsoperatoren auf ausgewählte Spinrichtungen feststellen, welche Spinkomponente erhalten ist. Das Skalarprodukt " $\underline{a} \cdot \underline{b}$ " definiert die Komponente von $\underline{a}$ in der Richtung von $\underline{b}$, analog ergibt der Operator

$$\Pi_k = \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \quad (60)$$

die Spinkomponente in k -, das heißt Bewegungsrichtung. Wenn diese Spinrichtung erhalten wäre, dann müßte Π_k mit H vertauschen:

$$[H, \Pi_k] = \left[\left(E^{\text{sub}} - \frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} \right) \underline{1} - i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}), \Pi_k \right] \stackrel{!}{=} 0 \quad (61)$$

Der diagonale Teil von H vertauscht mit Π_k der nichtdiagonale dagegen nicht:

$$\begin{aligned} [i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}), \Pi_k] &= \varepsilon_{ijk} \delta_{i3} \sigma_j \partial_k \sigma_l \partial_l - \sigma_l \partial_l \varepsilon_{ijk} \delta_{i3} \sigma_j \partial_k \\ &= 2i \Delta \sigma_3 - \underline{\nabla} \cdot \underline{\sigma} \underline{e}_z \cdot \underline{\nabla} \\ &\neq 0 \end{aligned} \quad (62)$$

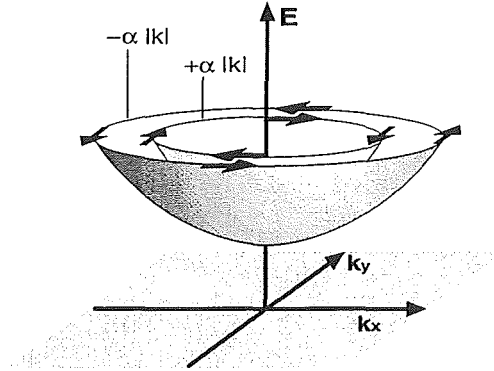


Abb.14: Skizze der Spineinstellungen der beiden Subbänder. Der Spin präzediert um die eingezeichnete Pfeilrichtung.

Der Spin in Bewegungsrichtung ist nicht erhalten. Die durch das Schichtpaket ausgezeichnete Wachstumsrichtung z besitzt ebenfalls keine Spinerhaltung. Die Spin-komponente in z Richtung wird durch den Operator Π_z erzeugt:

$$\Pi_z = \underline{\sigma} \cdot \underline{e}_z \quad (63)$$

Der Kommutator

$$\begin{aligned} [i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}), \Pi_z] &= \varepsilon_{ijk} \delta_{i3} \sigma_j \partial_k \sigma_l \delta_{l3} - \sigma_l \delta_{l3} \varepsilon_{ijk} \delta_{i3} \sigma_j \partial_k \\ &= 2i (\partial_1 \sigma_1 + \partial_2 \sigma_2) \\ &\neq 0 \end{aligned} \quad (64)$$

verschwindet daher nicht. Bei der Berechnung der Kommutatoren wurde die Pauli-matrizengleichung $\sigma_j \sigma_l = \delta_{jl} + i \varepsilon_{jlk} \sigma_k$ und die Epsilon-tensorregel $\varepsilon_{jkl} \varepsilon_{jmn} = \delta_{km} \delta_{ln} - \delta_{kn} \delta_{lm}$ verwendet. Die Spinerhaltungsrichtung ist die auf diesen oben getesteten Richtungen senkrecht stehende. Sie liegt demnach in der zweidimensionalen Ebene senkrecht auf der Bewegungsrichtung und wird durch den Operator $\Pi_\perp$ erzeugt:

$$\Pi_\perp = \underline{\sigma} \cdot (\underline{\nabla} \times \underline{e}_z) \quad (65)$$

Durch zyklisches Vertauschen in $\Pi_\perp$ ergeben sich identische Operatoren im Kommutator:

$$\begin{aligned} [i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}), \Pi_\perp] &= i \alpha [\underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}), \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla})] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (66)$$

Diese Komponente ist die Erhaltungsgröße des Spins bei einem freien 2DEG mit Rashba-Spin-Bahn Wechselwirkung.

4 Shubnikov-de Haas Effekt

An dieser Stelle soll ein kurzer Überblick über die Möglichkeiten der Probencharakterisierung durch den Shubnikov-de Haas Effekt gegeben werden. Der Shubnikov-de Haas Effekt – kurz SdH – ist die periodische Änderung des Längswiderstands einer Probe als Funktion des eingepprägten magnetischen Feldes. Diese Oszillationen des Magnetowiderstands werden an sehr vielen Materialsystemen bei Temperaturen im Bereich flüssigen Heliums beobachtet. Sie sind eine Folge der Quantisierung der Elektronen- (oder Löcher-) Zustände durch das Magnetfeld. Die Zustandsdichte des Elektronensystems im Magnetfeld zeigt in Folge dieser Quantisierung Maxima bei den Quantisierungswerten, den sogenannten Landauniveaus. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, schiebt die energetische Lage eines Landauniveaus linear mit steigendem Magnetfeld B zu größeren Werten. Durchquert ein Niveau dabei die Fermienergie, das heißt, befindet sich am Fermienergielevel eine hohe Zustandsdichte, ändern sich ebenfalls die Transportparameter – wie z.B. der Widerstand –, die von dieser Dichte abhängen, in gleicher Periodizität.

Die Interpretation von SdH-Messungen erlaubt es, eine große Menge verschiedener Informationen über eine Probe zu erhalten [92]. Aus der Periode der Oszillationen ergeben sich je nach Meßweise Werte für die Schichtladungsträgerkonzentration, die Art der Besetzung (ein oder mehrere Subbänder) und den g^* -Faktor. Die Amplitude der Schwingung gibt Aufschluß über die effektive Masse, Streumechanismen und Spineffekte. Letztere werden später besonders behandelt, zunächst soll ein etwas konkreteres Bild des SdH-Effekts gezeichnet werden.

4.1 Allgemeine Theorie

Wir wollen uns jetzt zuerst ein freies 2DEG in einem konstanten äußeren Magnetfeld ansehen. Die freie Zustandsdichte pro Subband wurde bereits in Kapitel 2.1 mit $Z = m^*/(\pi\hbar)$ angegeben. Prägt man nun ein Magnetfeld $\underline{B} = |\underline{B}| \cdot \underline{e}_z$ ein, so erhält man den Hamiltonoperator eines harmonischen Oszillators ([53, 76], Übersichtsartikel in [41]) mit seinem klassischen Eigenwertspektrum als Beitrag zur Gesamtenergie:

$$E_{\text{ges}} = E_i^{\text{sub}} + \underbrace{\hbar\omega_c(l + \frac{1}{2})}_{= E_l}, \quad \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots \quad (67)$$

$\omega_c = eB/m^*$ ist hier die Zyklotronfrequenz, l der Landauindex. Wie man sieht, skaliert die energetische Lage der Landauniveaus, sowie ihr Abstand zueinander, linear

mit dem Magnetfeld B . Bei kleinem Feld werden mehr Landauniveaus unterhalb des Fermi-niveaus liegen als bei höherem. Die 2DEG-Elektronen müssen auf den unterhalb der Fermienergie zur Verfügung stehenden Niveaus arrangiert werden, deren Zahl mit steigendem Magnetfeld zwar sinkt, ihr Entartungsgrad Z_l jedoch linear mit B steigt:

$$Z_l = 2 \frac{e}{h} B \quad (68)$$

An dieser Stelle wird dem Spin noch nicht Rechnung getragen, die Niveaus sind daher zweifach spinentartet. Die Umverteilung der 2DEG-Elektronen in die magnetfeldquantisierten Landauniveaus zu einem festen Wert von B zeigt Abb.15. Die Darstellung der Zustandsdichte im Magnetfeld durch Überlagerung von δ -förmigen, scharfen Landauniveaus ist für die Beschreibung von realen Meßkurven zu einfach, daher werden wir gleich eine Niveauverbreiterung durch Stoßprozesse einführen. Die prinzipielle Periodizität von Magnetotransportmessungen kann jedoch an diesem Bild sehr einfach eingesehen werden, wenn wir die Frequenz ermitteln, mit der die

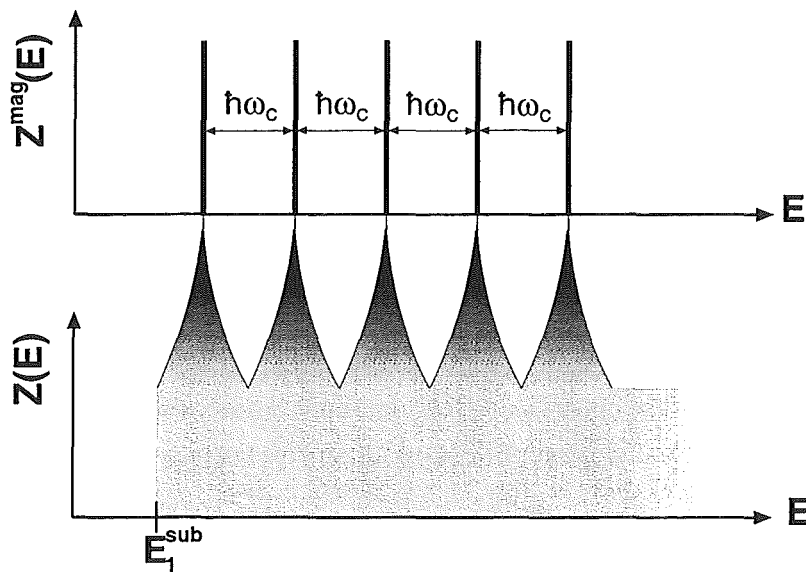


Abb.15: Umverteilung der Elektronen vom freien 2DEG (unten) in die idealen, unverbreiterten Landauniveaus mit Gesamtzustandsdichte:

$$Z^{\text{mag}}(E) = Z_l \sum_l \delta(E - E_l)$$

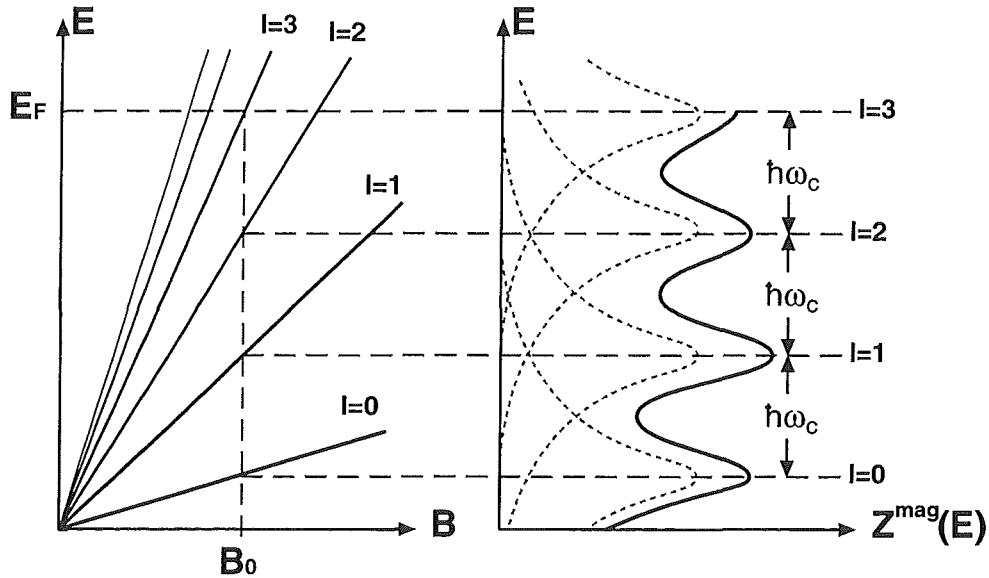


Abb.16: Energie der Landauniveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld (Landaufächer). Rechts ist die Gesamtzustandsdichte zu einem festen B_0 als Überlagerung der Zustandsdichten der besetzten Landauniveaus skizziert.

Landauniveaus in Abhängigkeit von B das Fermi-niveau durchschreiten:

$$\hbar\omega_c\left(l + \frac{1}{2}\right) = \frac{\hbar e B}{m^*}\left(l + \frac{1}{2}\right) \stackrel{!}{=} E_F = \frac{\hbar^2 \pi}{m^*} n_{2d} \quad (69)$$

Es folgt:

$$\frac{1}{B} = \left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{2e}{h n_{2d}} \Rightarrow \Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{2e}{h} \frac{1}{n_{2d}} \quad (70)$$

Aus der Periodizität der Messung in $1/B$ erhält man die zweidimensionale Ladungsträgerkonzentration n_{2d} . Dies kann auf einfache Weise durch Anwendung einer numerischen Fouriertransformation (in $1/B$!) auf das Meßsignal geschehen. Die Situation ist noch einmal graphisch in Abb.16 zusammengefaßt. Links sieht man den Landaufächer, das lineare Anwachsen der Landauenergie mit dem Magnetfeld. Betrachtet man einen festen Magnetfeldwert B_0 , so sind die ersten drei Niveaus (Index 0,1,2) vollständig, das vierte (Index 3) zum Teil aufgefüllt. Ihre Zustandsdichten (gestrichelt auf der rechten Seite der Graphik) addieren sich zur Gesamtdichte (durchgezogen). In diesem Bild wurden die δ -förmigen Zustandsdichten der Landauniveaus verbreitert skizziert, da sie durch Streuprozesse eine endliche Breite annehmen. Diese

ausgedehnten Zustände haben einen wesentlichen Effekt zur Folge. Bei den scharfen Niveaus hätte die Fermienergie nach der Entleerung eines Landauniveaus zum nächst tieferen springen müssen. Eine sägezahnartiger Magnetfeldabhängigkeit der Fermienergie wäre die Folge gewesen. Durch die streuprozeßinduzierte Aufweitung der Zustandsdichten auf Lorentzkurven wird die Fermienergie "sanft" von einem Landauniveau zum nächsten weitergereicht, die Sägezahnform wird stark gedämpft und ist für kleine Magnetfelder zu vernachlässigen [76]. Im Quantenlimit, das heißt wenn bei großen Magnetfeldern nur noch wenige Landauniveaus besetzt sind, gilt diese Aussage spätestens nicht mehr. Die Fermienergie folgt dann der linear in B steigenden Landauenergie.

4.2 Sdh-Effekt mit Zeemanaufspaltung

Bislang wurde dem Spin keine Rechnung getragen. Der nächste Schritt besteht in der Berücksichtigung der Zeemanaufspaltung der Elektronenzustände im Magnetfeld. Die Energieeigenwerte lauten jetzt:

$$E_{\text{landau}} = E_i^{\text{sub}} + \hbar\omega_c(l + \frac{1}{2}) \pm \frac{1}{2}g^*\mu_B B, \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (71)$$

Man erhält einen zusätzlichen Aufspaltungsanteil durch die Spinwechselwirkung mit dem Magnetfeld (vgl. Abb.17). Das Auftreten zweier Maxima in SdH-Messungen zu einem Landauindex ermöglicht demnach – unter Vernachlässigung der Fermienergieschwankung – die Bestimmung von g^* mittels

$$\frac{eB_1}{m^*}(l + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2}g^*\mu_B B_1 \stackrel{!}{=} \frac{eB_2}{m^*}(l + \frac{1}{2}) - \frac{1}{2}g^*\mu_B B_2 \quad (72)$$

Es folgt:

$$g^* = 4 \frac{m_0}{m^*} (l + \frac{1}{2}) \frac{B_2 - B_1}{B_2 + B_1} \quad (73)$$

B_1 und B_2 sind in Abb.17 eingezeichnet.

Die Energieaufspaltung für den Zeemanterm ist klein. Sie beträgt z.B. mit einem $g^* = -15$ (InAs Wert [61]) bei einem 1T Magnetfeld 0.86meV.

4.3 SdH-Effekt mit Spin-Bahn Wechselwirkung

Als letztes soll nun der vollständige Hamiltonoperator mit Spin-Bahn Wechselwirkung (Gleichung (28)) bearbeitet werden. Das Ergebnis dieses quantenmechanischen

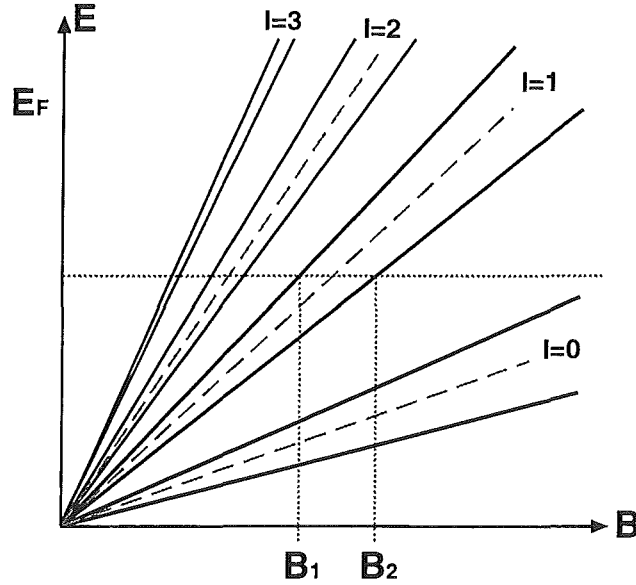


Abb.17: Landaufächer mit Zeemanaufspaltung

Problems wurde erstmals 1960 von Rashba [84] und später in [10, 11, 14] veröffentlicht. Die Energieeigenwerte (in Anbetracht der Tatsache, daß sie keine einfachen Landauniveaus mehr sind, werden sie im folgenden Rashbaniveaus genannt) lauten:

$$E_{\text{rashba}}^{\pm} = \hbar\omega_c \varepsilon_l, \quad \begin{aligned} \varepsilon_0 &= \delta, \quad l=0 \\ \varepsilon_l &= l \pm \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 l}, \quad l \geq 1 \end{aligned} \quad (74)$$

mit:

$$\gamma = 2\sqrt{\frac{m^* \alpha^2}{2\hbar^3 \omega_c}}, \quad \delta = \frac{1}{2} - \frac{m^* g^*}{2m_0} \quad (75)$$

Im Grenzübergang $\alpha \rightarrow 0$ läßt sich leicht prüfen, daß die Rashbaniveaus in die Zeeman-aufgespaltenen Landauenergien des vorherigen Abschnitts übergehen.

4.4 Modellierung der SdH-Meßkurven

Die aufgenommenen Meßkurven werden longitudinale Magnetowiderstände R_{xx} sein. Es muß jetzt noch eine Übertragung der im Magnetfeld periodisch oszillierenden Zustandsdichte $Z^{\text{mag}}(B)$ in den spezifischen Widerstand ρ_{xx} erfolgen. Nach Isihara und Smrčka [44] gilt der Zusammenhang:

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} = \left(1 + 2 \frac{\Delta Z^{\text{mag}}}{Z_0}\right), \quad \Delta Z^{\text{mag}} = Z^{\text{mag}} - Z_0$$

$$= 2 \frac{Z^{\text{mag}}}{Z_0} - 1, \quad Z_0 = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (\text{Gl. (2)}) \quad (76)$$

Der auf den Nullfeldwert ρ_0 normierte Magnetowiderstand ρ_{xx} ist direkt proportional zur Gesamtzustandsdichte der Rashbaniveaus. Wir wählen für die Modellierung der Rashbaniveaus lorentzförmige, normierte Zustandsdichten (vgl. dazu auch [53]). Die Gesamtdichte bei Energie E und Magnetfeld B ist:

$$Z^{\text{mag}}(E) = \frac{eB}{h} \frac{1}{\pi \Gamma} \sum_{l,\pm} \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_{\text{rashba}}^{\pm}}{\Gamma} \right)^2} \quad (77)$$

Der erste Bruch vor der Summe ist die Zustandsdichte eines spinaufgespaltenen Landauniveaus (vgl. Gl. (68)); der Summenindex $\pm$ gibt die Summation über die beiden Spinsubniveaus an; Γ ist die durch Streuung bedingte indexunabhängig gewählte Niveaubreite. Der longitudinale Magnetowiderstand läßt sich jetzt mittels Gleichung (76) durch Einsetzen der Zustandsdichte (77) mit den Niveaus aus (75) numerisch berechnen. Die folgenden Kurven wurden nach diesem Ausdruck mit einer Ladungsträgerkonzentration von $n = 6.3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, einer Streubreite $\Gamma = 1 \text{meV}$ und einer effektiven Masse von $m^* = 0.04m_0$ erzeugt. Der g^* -Faktor wurde – obwohl sein Einfluß auf die weitere Berechnung von α gering ist – zwischen den Werten von GaAs (-0.44, [86]) und InAs (-15, [80]) interpoliert und mit $g^* = -11.7$ berücksichtigt. Dieser Wert stellt sicherlich eine starke untere Grenze dar. Kowalski [57] und Omling [75] haben in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus [20, 105] an InGaAs/InP Heterostrukturen mit unterschiedlichen Indiumanteilen und Kanalbreiten Werte für g^* im Bereich -4 bis höchstens -2 gefunden. Durch die Berücksichtigung von g^* mit -11.7 wird der Anteil der Zeemanaufspaltung sicherlich überschätzt; er spielt dennoch keine wesentliche Rolle.

Anschließend wurden die erzeugten $\rho_{xx}(B)$ -Verläufe fouriertransformiert (rechts in Abb.18). Man kann deutlich die Abhängigkeit der SdH-Oszillationen von den interessierenden Parametern erkennen. Ohne Spin- ($\alpha = 0$) und Zeemanaufspaltung ($g^* = 0$) sind die Oszillationen streng periodisch in $1/B$; das zugehörige Fourierspektrum zeigt ein scharfes Maximum bei $n_{2d} = 6.3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, wie es der zur Berechnung angenommenen Schichtladungsträgerkonzentration entspricht³. Fügt man nun in die Landauniveauenergie die Zeemanaufspaltung hinzu, so teilen sich bei genügend

³Höhere harmonische Frequenzen, die bei ganzzahligen Vielfachen der SdH-Frequenz im Fourierspektrum erscheinen und aus der Form der Lorentzkurven oder aus der Zeeman-Peakaufspaltung hervorgehen, sind nicht gezeigt, da sie für die spätere Auswertung keine Rolle spielen.

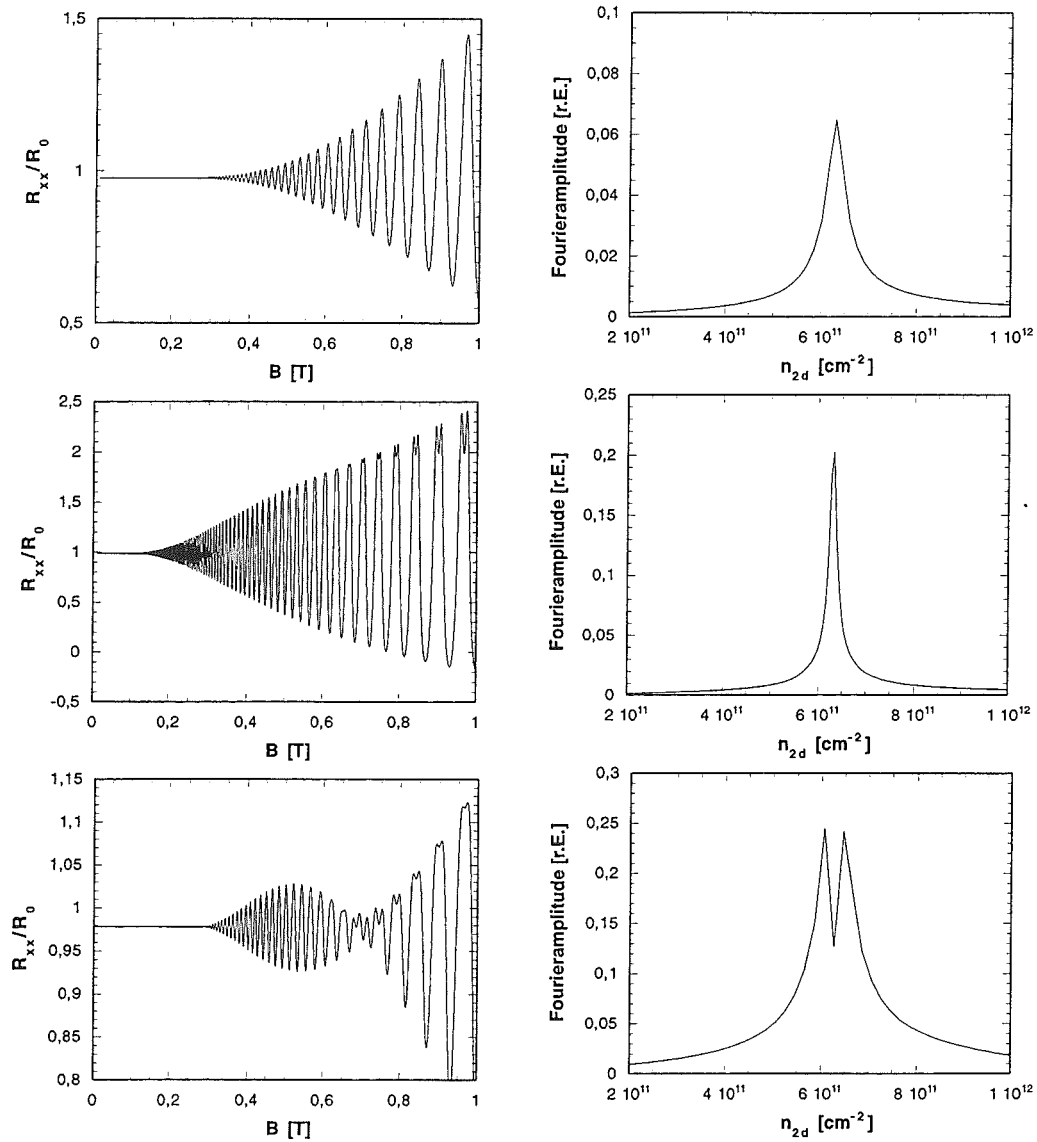


Abb.18: Berechnete $\rho_{xx}(B)/\rho_0$ Magnetowiderstandskurven. oben: $\alpha = 0, g^* = 0, \Gamma = 1\text{meV}$, Mitte: $\alpha = 0, g^* = -11.7, \Gamma = 0.5\text{meV}$, unten: $\alpha = 4.7 \times 10^{-12}\text{eVm}, g^* = -11.7, \Gamma = 0.5\text{meV}$

großen Magnetfeldwerten (in der Berechnung bei ca. 0.7T) die SdH-Maxima in eine Doppelpeak-Struktur. Man erkennt den Einfluß der Zeemanaufspaltung allerdings nur dann bereits bei so kleinen Feldern, wenn man die Landauverbreiterung Γ auf 0.5meV halbiert; andernfalls würde der Effekt frühestens ab ca. 2T sichtbar. Die

Zeemanaufspaltung beträgt bei 0.7T weniger als 0.5meV. Das zugehörige Fourierpektrum ist dank der geringeren Niveauverbreiterung schärfer, reproduziert ebenfalls genau die angenommene Schichtladungsträgerkonzentration und zeigt sonst keinen merklichen Einfluß des g^* -Faktors. Die unterste SdH-Berechnung beinhaltet einen Spin-Bahn Kopplungsparameter $\alpha = 4.7 \times 10^{-12} \text{eVm}$, in Anlehnung an die konkreten Werte der Beispielstruktur aus Kapitel 2.1 (die hier verwendete Ladungsträgerkonzentration ist ebenfalls die gleiche). Während mit einem von Null verschiedenen g^* -Faktor alleine keine Schwebungsstruktur der SdH-Amplitude zu erzeugen ist, bilden sich mit einem endlichen α deutliche Modulationen der Oszillationsmaxima heraus. In diesem Fall liegen Einschnürungen (Knoten) bei 0.3 und 0.7T. Solche Schwebungsphänomene sind bei Schwingungsproblemen bekannt und können leicht auf zwei benachbarte Frequenzen zurückgeführt werden. Entsprechend erscheint im Fourierspektrum auch eine Doppelpeakstruktur, die auf zwei sehr ähnlich besetzte Spinsubbänder zurückgeführt werden kann. Obwohl die SdH-Kurven selber mit leichten Parameteränderungen in g^* und Γ deutlich ihre absoluten Werte ändern, bleibt die generelle Schwebungsstruktur erhalten. Aus diesem Grund ergeben sich auch trotz der verschiedenen Gestalt der ρ_{xx} -Verläufe nahezu identische Fourierspektren. Wir wollen daher im weiteren diese Spektren zur Bestimmung des Spin-Bahn Parameters benutzen. α läßt sich aus dem Spektrum für beliebig vorgegebene Meßkurven mit der Annahme ungestörter zweidimensionaler Spinsubbänder aus Kapitel 3.3 (Seite 37) bestimmen. Um einen korrekten Beweis zu führen, müßte man die Formel für $\rho_{xx}(B)$ in $1/B$ analytisch fouriertransformieren (nicht wie hier numerisch) und sich die auftretende Doppelpeakstruktur im Frequenzspektrum anschauen um sie mit α in Verbindung zu bringen. Statt dessen soll an dieser Stelle eine Plausibilitätsargumentation zusammen mit einer Beispielrechnung nach Abb.18 genügen. Als Standardbestimmung für die Schichtladungsträgerkonzentrationen wird das Maximum der Fourierpeaks gemäß Gleichung (70) ausgewertet. Enthält die Schicht mehrere besetzte Subbänder, so werden alle auftretenden Ladungsträgerkonzentrationen der Fourierpeakpositionen addiert und ergeben die Gesamtladungsträgerkonzentration (diese stimmt dann mit der z.B. durch Hallmessung bestimmten Gesamtladungsträgerkonzentration der Schicht überein). Das heißt aber nichts anderes, als daß die Verteilung der Elektronen auf die einzelnen Subbänder im Magnetfeld (Kleinfeldbereich $B < 1.5T$) auch nicht anders ist, als im ungestörten magnetfeldfreien Fall. Addieren wir hier die Ladungsträgerkonzentrationen aus dem Doppelpeak, so erhalten wir jedoch gerade die doppelte Schichtladungsträgerkonzentration (im Vergleich zu der tatsächlichen, durch Hallmessung

bestimmen). Die Schlußfolgerung, daß es sich also um spinaufgespaltene Subbänder handelt – die n_{2d} -Achse der Fourieranalyse daher gerade um einen Faktor zwei zu hoch geeicht ist – ist gerechtfertigt. Die Ungleichbesetzung $\Delta n = 1.96 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ zwischen den Spinsubbändern ist demnach die Hälfte des in Abb.18, unten abgelesenen Wertes $(6.459 - 6.068) \times 10^{11} \text{cm}^{-2} = 3.91 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$. Wenn wir jetzt annehmen, daß dieses Δn mit dem magnetfeldfreien Fall aus Gleichung (58) übereinstimmt, dann ergibt sich ein “rekonstruiertes” $\alpha = 6.0 \times 10^{-12} \text{eVm}$. Dieses α ist im Vergleich zu dem Wert $\alpha = 4.7 \times 10^{-12} \text{eVm}$, der in die Erzeugung der SdH-Kurve eingegangen ist, um annähernd 20% zu groß. Diese Abweichung ist systematisch und wurde in dem in dieser Arbeit vorliegenden Parameterbereich der Schichtsysteme für $n_{2d} \in [1 \times 10^{11}, 2 \times 10^{12}] \text{cm}^{-2}$ und $\alpha \in [1 \times 10^{-12}, 2 \times 10^{-11}] \text{eVm}$ nicht überschritten, so daß die weitere Auswertung realer SdH-Meßkurven nach dem gleichen Schema vorgenommen wurde. Die systematische Überschätzung des α Wertes ist darauf zurückzuführen, daß im Magnetfeld die Zeemanaufspaltung einen Beitrag zur intrinsischen Spinaufspaltung liefert. Die Zeemanaufspaltung geht jedoch nicht in die “ungestörte” Herleitung für α ein, so daß dort die Ungleichbesetzung ausschließlich der Spin-Bahn Wechselwirkung zugeschrieben und diese damit entsprechend überschätzt wird. Da die Amplitudenmodulationen (Knoten) in ρ_{xx} in einem Intervall $B < 1T$ ausgewertet werden, macht die mittlere Zeemanenergie höchstens $1/5$ - $1/4$ der Spinaufspaltung und damit größenordnungsmäßig den Fehler in α aus.

5 Präparation

Bei der Herstellung der Proben wurden typische Verfahren der Halbleiterfertigung eingesetzt, die jetzt kurz vorgestellt werden sollen. Man kann im Hinblick auf die Herstellungstechniken die Proben in zwei Gruppen unterscheiden. Großformatige Strukturen, wie die verwendeten Hallbarren, deren elektrisch aktive Bereiche deutlich größer als die Wellenlänge sichtbaren Lichtes ($>500\text{nm}$) sind, können mit optischer Lithographie strukturiert werden. Niedrig dimensionale Proben, wie Punktkontakte oder Quantendrähte weisen dagegen Bereiche auf, in denen die relevanten Geometrien kleiner als die verwendete Wellenlänge des Lichtes sein müssen. In diesen Fällen muß auf die höher auflösende Elektronenstrahlolithographie ausgewichen werden.

5.1 Hallbarren

Für die Magnetotransportmessungen wurde eine Hallbarrenstruktur entworfen. In Abb.19 sieht man, daß es sich im wesentlichen um einen rechteckigen Block mit drei

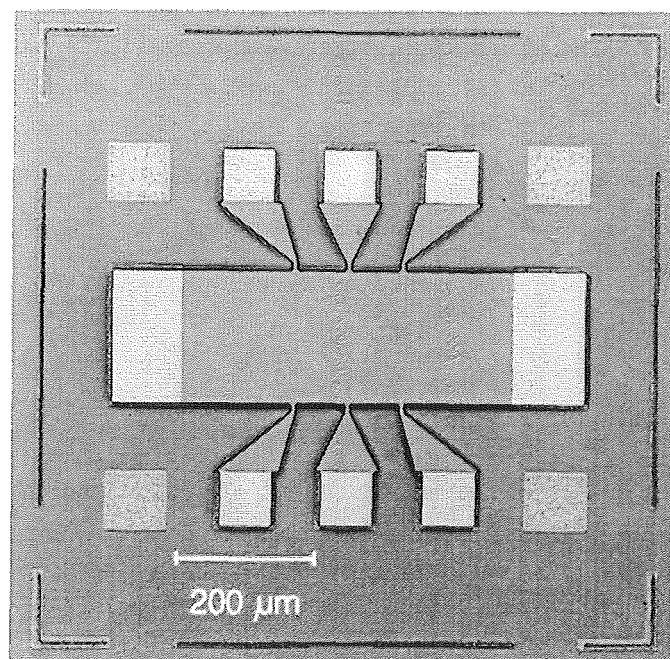


Abb.19: Lichtmikroskopische Aufnahme einer Hallbarrenstruktur mit ohmschen Kontakten.

schmalen Anschlüssen pro Seite handelt. Die Stromkontakte an den Stirnseiten sind über die gesamte Höhe ausgedehnt und überlappen den geätzten Halbleiterbereich. Auch die quadratischen Metallisierungen der sechs Spannungskontakte überlappen den Halbleiter, damit auch bei hohen Magnetfeldern die Kontakte nicht elektrisch abkoppeln.

5.1.1 Optische Lithographie

Die Ausgangshalbleiterstücke sind zwischen ein und vier Quadratzentimeter groß. Sie werden mit ca. $1\mu\text{m}$ dickem Photolack homogen beschichtet und im Kontaktverfahren mit einer Glas/Chrom-Maske unter parallelisiertem, monochromatischem Licht einer Quecksilberdampfampe mit 436nm Wellenlänge belichtet. Die Lackstellen, die nicht mit der Chromstruktur auf dem Glasträger der Maske geschützt wurden, lösen sich im anschließenden Entwicklerbad auf. Auf der Heterostruktur verbleiben Lackgeometrien, die der Chromstruktur der Maske entsprechen. Diese säureresistente Lackmaske wird für die folgenden Proßschritte verwendet.

5.1.2 Ätzen der Geometrie

Der elektrisch aktive Bereich der Struktur wird durch Ätzung definiert. Das nicht durch Lack geschützte Material wird in einem Säurebad aufgelöst. Die Ätztiefe muß so gewählt werden, daß keine Leitung außerhalb der gewünschten Bereiche mehr stattfindet. Perfekte Isolation erreicht man durch Abtragen aller epitaktischen Schichten bis auf das semiisolierende InP-Substrat. Die hohen Ätzflanken sind jedoch für die weitere Prozessierung von Gatestrukturen nachteilig. In der Regel genügt eine Entfernung bis knapp unter das 2DEG um ausreichende Isolation zu erhalten. Da die Ätzrate der verwendeten naßchemischen Ätze nach [1] aus $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, H_2O , H_3PO_4 und HBr in der Größenordnung von $1\mu\text{m}/\text{min}$ liegt, ist im Ablauf des Ätzprozesses eine gute Kontrolle der Tiefe möglich (genaues Mischungsverhältnis und Prozeßbeschreibung in [25]).

5.1.3 Ohmsche Kontakte

Zur elektrischen Kontaktierung der Probe werden möglichst niederohmige Anschlußfelder auf der Probe benötigt. Ihre Geometrie wird wiederum durch eine Lackmaske bestimmt. Das belackte Halbleiterstück wird in einer Metallisierungsanlage nach kurzem Argonbeschuß zur Oberflächenreinigung mit einer Ni/AuGe/Ni/Au-Schichtfolge ($5\text{nm}/90\text{nm}/25\text{nm}/100\text{nm}$) bedampft. Anschließend wird das überständige Metall in

einem Lift-off Prozeß entfernt. Das ganze Probenstück wird in Aceton eingelegt, der Photolack löst sich und hebt das Metall auf ihm ab. Zurück bleiben die Metallflächen, die direkt in den Lackfenstern auf dem Halbleiter liegen. Die Probe wird dann bei 400°C für 90 Sekunden in einem RTP-Ofen⁴ geheizt, wodurch das Germanium aus der Legierung in den Halbleiter eindiffundiert. Dieser Vorgang bewirkt eine entartete Dotierung des Halbleiters unterhalb der Metallschichten und schafft einen niederohmigen Kontakt zwischen Oberfläche und 2DEG-Kanal. Die Nickelschichten verhindern eine Aufrauung der Metallisierung auf Grund von Oberflächenspannungen und das abschließende Gold ermöglicht das spätere "Bonden".

5.1.4 Proben-Träger

Nach abgeschlossener Präparation werden die Strukturen auf dem Halbleiterstück durch Ritzen mit einer Diamantnadel getrennt. Die einzelnen Hallbarren werden in einen Probenträger (Abb.20) geklebt. In einem speziellen Gerät, dem Bonder,

⁴Rapid Temperature Processing

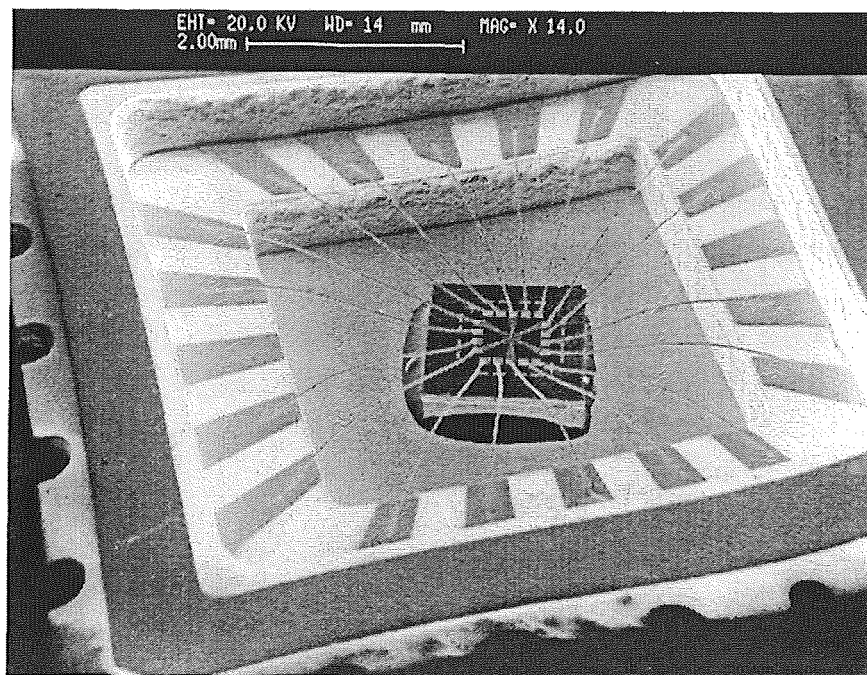


Abb.20: Elektronenmikroskopische Aufnahme des Probenträgers mit angeschlossener Probe.

werden 25 μm dicke Gold- oder Aluminiumdrähte auf die Kontaktstellen der Probe geschweißt und mit den Goldkontakten des Probenträgers verbunden (“Bonden”). Die fertig angeschlossene Probe kann direkt in den Probenhalter der Meßapparatur eingebaut werden.

5.2 Hallbarren mit Gate

Um eine Steuerwirkung auf die Struktur ausüben zu können, wird der Hallbarren mit einer diodischen Metallstruktur, dem “Gate” versehen. Dazu sind folgende zusätzliche Präparationsschritte nötig. Nach dem Aufbringen der ohmschen Metallisierung wird die Probe in zehnpromzentiger Flußsäure eine Minute von Oberflächenoxiden gereinigt. Das nachfolgende Abscheiden von einigen zehn Nanometern Siliziumdioxid (SiO_2) geschieht in einer PECVD-Anlage⁵. Erst dann werden die ohmschen Kontakte wie oben beschrieben einlegiert, da das Aufheizen gleichzeitig dem Ausheilen von Defekten im SiO_2 dient. Die Struktur ist jetzt durchgängig isoliert. Um die

⁵Plasma Enhanced Chemical Vapourphase Deposition

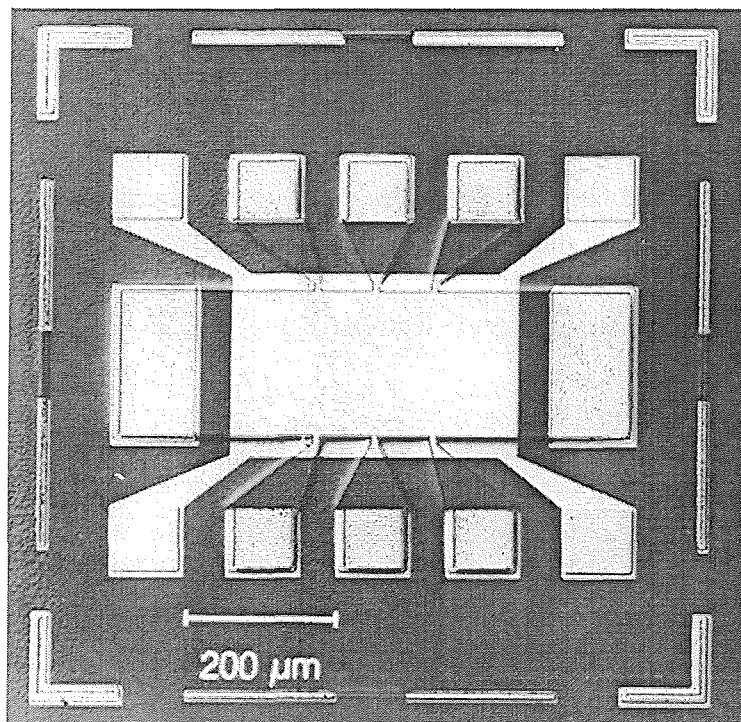


Abb.21: Hallbarren mit ohmschen Kontakten und Gatestruktur.

ohmschen Kontakte erreichen zu können, werden die photolithographischen Schritte ihrer Herstellung wiederholt. Diesmal wird die Lackmaske allerdings zum Freiätzen der Kontakte benutzt. Das SiO_2 wird an diesen Stellen in AF91-Lösung (gepufferte Flußsäure) entfernt. In einem nächsten Belichtungsschritt wird das Gatemetall auf dem isolierten Halbleiter definiert, aufgedampft und ebenfalls durch Lift-off strukturiert. Es besteht aus 5nm Chrom und 100nm Gold. Das Chrom dient zur Verbesserung der Haftung und die Goldschicht ermöglicht wieder das anschließende Bonden. Der so hergestellte Gatekontakt ist ein MIS-Gate⁶ mit sehr kleinen Leckströmen und erlaubt das Anlegen von Steuerspannungen bis zu einigen zehn Volt.

5.3 Quantenstrukturen

Im Unterschied zu den oben gezeigten Hallbarren können nicht alle Geometrien einer Quantenstruktur optisch definiert werden. Die Vorstrukturierung wird allerdings auch hier noch optisch vorgenommen, d.h. die Ätzung der elektrisch aktiven Zone und das Aufbringen der Kontakte erfolgt mit Chrom-Masken. Die Quantengeometrie wird in einem Designprogramm am Computer erstellt und als Vorlage für ein Elektronenmikroskop verwendet. Dieses Rasterelektronenmikroskop ist in der Lage, den Elektronenstrahl über die Probe zu führen und dabei die gewünschte Form mit ca 30nm Strahldurchmesser direkt zu schreiben. Die so erreichbare Strukturgröße liegt im Bereich von ca. 100nm, da aus dem Halbleitermaterial austretende Sekundärelektronen ebenfalls zu einer Belichtung des PMMA-Elektronenstrahllacks führen und die geschriebenen Geometrien aufweiten (Proximity-Effekt). Der verwendete Lack ist ca. 400nm dick und wird auf ähnliche Weise wie der optische Lack aufgebracht und entwickelt. Auch dieser Lack kann sowohl zum Ätzen als auch für lift-off Prozesse benutzt werden. Die folgenden Abbildungen zeigen einige Beispiele für Quantenstrukturen.

5.3.1 Punktkontakte

Bei Punktkontaktgeometrien muß eine Öffnung hergestellt werden, die die Größe weniger Elektronenwellenlängen nicht überschreiten darf. Sie muß also im Bereich von ca. hundert Nanometern liegen. Prinzipiell sind mehrere Verfahren praktikabel um derart kleine leitende Verbindungsstellen zwischen zwei großflächigen Halbleiterreservoirs herzustellen. Gezielte Implantation oder mechanische Zerstörung des Materials mit einem stark gebündelten Teilchenstrahl werden in einigen Materi-

⁶Metal Isolator Semiconductor

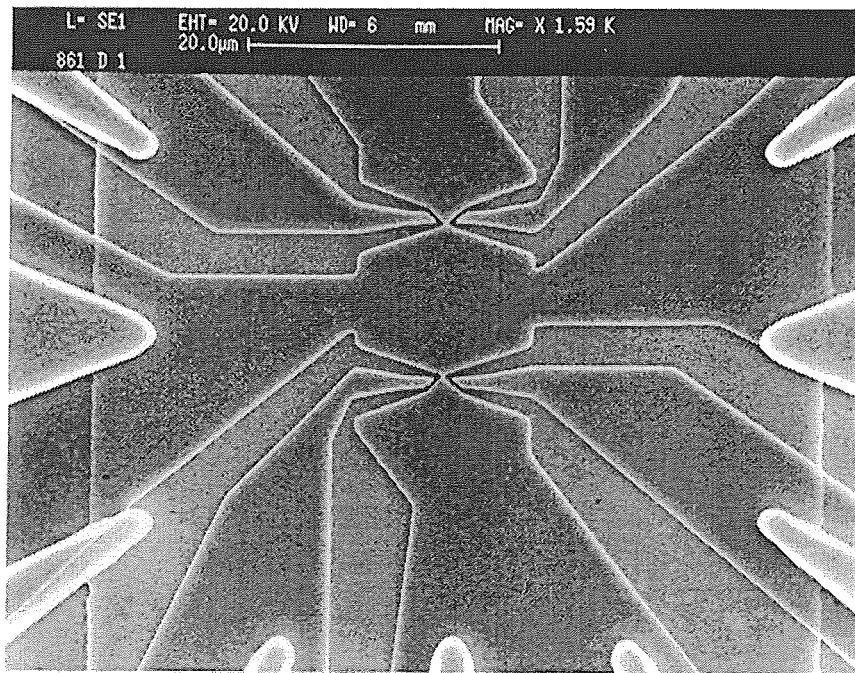


Abb.22: Zwei geätzte Punktkontakte in Aufsicht.

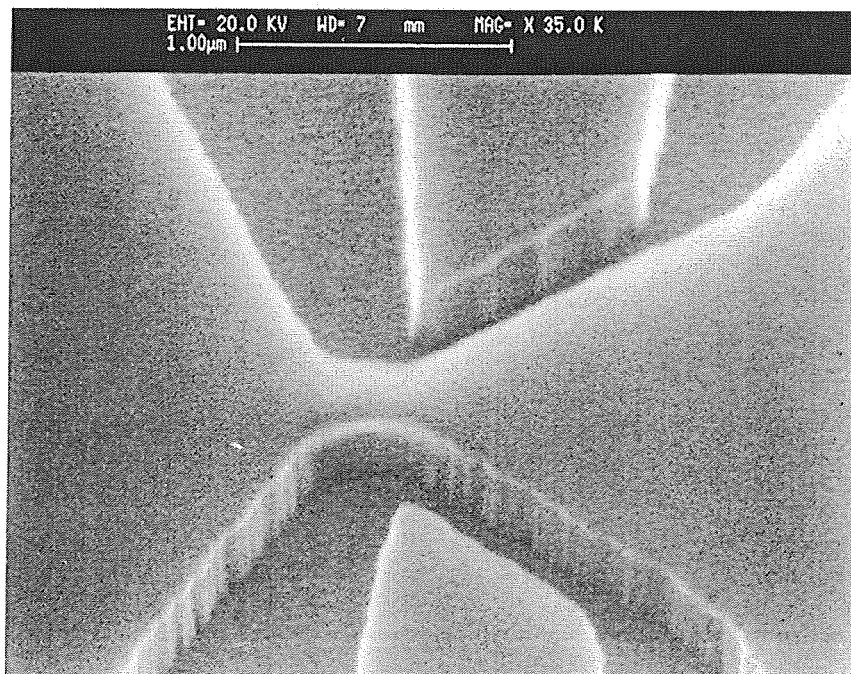


Abb.23: Schräge Aufsicht auf einen der beiden Punktkontakte. Die Tiefe der RIE-Flanken ist vergleichbar zur lateralen Breite des Punktkontakts. ($\sim 200\text{nm}$)

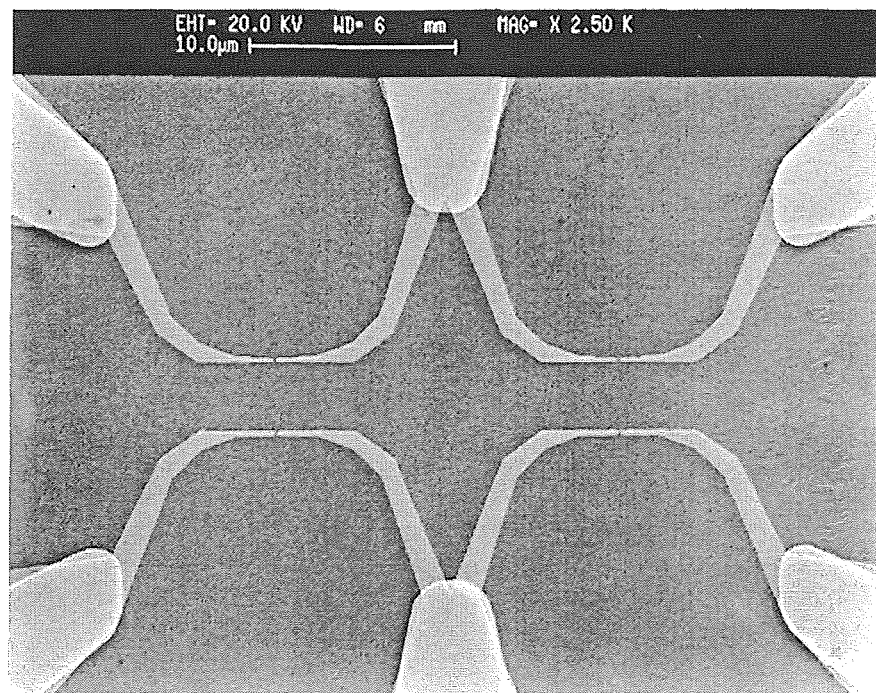


Abb.24: REM-Bild einer Probe mit vier geometrisch verschiedenen Punktkontakten in Aufsicht.

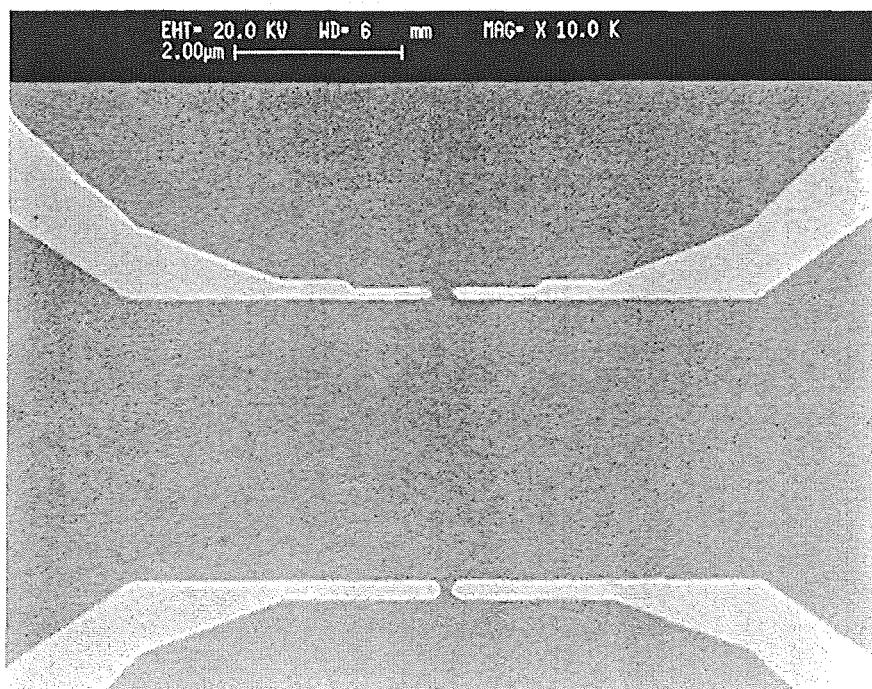


Abb.25: Fünffach vergrößerter Ausschnitt aus der oberen Aufnahme, deutlich sind die Geometrieunterschiede in Breite und Länge der Punktkontaktöffnung zu erkennen.

alsystemen erfolgreich eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei andere Verfahren bevorzugt, da bei einer direkten Hochenergie-Implantation mit Herabsetzung der Elektronenbeweglichkeit im Punktkontakt gerechnet werden muß. Die Herstellung geätzter Punktkontakte (Abb.23) geschieht mit einem speziellen Übertragungsverfahren. Zuerst wird die vorstrukturierte Probe mit 30nm SiO₂ überzogen. Es dient hier aber nicht zur Isolation. Ihm folgt ein Elektronenstrahl-lacksystem, in das die gewünschte Struktur mit dem Elektronenmikroskop geschrieben wird. Nach der Entwicklung des Lacks wird das SiO₂ in einem Ätzschritt strukturiert und weist dann ein Abbild der Lackstruktur auf. Der Lack wird entfernt und das SiO₂ übernimmt die Rolle der Maske für das anschließende reaktive Ionenätzen (RIE). Der Elektronenstrahl-lack würde bei diesem Prozeßschritt seine scharfe Geometrie verlieren, das SiO₂ ist dagegen beständig. In einem Methan-Wasserstoff Prozeß wird der Halbleiter geätzt und abschließend das SiO₂ in AF-91 entfernt.

Genauer zu diesem Prozeß ist in [6, 49] beschrieben. Ein wesentliches Problem ist die Ablagerung elementaren Indiums durch den RIE-Prozeß in den geätzten Gräben, wodurch die gewünschte Isolation über die erzeugte Furche hinweg nicht reproduzierbar erreicht werden konnte. Bringt man die Punktkontaktgeometrie in Split-Gate-Technologie auf der Oberfläche des Halbleiters auf, so hat man kein Problem mit Indiumablagerungen, da RIE-Ätzen vermieden werden kann. Die aufgebrachten Metallkontakte müssen diodisch und insbesondere leckstromarm sein. Diese Bedingungen sind auf InP oder InGaAs Material nur schwer zu erfüllen, da die Schottkybarriere klein ist. Um dennoch eine vergleichbare Dioden-Funktion der Metallisierung zu erreichen, wurde genau wie bei der Hallbarren-Gatestruktur, vor den elektronenstrahl-definierten Metallschichten (5nm Cr, 30nm Au) eine möglichst dünne, homogene PECVD-SiO₂ Schicht aufgebracht.

5.3.2 Quantendrähte

Die Herstellung von Quantendrähten (Abb.26) ist vergleichbar mit der Prozessierung geätzter Punktkontakte. Der wesentliche Unterschied liegt in dem Verhältnis zwischen elektronenstrahl-beschriebener zu freier Fläche. Es ist grundsätzlich für die Schärfe der geschriebenen Geometrie von Vorteil, wenn der Elektronenstrahl kleine Bereiche beschreibt, da der auflösungsbegrenzende Proximity-Effekt dadurch geringer ausfällt. Die Quantendrahtfläche ist im Vergleich zu den Punktkontaktarealen sehr klein. Es bietet sich daher an, nicht den Teil der Struktur zu schreiben, der entfernt werden soll, sondern den Draht selber. Es handelt sich also um den inver-

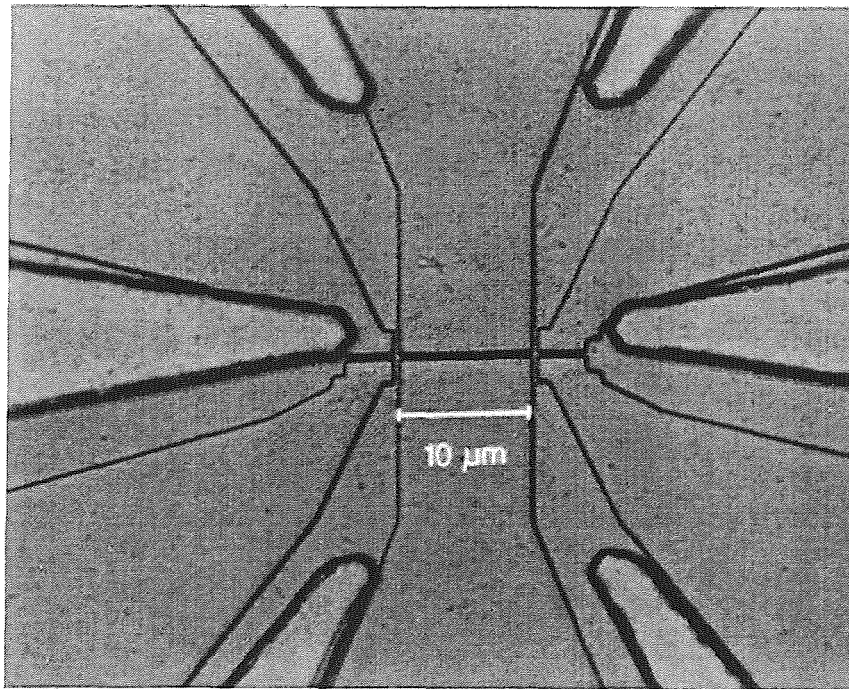


Abb.26: Lichtmikroskopische Aufnahme eines 130nm breiten Quantendrahtes.

sen Belichtungsprozeß. Aus diesem Grund wird nun keine Strukturübertragung in SiO_2 für den RIE-Schritt vorgenommen, sondern Titan auf den entwickelten Lack aufgebracht und ein Lift-off durchgeführt. Man erhält eine positive Titanmaske des Drahtes auf der Halbleiteroberfläche, die das Material im RIE-Ätzprozeß schützt. Abschließend wird das Titan selektiv in 10%iger Flußsäure entfernt.

6 Meßmethoden

Sämtliche Messungen dieser Arbeit wurden bei Temperaturen unterhalb von 25 Kelvin in zwei Kryostaten der Firma Oxford Instruments durchgeführt. Beide Kryostaten erreichen ihre Schildtemperatur durch einen vakuumisolierten Mantel aus flüssigem Helium (4.2K), unterscheiden sich jedoch im weiteren Kühlprinzip. Der ^3He -Kryostat erlaubt den größeren Temperaturbereich von 300mK bis ca 30K durch Abpumpen von ^3He aus der flüssigen Phase innerhalb des Probenvolumens, aber keinen Dauerbetrieb. Temperaturen von 30mK oder 1.4K können im zweiten Gerät, dem Mischkryostat, erzeugt und zeitlich konstant genutzt werden. Unter Verwendung eines Phasengemisches aus ^3He und $^4\text{Helium}$ wird der Probenraum kontinuierlich gekühlt. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Grundlagen zu den Kühlsystemen findet sich in [73].

Beide Systeme sind mit supraleitenden Spulen ausgestattet und erlauben die Erzeugung von Magnetfeldern bis zu maximal 8 (^3He -Kryostat) bzw. 16 Tesla (Mischkryostat). Die externe Steuerung des Feldes kann mit einer Genauigkeit bis zu 0.1 Millitesla vorgenommen werden.

Die nach außen geführte Kontaktierung der Proben ermöglicht externe elektrische Verschaltungen mit großer Variationsbreite. Durch den rechnergestützten Meßablauf kann eine hohe Zahl von Parameterveränderungen weitgehend automatisch erfaßt und verarbeitet werden. Die vom Computer angesteuerten aktiven Schaltungselemente, wie Strom-/Spannungsquellen oder Magnetnetzteile und die digitale Auslesung der Meßinstrumente ergeben diskrete (x,y)-Wertepaare mit variablen Abständen und somit einstellbaren Genauigkeiten innerhalb der vorgegebenen Auflösungsgrenzen. Durch die Wahl der Zeitkonstanten des Meßablaufs ist eine weitere Parameteranpassung zur Minimierung des Signalrauschens – Erhöhung der Genauigkeit – möglich.

6.1 Shubnikov-de Haas Messungen

SdH-Messungen werden in Lock-in Technik aufgenommen. Das eingeprägte Stromsignal (10nA-1 μ A) wird mit einer festen Frequenz moduliert, die über die Probe abfallenden Meßspannungen im gleichen Frequenzfenster detektiert. Durch diese Methode fallen Rauschanteile (z.B. aus dem 50 Hertz Netzbrummen) "falscher" Periodizität aus dem Signal heraus. Die eingeprägte Frequenz wurde im Bereich 17-270Hz gewählt, je nach Impedanz der Probe. Die Signalverschiebung in der Phase

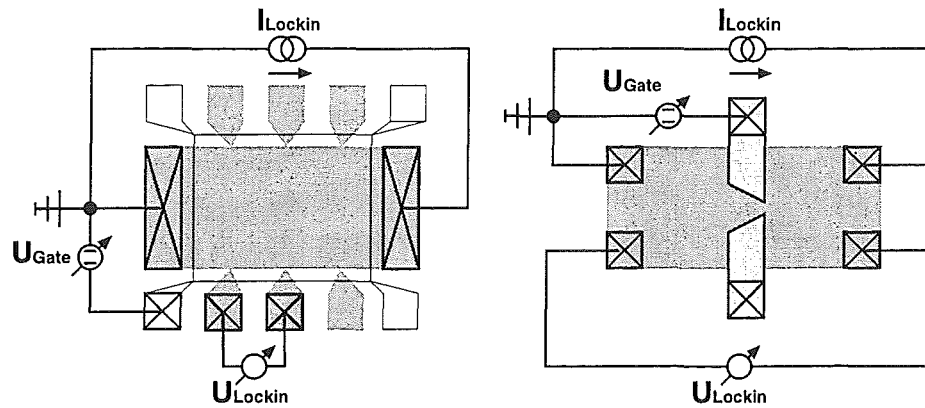


Abb.27: Schaltungen für SdH-Messungen mit Gatespannung (links) und Punktkontaktmessung in Lock-in Technik.

zwischen Strom und Spannung ist dabei nach Möglichkeit unter 2° , also im Bereich rein ohmscher Antwort gehalten worden. Die Verschaltung ist in Abb.27 dargestellt.

6.2 Punktkontakte

In einer Punktkontaktmessung wird ebenfalls ein Strom zwischen den beiden 2DEG-Reservoiren eingeprägt. Der Punktkontaktwiderstand wird als Spannungsabfall über der Einschnürung des 2DEGs als Funktion der Split-Gate Spannung abgegriffen. Die Elektronen dürfen dabei nicht deutlich über den Fermisee angehoben werden ($E = eU = eIR \ll E_F$). Bei typischen Widerständen im Bereich einiger Kiloohm bedeutet dies eine Meßstrombegrenzung auf höchstens wenige zehn Nanoampere.

6.3 Antilokalisierung

Die Antilokalisierungsmessung ist im Prinzip eine SdH-Messung bei kleinen Magnetfeldern, also in einem Bereich in dem die SdH-Oszillationen nicht aufgelöst werden. Die Magnetfeldauflösung ist dafür um einen Faktor zehn bis einhundert höher und wurde durch ein feiner regelndes Magnetnetzteil ermöglicht.

7 SdH-Messungen zur Spinaufspaltung

In diesem Kapitel werden die Shubnikov-de Haas Messungen zur Spinaufspaltung vorgestellt und mit Hilfe der Theorie qualitativ und quantitativ ausgewertet. Die in den vorangegangenen Kapiteln als Beispiel angeführte 2DEG-Struktur wird dabei zuerst behandelt.

7.1 Asymmetrisches Schichtsystem (2DEG)

Die Struktur wurde in ihrem Schichtaufbau bereits auf Seite 13 beschrieben und als Beispiel in Kapitel 4 benutzt. Die Auswertung der Hall- und SdH-Messungen (Abb.28) ergeben folgende Daten für die Ladungsträgerkonzentration:

$$n_{2d}^{\text{Hall}} = (6.1 \pm 0.3) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

$$n_{2d}^{\text{SdH}} = (6.2 \pm 0.2) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

Die Werte zeigen an, daß sich alle Ladungsträger im 2DEG befinden, andernfalls würde der SdH-Effekt, der nur sensitiv für die Elektronen in der 2d Schicht ist, eine kleinere Ladungsträgerkonzentration ergeben als die Hallmessung, die alle freien Elektronen im Schichtpaket detektiert. Diese Aussage wird von der Tatsache

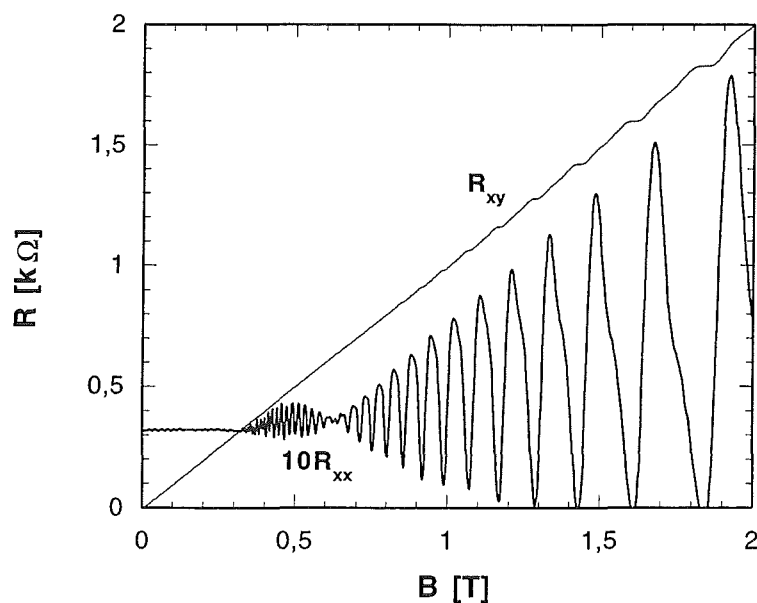


Abb.28: Hall- und Shubnikov-de Haas Messung der Probe 1 (2DEG) bei 300mK

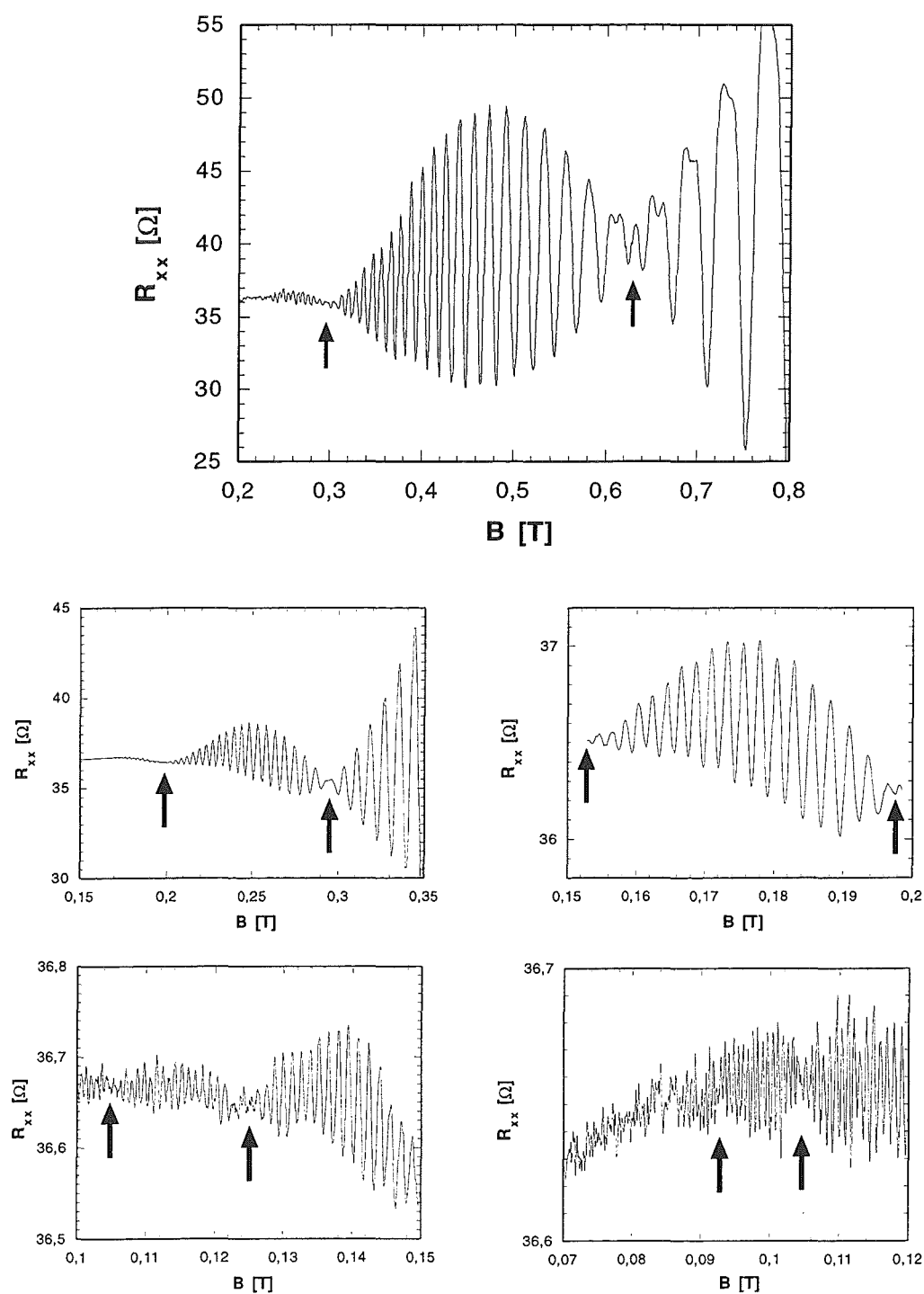


Abb.29: SdH-Messungen von Probe 1 im Kleinfeldbereich mit hoher zeitlicher Integration zur Rauschunterdrückung.

gestützt, daß die Minima der SdH-Oszillationen für Magnetfelder größer als 1.3T auf Null fallen [90]. Aus dem Wert für $R_{xx}(B=0)$ läßt sich mit der ermittelten Ladungsträgerkonzentration und dem geometrischen Verhältnis zwischen Abstand der SdH-Spannungskontakte x und der Breite der Probe y die Elektronenbeweglichkeit μ mittels

$$\mu = \frac{\sigma_{xx}(B=0)}{n e} = \frac{x}{n e y R_{xx}(B=0)} = (48 \pm 4) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$$

berechnen, was einer Transportstreuzeit (vgl. Seite 9) von $\tau_{\text{tr}} = 11\text{ps}$ und einer Quantenstreuzeit von ca. $\tau_{\text{q}} = 2\text{ps}$ entspricht. Dank der hohen Beweglichkeit sind die Landauniveaus sehr scharf und die SdH-Oszillationen bis hinab zu geringen Magnetfeldern aufgelöst (Abb.29). Die hohe Zahl von sieben aufgelösten Schwebungsknoten wurde bei keiner weiteren Probe gefunden, da ähnlich hohe Beweglichkeiten nicht mehr reproduziert werden konnten. Bei diesem 2DEG sind daher zwei Auswertungsmöglichkeiten für den Spin-Bahn Kopplungsparameter gegeben:

7.1.1 Auswertung des Fourierspektrums

Das Fourierspektrum der Probe ist aus dem im Einschub dargestellten R_{xx} -Bereich errechnet und zeigt dank der guten Auflösung der Widerstandskurve eine sehr scharfe Doppelpeak-Struktur. Δn kann aus dem Diagramm zu

$$\Delta n = (2.25 \pm 0.4) \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$$

abgelesen werden. Unter Zuhilfenahme von Gleichung (58) bestimmt sich α von Probe 1 zu:

$$\alpha_1^{\text{fourier}} = (6.9 \pm 1.3) \times 10^{-12} \text{eVm}$$

7.1.2 Auswertung der Knotenlage

Die zweite Möglichkeit, einen Wert für α_1 der Probe 1 zu ermitteln, liegt in der Auftragung des Knotenindex gegen den zugehörigen inversen Magnetfeldwert (Abb. 31). Dabei erhält der Knoten zum höchsten Magnetfeld den Index " $i = 1$ ". Wenn wir jetzt wieder – der Diskussion aus Kapitel 4 folgend – die Energieaufspaltung $\Delta\varepsilon$ auf Grund der Spin-Bahn Wechselwirkung zwischen den Spinsubbändern am Fermi-niveau unabhängig vom Magnetfeld annehmen, aber diesmal nicht die zusätzlich auftretende magnetfeldabhängige Zeeman-Aufspaltung als kleinen Beitrag vernachlässigen, dann ist die Energieaufspaltung δ am Fermi-niveau:

$$\delta = \Delta\varepsilon + \Delta E_{\text{Zeeman}} = \Delta E + g^* \mu_{\text{B}} B.$$

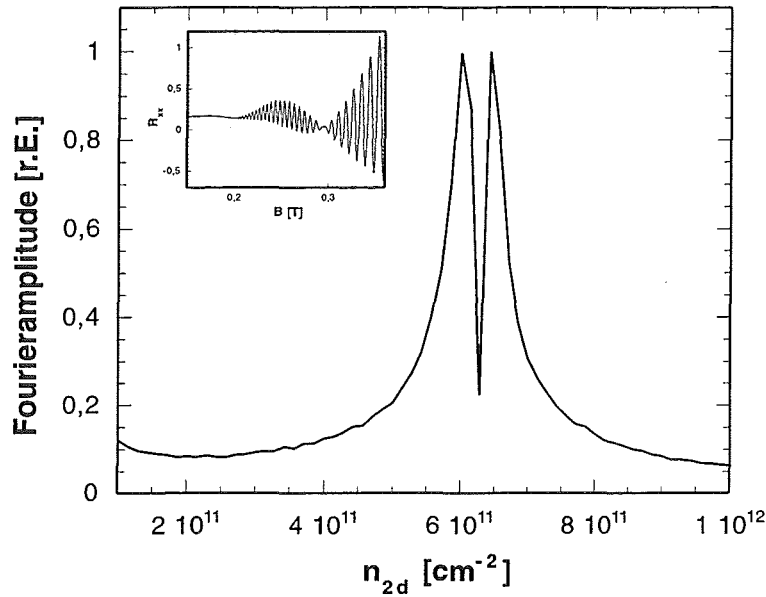


Abb.30: Fouriertransformierte des im Einschub gezeigten Magnetfeldbereichs (Achse ist auf Spinentartung geeicht – Δn ergibt sich aus dem halben Doppelpeakabstand !).

Die Schwebungsamplitude A der SdH-Oszillationen ist in erster harmonischer Näherung gegeben durch [16, 53]:

$$A \sim \cos\left(\pi \frac{\delta}{\hbar \omega_c}\right)$$

Setzt man ein, so erhält man für den Knotenindex i als Funktion von $1/B$ die Geradengleichung:

$$i = \frac{m^* \Delta \varepsilon}{\hbar e} \left(\frac{1}{B}\right) + \left(\frac{g^* m^*}{2m_0} + \frac{1}{2}\right)$$

Mit $\Delta \varepsilon = 2\alpha k_F = 2\alpha(2\pi n_{2d})^{1/2}$ ergibt sich aus der in Abb.31 gezeigten Geraden ein α_1^{Knoten} von:

$$\alpha_1^{\text{Knoten}} = (5 \pm 0.1) \times 10^{-12} \text{ eVm}$$

Der Wert trifft den für diese Heterostruktur bereits im 3ten Kapitel auf Seite 33 berechneten Theoriewert im Rahmen des Fehlers sehr gut. Im Vergleich zum ersten Experimentwert aus dem Fourierspektrum ist dieser Wert genauer, da der Zeemananteil der Spinaufspaltung nun nicht mehr falsch der Spin-Bahn Wechselwirkung zugerechnet wird. Dennoch ist die Abweichung in α^{Fourier} für die Proben, bei denen auf Grund der mangelnden Beweglichkeit keine Knotenauswertung gemacht werden kann, zu

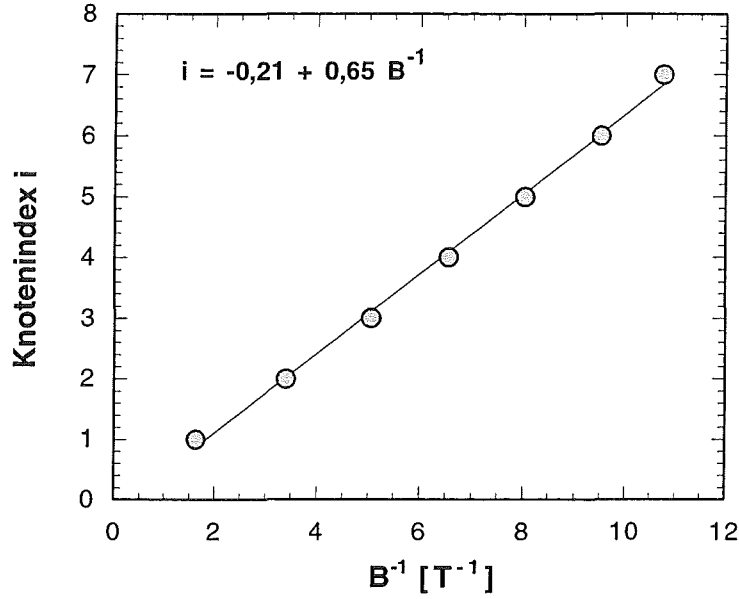


Abb.31: Schwebungsknoten der SdH-Oszillationen. Der letzte Knoten beim höchsten Magnetfeld hat den Index $i = 1$.

tolerieren. Die relative Abweichung der zwei Experimentalwerte $\alpha_1^{\text{Fourier}}$ und α_1^{Knoten} von 27% zueinander stimmt mit dem bereits im SdH-Kapitel theoretisch vorhergesagten Fehler für die Vernachlässigung des Zeemananteils bei der Fourierauswertung von 20% gut überein.

Nach der Gleichung von Andrada e Silva [5] für α , die auf Seite 20 besprochen wurde, ergibt sich für den Spin-Bahn Parameter der Rashba-Wechselwirkung der Wert:

$$\alpha_1^{\text{Andr. et al.}} = 3.3 \times 10^{-12} \text{ eVm},$$

wobei zur Berechnung schon das maximale elektrische Feld $\mathcal{E}_{\text{max}}$ zwischen 2DEG und Dotierung von $9 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ angesetzt worden ist. Ein realistischerer Zahlenwert für das elektrische Feld ist sicherlich der mit den Wellenfunktionen der Kanalelektronen gebildete Erwartungswert $\hat{\mathcal{E}} = 4.4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ (vgl. Abb.6). α halbiert sich dann auf $1.7 \times 10^{-12} \text{ eVm}$. Vergleicht man diesen Wert mit der Aufstellung der Theoriebeiträge zu α (Seite 33), stellt man fest, daß dies gerade der Beitrag des elektrischen Feldes im Potentialtopf allein ist. Die weiteren Beiträge, die vor allem auf die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen zurückgehen und in dieser Arbeit erstmals berücksichtigt werden, machen gerade die Differenz zum gemessenen α , d.h. den größeren Teil des Parameters aus.

Als Ergebnisse dieses Abschnitts kann man festhalten:

- Die theoretischen Erwartungen aus der dargestellten effektiven Massentheorie für Heterostrukturen treffen die experimentellen Befunde für den Spin-Bahn Wechselwirkungsparameter sehr gut.
- Die Berücksichtigung der Grenzflächenterme ist für die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wesentlich.

7.2 Symmetrische Schichtsysteme

Der vorhergehende Abschnitt hat bereits die gute numerische Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment gezeigt. An dieser Stelle soll noch einmal explizit gezeigt werden, daß die Vernachlässigung des k^3 -Terms in der Theorie, also der Anteil der Symmetriebrechung durch die Zinkblendestruktur des Gitters keine meßbaren Beiträge zu α liefert. Nimmt man eine – im Rahmen der Genauigkeit – symmetrische Heterostruktur, bei der die Bandstruktursimulation nahezu perfekte Achsensymmetrie zur Kanalmitte ergibt (Abb.32), der Theoriewert von α also nahe

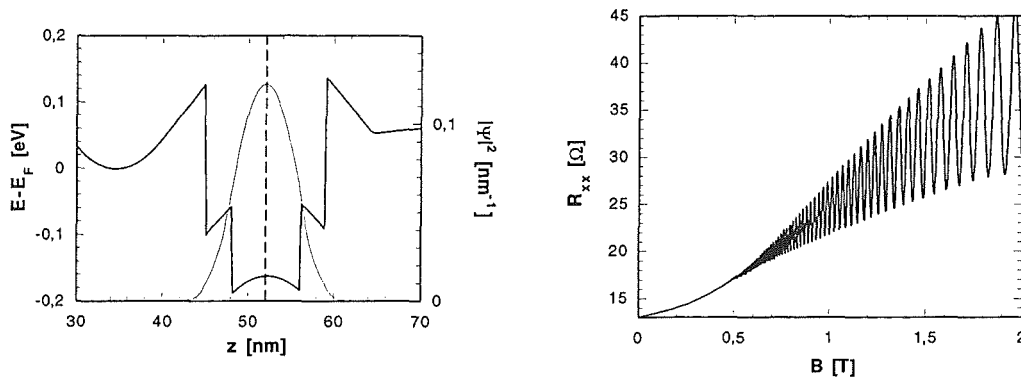


Abb.32: Symmetrischer Rechtecktopf (Probe 2). Der Erwartungswert des elektrischen Feldes $\hat{\mathcal{E}} = 4 \times 10^5 \text{ V/m}$ ist um eine Größenordnung geringer als bei Probe 1, die Aufenthaltswahrscheinlichkeit an den Grenzflächen im Rahmen der numerischen Ungenauigkeiten identisch. Rechts ist die zugehörige SdH-Messung der Probe 2 zu sehen, sie weist keine Schwebungsphänomene auf, α ist also sehr viel kleiner als bei allen anderen Proben.

Null ($\ll 1 \times 10^{-12} \text{eVm}$) ist, dann sind in den SdH-Oszillationen auch keine Schwebungen aufzufinden. Ein unterstützendes Argument für die Vernachlässigung des k^3 -Terms ist auch die nicht vorhandene Richtungsabhängigkeit der Spinaufspaltung, wie sie gemäß den Punkten 2. und 3. auf Seite 20 nur dann zu erwarten ist, wenn der Rashba-Term allein und kein k^3 -Term wirkt. Es konnte bei keiner Probe mit Spinaufspaltung eine Veränderung von α bezüglich der Orientierung des Hallbarrens auf dem Wafer gefunden werden. Die Meßkurven sind bis auf geringe Abweichungen deckungsgleich, insbesondere sind Ladungsträgerkonzentration, Schwebungsknotelage und Fourierspektren gedrehter Hallbarren (Drehwinkel $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) des gleichen Ausgangsmaterials identisch.

Ergebnis:

- Der k^3 -Term spielt offensichtlich keine entscheidende Rolle bei der Spin-Bahn Wechselwirkung in InGaAs-Heterostrukturen. Sein Beitrag ist kleiner als die Meßauflösung.

7.3 Gategesteuerte SdH-Messungen

Auf die Symmetrie eines Potentialtopfes hat man durch die Epitaxie den direktesten Einfluß. Anschließend ist eine gezielte Änderung des Schichtsystems mit genau bekanntem Einfluß auf den Leitungsbandverlauf jedoch kaum noch möglich. Die Herstellung vieler verschiedener Epitaxieschichten läßt zwar auch eine systematische Symmetrieuntersuchung des Spin-Bahn Kopplungsparameters zu, erfordert aber eine große Zahl von Wafern und Zeit. Des weiteren führt sie in der Regel durch Schwankungen in der eingestellten Dotierung zwischen zwei aufeinander folgenden Epitaxieprozessen nicht zu der gewünschten Genauigkeit.

Durch einen großflächigen Gatekontakt auf dem Hallbarren ist eine zeitlich beschränkte, reversible Änderung der Kanaleigenschaften möglich, wobei die sonstigen Eigenschaften der Heterostruktur erhalten bleiben. Die Variation in α durch die Gatespannung soll jetzt anhand zweier Schichtsysteme demonstriert und ausgewertet werden.

7.3.1 Gategesteuerter Rechtecktopf

Zuerst werden die Ergebnisse des symmetrischeren Schichtsystems dargestellt. Die gewählte Heterostruktur (Probe 3) ist ein Rechtecktopf aus 10nm 77%igem InGaAs zwischen InP Barrieren auf semiisolierendem InP-Substrat. Die obere InP-Barriere

ist 40nm dick und bildet zugleich den Abschluß des Systems. Der Kanal liegt damit 40nm unterhalb der Oberfläche. Der Gatekontakt sollte sehr direkt auf die Kanalelektronen wirken, weil keine breiten Raumladungszonen in der Zwischenschicht liegen. In Vorversuchen ist überprüft worden, daß eine weitere Dickenreduktion der InP-Deckbarriere zu einer Degradation der elektrischen Kanaleigenschaften führt (die Beweglichkeit fällt unter $2\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$), wodurch SdH-Messungen im Kleinfeldbereich durch die Streuverbreiterung der Landauniveaus keine Oszillationen mehr auflösen. Die n-Dotierung ($1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) liegt 8nm unterhalb des quantisierten Kanals.

Einfluß der SiO_2 -Schicht

Vor den SdH-Messungen wird hier noch der Einfluß der aufgetragenen Isolationschicht (vgl. Präparationsbeschreibung) zwischen Halbleiteroberfläche und Gatekontakt diskutiert. Abbildung 33 zeigt Messungen der Probe 3 vor und nach der Präparation des Gatekontakts. Man erkennt eine Zunahme der SdH-Frequenz, eine geringere Steigung der Hallgeraden und einen verminderten Longitudinalwiderstand bei $B = 0$. Alle Effekte sind leicht durch die Abnahme des Oberflächenpinnings Φ_B – des

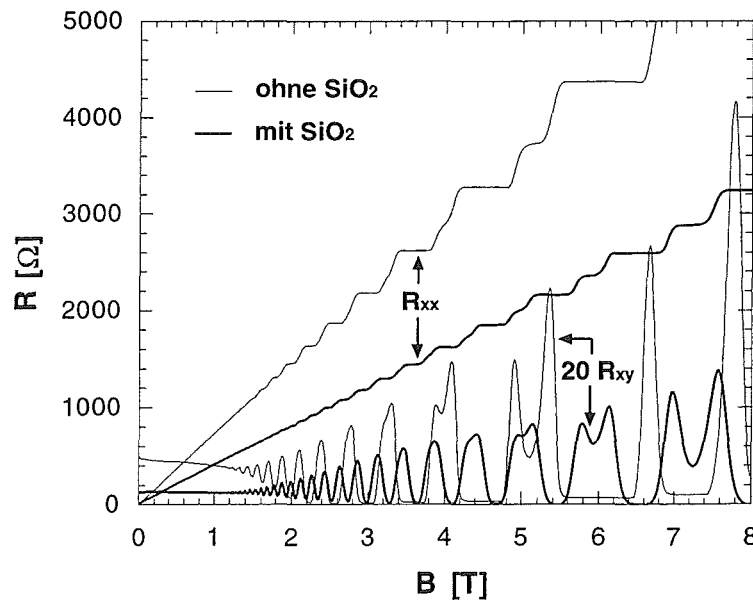


Abb.33: Shubnikov-de Haas und Hall-Messungen von Probe 3 mit und ohne SiO_2 .

Abstands zwischen Leitungsband und Fermi-niveau an der Halbleiteroberfläche – zu erklären. Wie schon auf Seite 13 beschrieben, sinkt die Oberflächenbarriere Φ_B von InP durch die Bildung von Oxiden ab. Die Oxidbildung ist beim Aufbringen von SiO_2 durch plasmaunterstützte Gasphasen-Epitaxie prozeßbedingt unvermeidbar. Das abgesenkte Leitungsband wird im Kanal tiefer unter das Fermi-niveau gedrückt, wodurch das erste Subband stärker aufgefüllt wird. Die Ladungsträgerkonzentration steigt von

$$n_{2d} = 0.86 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \quad \text{auf} \quad n_{2d}^{\text{SiO}_2} = 1.59 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$$

Die Beweglichkeit steigt durch das Absenken des Leitungsbandes, weil die Elektronen weniger stark auf die hintere Grenzfläche gedrückt werden, hinter der die Dotierung liegt. Die Wellenfunktion der Topfelektronen vermindert also den Überlapp mit den ionisierten Donatoren, gleichzeitig steigt durch die höhere Ladungsträgerkonzentration auch die Abschirmung von Störstellen im Kanal [53]. Die Beweglichkeit erhöht sich von

$$\mu = 1.1 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \quad \text{auf} \quad \mu^{\text{SiO}_2} = 2.1 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$$

Einfluß der Gatespannung

Die Gatespannung macht sich, wenn sie wie in diesem Fall leckstromfrei angelegt werden kann, in nur einer Veränderung der Oberflächenbarriere Φ_B bemerkbar. In die Simulation der Bandstruktur geht die Spannung nur durch Φ_B ein. Es wurden

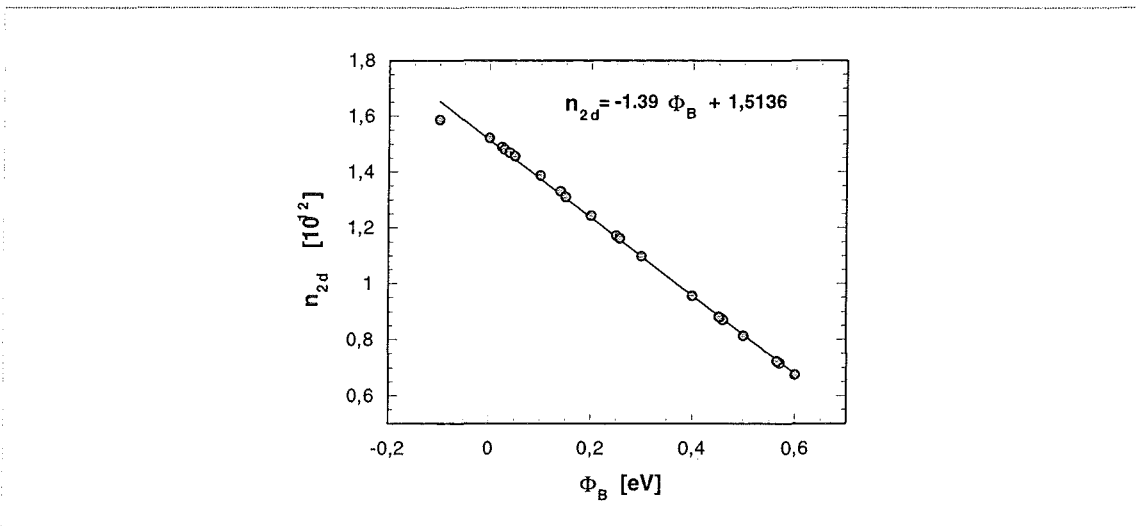


Abb.34: Simulierte Ladungsträgerkonzentration der Probe 3 als Funktion der angenommenen Oberflächenbarriere Φ_B

mehrere Werte für die Lage des Leitungsbandes an der Oberfläche simuliert, dabei ergab sich der in Abb.34 dargestellte lineare Zusammenhang zwischen errechneter Ladungsträgerkonzentration n_{2d} im Kanal und angesetzttem Φ_B . Aus diesem Zusammenhang lassen sich die Φ_B für die gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen bei den unterschiedlichen Gatespannungen ablesen und für die Berechnung der gatespannungsabhängigen Bandstruktur verwenden.

SdH-Messungen mit Gatespannung an Probe 3

Abbildung 35 zeigt die SdH-Oszillationen bei verschiedenen Gatespannungen. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Meßkurven sind leicht qualitativ zu erklären. Die Oszillationsperiode verringert sich bei steigender Sperrspannung (negative Werte) durch die Ladungsträgerverarmung des Kanals, gleichzeitig steigen die Streuung der 2d-Elektronen und damit der Nullfeldwiderstand an. Der wesentliche Effekt liegt in der Veränderung der Knotenlage (hervorgehoben durch Kreise) in Verbindung mit der geänderten Ladungsträgerkonzentration. Wieder werden die experimentellen Werte für α aus dem Fourierspektrum (Abb.36) der SdH-Messung mit Hilfe von Gleichung (58) bestimmt. Man sieht dort deutlich die Reduktion der Ladungsträgerkonzentration bei steigender Sperrspannung und kann jeweils Δn aus dem Doppelpeak ermitteln. Vor der Diskussion der Spinaufspaltung müssen nun noch die Theoriewerte berechnet werden. Die Simulation der Bandverläufe erfolgt mit den gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen, denen in Abbildung 34 die passenden Oberflächenbarrieren zugeordnet werden. In die Simulation geht also kein freier Parameter ein.

Simulationsergebnisse

Die Berechnung des Leitungsbandverlaufes, des elektrischen Feldes, der Aufenthaltswahrscheinlichkeit an den Grenzflächen sowie des Erwartungswertes des Feldes im Potentialtopf und in den Barrieren wurde für jeden Spannungswert durchgeführt. Abbildung 37 und 38 zeigen zur besseren Übersicht nur die jeweiligen Extremwerte bei den Gatespannungseckwerten +2V und -6V. Man kann den Einfluß der Spannung auf die Symmetrie des Potentials deutlich erkennen. In Abb.37 wird deutlich, daß sich der Boden des Potentialtopfes bei -6V Gatespannung im Vergleich zu +2V links stark angehoben hat, er weist eine durchgängig negative Steigung, statt eines Maximums in der Nähe der Topfmitte auf. Der Schwerpunkt der Wellenfunktion ist deshalb bei -6V auch deutlich nach rechts verschoben, die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den beiden Grenzflächen links und rechts sind dadurch unterschiedlich

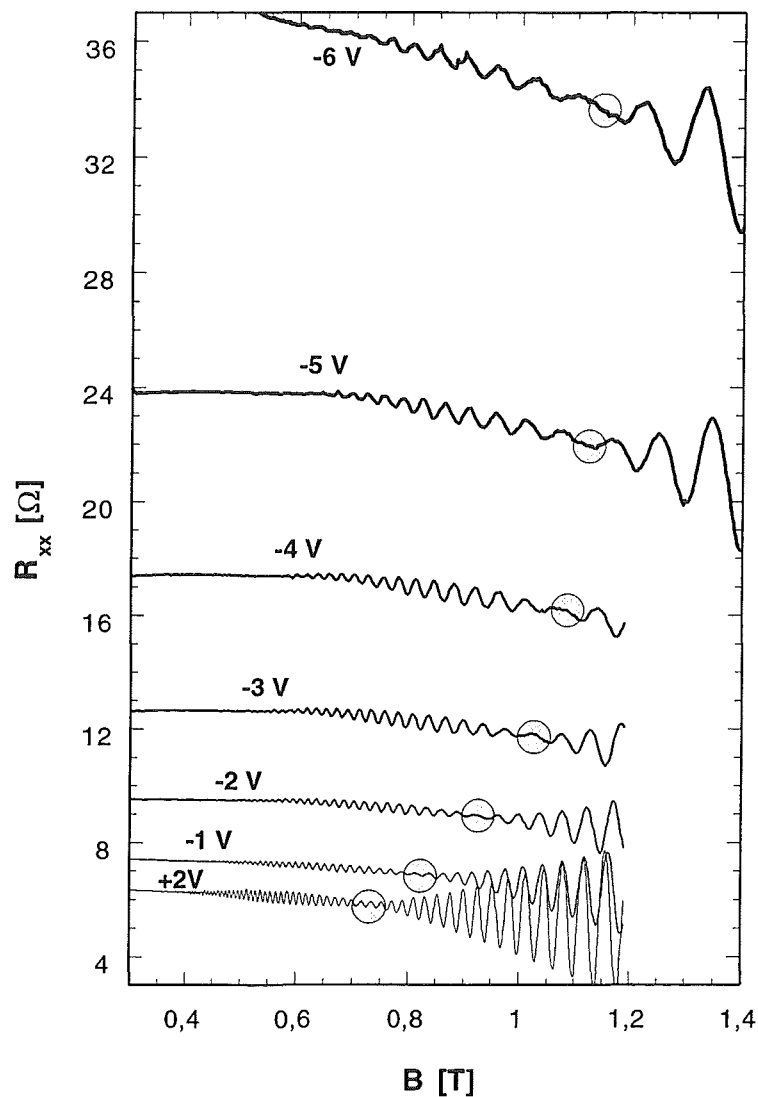


Abb.35: SdH-Oszillationen von Probe 3 für verschiedene Gatespannungen bei 300mK.

groß. Abbildung 38 zeigt, daß die Ableitung des Potentials gewichtet mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei -6V ausschließlich negativ ist, bei $+2\text{V}$ dagegen einen Nulldurchgang besitzt. Das Integral über diese beiden Kurven – der Erwartungswert des elektrischen Feldes⁷ – ist daher deutlich unterschiedlich. Die zur Berechnung von

⁷Genauer: der Erwartungswert der Potentialableitung, er ist bis auf den Faktor $-1/e$ gleich dem Erwartungswert des $\mathcal{E}$ -Feldes

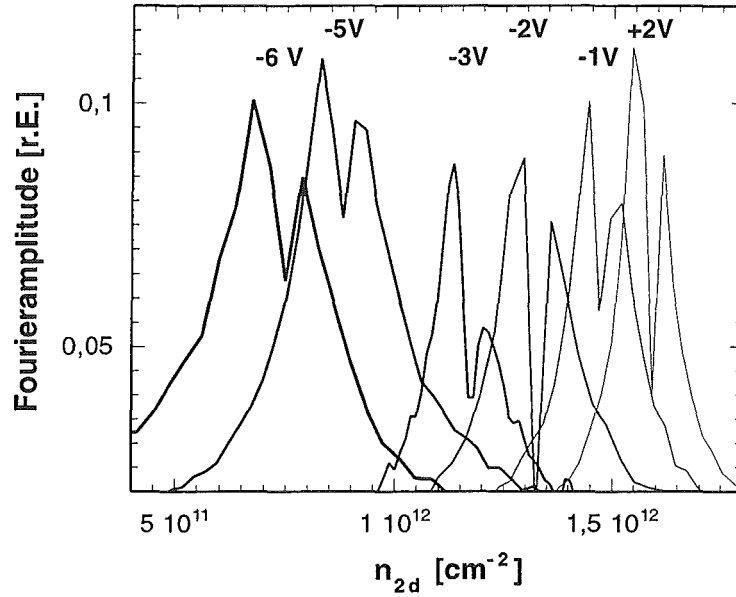


Abb.36: Fouriertransformierte der SdH-Kurven von Probe 3.

α benötigten Größen wurden bereits in Kapitel 3 eingeführt, die Gleichung für α nach Einsetzen aller Konstanten (vgl. Tabelle auf Seite 31) lautet in Analogie zu Gleichung (43):

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ A' < \mathcal{E}_A > + B' < \mathcal{E}_{B_1} > + B' < \mathcal{E}_{B_2} > \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} B |\Psi(40\text{nm})|^2 + \frac{1}{2} B |\Psi(50\text{nm})|^2 \right\} \\
 &= 2.8 \times 10^{-19} \text{eV}^2 \text{m}^2 \left\{ -1.689 \cdot < \mathcal{E}_A > \right. \\
 &\quad \left. - 0.159 \cdot (< \mathcal{E}_{B_1} > + < \mathcal{E}_{B_2} >) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} 1.305 \cdot (|\Psi(50\text{nm})|^2 - |\Psi(40\text{nm})|^2) \right\} \text{eV}^{-1} \text{m}^{-1}
 \end{aligned}$$

Die Werte für α aus Experiment und Theorie sind in Abbildung 39 zusammen aufgetragen. Die Fehlerbalken der Experimentwerte gehen auf die endliche Breite der Fourierpeaks zurück. Die Theoriewerte sind mit ihrer numerischen Ungenauigkeit aus der Aufenthaltswahrscheinlichkeit an der Grenzfläche aufgetragen. Folgende Schlußfolgerungen lassen sich aus dieser Graphik ziehen:

1. Die Rashba-Spin-Bahn Wechselwirkung mit dem Kopplungsparameter α aus

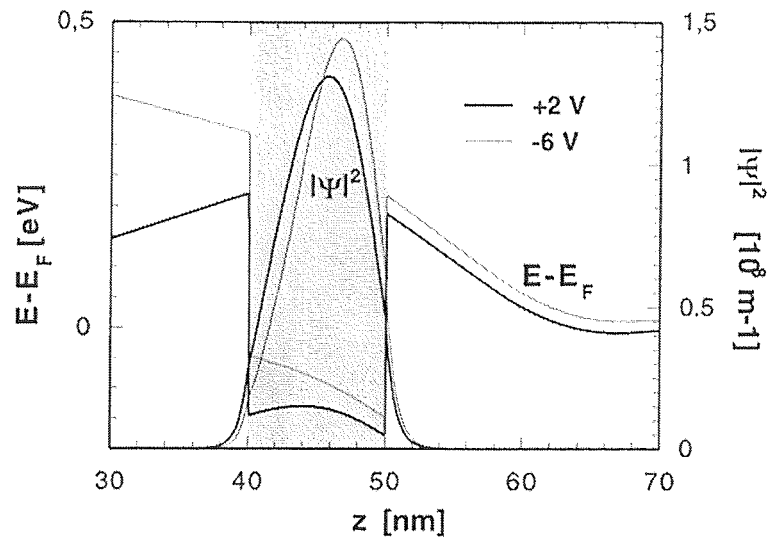


Abb.37: Verlauf des Leitungsbandes und der Aufenthaltswahrscheinlichkeit für die Eckwerte der angelegten Gatespannungen.

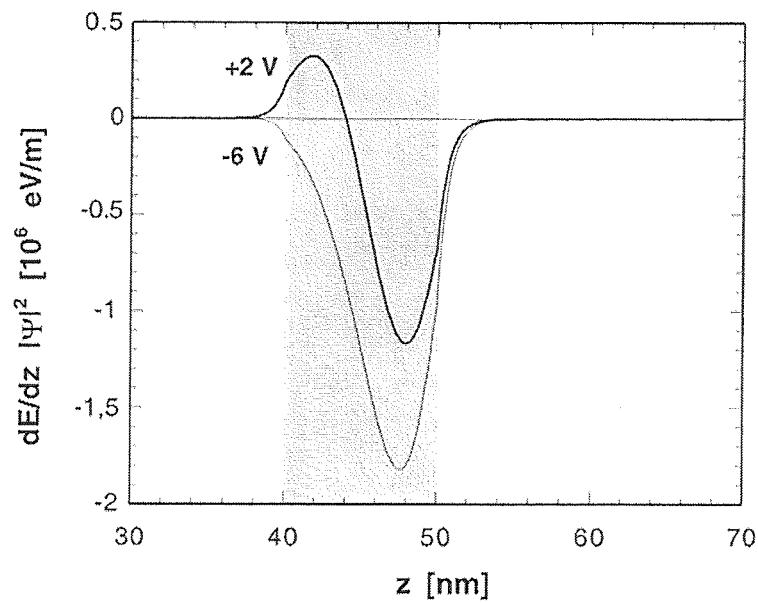


Abb.38: Zugehörige gewichtete Ableitung des Potentials. (der Kanal ist grau unterlegt)

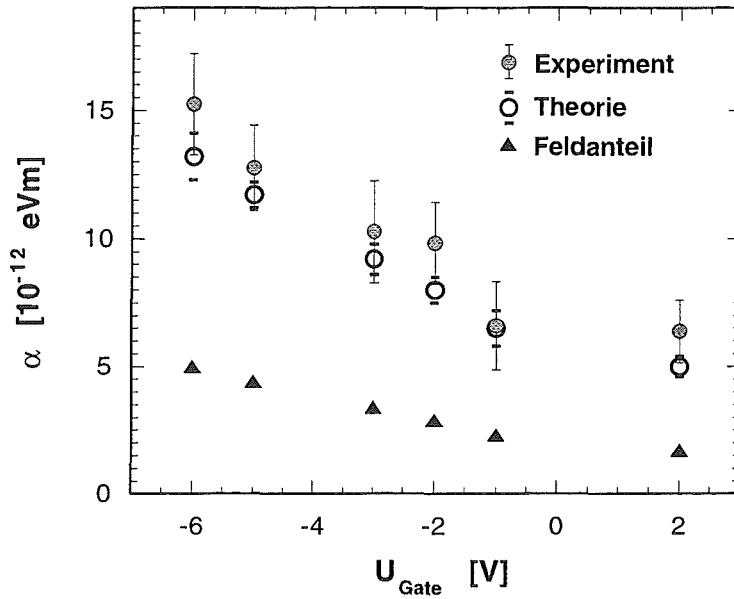


Abb.39: Gatespannungsabhängige Theorie- und Experiment-Werte für α von Probe 3. Zusätzlich ist der Theorieanteil des elektrischen Feldes im Potentialtopf zu α eingetragen.

der effektiven Massennäherung für Heterostrukturen beschreibt die Messung quantitativ.

2. Die Experimentwerte liegen im Rahmen des Fehlers. Sie sind durch die Vernachlässigung der Zeemanaufspaltung allerdings systematisch zu hoch.
3. Der Anteil des elektrischen Feldes an α zeigt (ausgefüllte Dreiecke) bereits die richtige Gatespannungsabhängigkeit, reicht aber alleine nicht für eine quantitative Übereinstimmung mit den Meßergebnissen aus. Sie ist eine Folge der neu eingeführten Grenzflächenterme.
4. Die sinkende Ladungsträgerkonzentration vermindert die Energieaufspaltung $\Delta\varepsilon = 2\alpha\sqrt{2\pi n_{2d}}$ zwischen den Spinbändern, obwohl der Kopplungsparameter α fast um einen Faktor drei ($\alpha_{\text{max}}/\alpha_{\text{min}}=2.7$) ansteigt. Das Verhältnis der Energieaufspaltungen beträgt dagegen nur $\Delta\varepsilon_{\text{max}}/\Delta\varepsilon_{\text{min}} = 6\text{meV}/3.7\text{meV} = 1.6$. Die Beschreibung der Spinaufspaltung sowie der Symmetrieverhältnisse im Quantentopf durch den Kopplungsparameter α ist aussagekräftiger, als die Angabe der Energieaufspaltung zwischen den Subbändern am Fermi-niveau.

5. In diesem Experiment konnte die Spinaufspaltung an einem Schichtsystem durch die reversible Variation eines äußeren Parameters verändert und beschrieben werden.

7.3.2 Gategesteuerter Dreieckstopf (2DEG)

Mit dem gleichen Verfahren wurde auch ein 2DEG (Probe 4) untersucht. Es unterscheidet sich nur in der Dotierung von Probe 1. Auch in diesem Fall liegt der dreieckige Potentialtopf aus 77%igem InGaAs tief unter der Oberfläche (Abb.42). Die Ausgangsladungsträgerkonzentration der SiO₂ beschichteten Probe bei 0V Gatespannung beträgt (Abb.41):

$$n_{2d}^{0V} = 7.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

Die SdH-Messungen wurden wieder bei 300mK gatespannungsabhängig aufgenommen (Abb.40). In diesem Fall ändert sich die Knotenlage nicht sehr stark. Trotzdem ist α nicht konstant, denn die Knoten sind auch eine Funktion der Ladungsträgerkonzentration. Es ist für die oberflächliche Betrachtung ein ungünstiger Zufall, daß

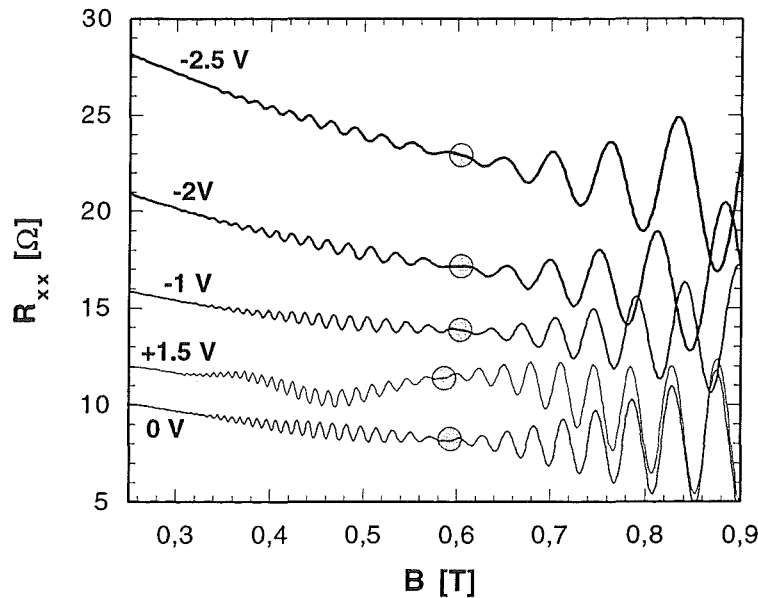


Abb.40: Gatespannungsabhängige SdH-Oszillationen von Probe 4 bei 300mK.

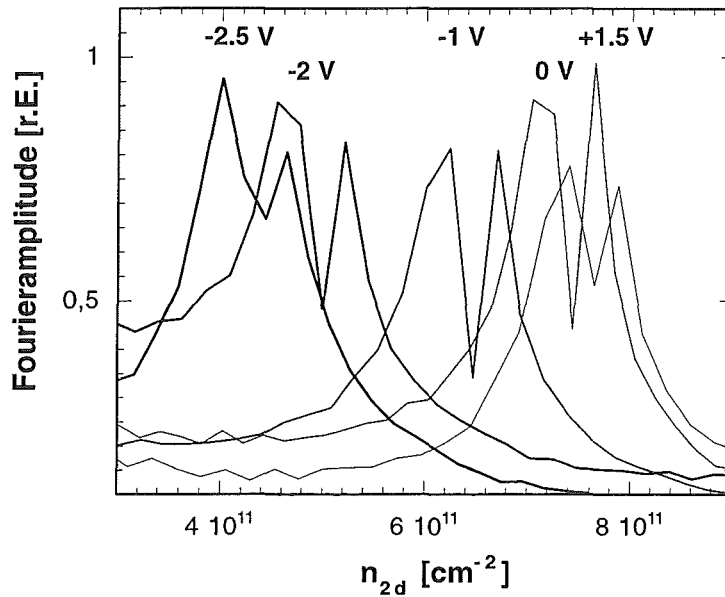


Abb.41: Fouriertransformierte der SdH-Messungen von Probe 4

die Verringerung der Symmetrie mit der Gatespannung bei gleichzeitiger Reduktion der Ladungsträgerkonzentration die Knotenlage nahezu konstant hält. Dies erweckt den Eindruck geringer Spin-Bahn Aufspaltungsänderung. Erst die Berechnung von α läßt eine richtige Bewertung des Einflusses der Gatespannung auf den Rashba-Wechselwirkungsterm zu.

Wieder wird der Zusammenhang zwischen Gatespannung, Ladungsträgerkonzentration und Oberflächenbarriere durch wiederholte Simulation der Bandstruktur als Funktion von Φ_B ermittelt. Die Bandstrukturwerte für die einzelnen Gatespannungen (Abb.42) können direkt statt derjenigen von Probe 1 in Gleichung (43) eingesetzt und die Theoriewerte für α berechnet werden. Auch die experimentelle Auswertung ist analog zu den oben beschriebenen. Wieder wurde in der graphischen Darstellung (Abb.44) auch der reine $\mathcal{E}$ -Feldanteil zum Vergleich eingetragen. Probe 4 zeigt, wie die ersten drei, eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die Ergebnisse zu Probe 3 sind auf dieses 2DEG zu übertragen und müssen an dieser Stelle nicht wiederholt werden. Durch diesen Versuch an einem 2DEG ist jetzt zusätzlich ein Vergleich der Einflußnahme der Gates auf die Symmetrieeigenschaften des quantisierten Kanals möglich. Die Auswertung ist graphisch in Abbildung 45 zu sehen. Die experimentellen α -Werte beider Proben sind gegen die zugehörigen

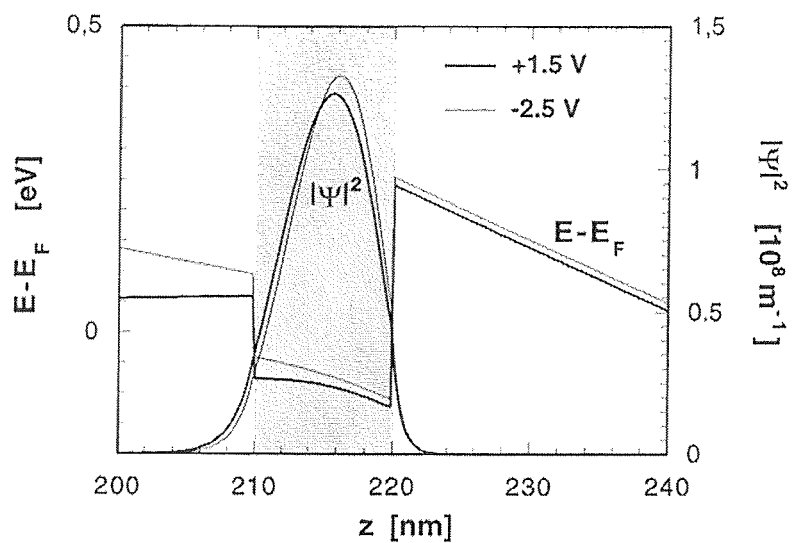


Abb.42: Leitungsbandverlauf und Aufenthaltswahrscheinlichkeit zu den beiden Extremwerten der Gatespannung.

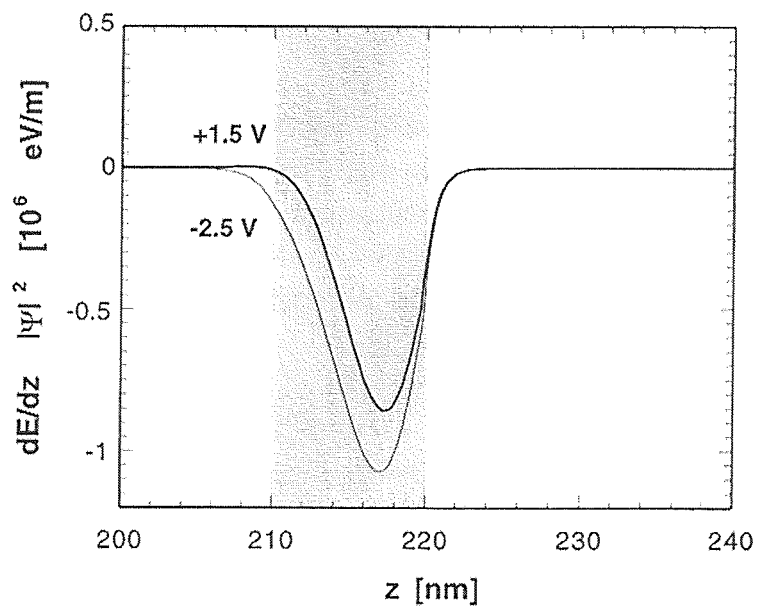


Abb.43: Ableitung des Leitungsbandes nach der Wachstumsrichtung gewichtet mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit. (grau unterlegt der 2DEG-Kanal)

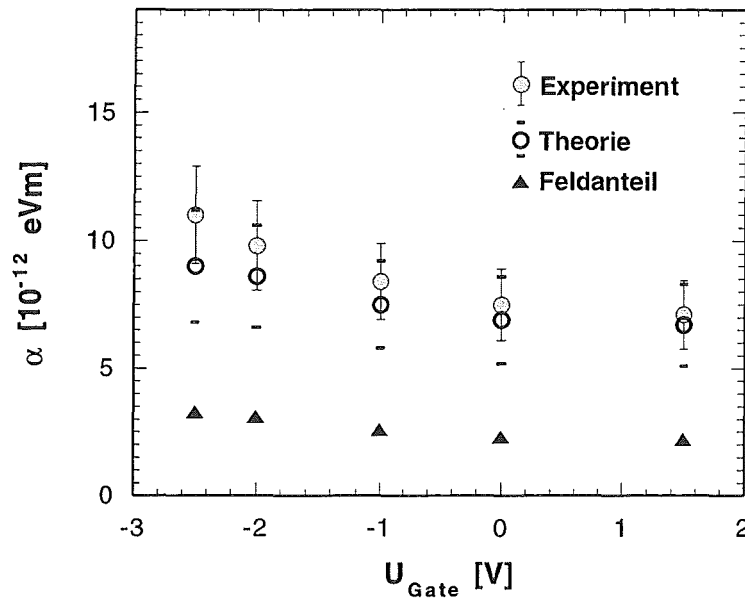


Abb.44: Experiment- und Theoriewerte, sowie der $\mathcal{E}$ -Feldanteil zu dem Spin-Bahn Kopplungsparameter von Probe 4

Ladungsträgerkonzentrationen aufgetragen. Sie wurden jeweils auf die Werte bei höchster Symmetrie (positive Gatespannung) normiert; α auf den kleinsten Wert jeder Probe und die Ladungsträgerkonzentration auf den höchsten. Durch diese relative Änderung innerhalb einer Probe sind beide Schichtsysteme miteinander zu vergleichen, was sonst auf Grund der stark differierenden Gatespannungsdurchgriffe auf den Kanal nicht möglich gewesen wäre.

Wie man an der unterschiedlich großen Steigung der eingetragenen Ausgleichsgeraden erkennen kann, ist die erreichte Symmetrieänderung im Rechtecktopf deutlich stärker als im 2DEG. Dies ist auf das Zusammenspiel folgender Einflüsse zurückzuführen:

1. Der Rechtecktopf ist oberflächennäher, der Einfluß des Gates dadurch stärker.
2. Beim Rechtecktopf wirkt durch die identischen Barrierenmaterialien die Differenz der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen. Die Änderung der Differenz mit der Gatespannung ist ca. doppelt so groß wie die Änderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf einer Seite des Topfes. Beim 2DEG sind die Grenzflächen mit unterschiedlich großen Vorfaktoren versehen (0.3 und

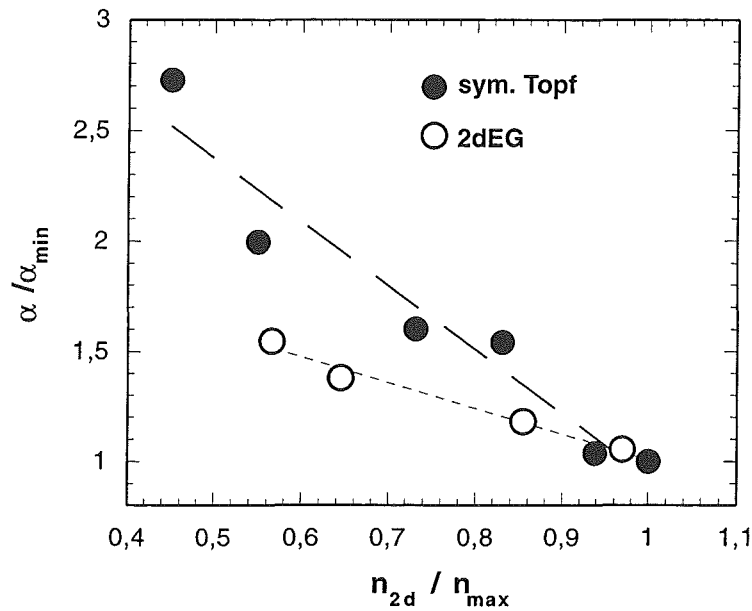


Abb.45: Vergleich von Probe 3 ("sym. Topf") und Probe 4 ("2DEG").

1.3), der Heteroübergang $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}$ trägt also weniger bei, als die $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ -Grenze. Die Änderung des Grenzflächenterms mit der Gatespannung ist deshalb im 2DEG kleiner als im Rechtecktopf.

3. Das elektrische Feld hat im Rechtecktopf zunächst bei positiver Gatespannung eine Nullstelle. Bei der Erwartungswertbildung heben sich Teile des Integrals durch das wechselnde Vorzeichen weg. Die Änderung des Feldanteils ist ebenfalls im Rechtecktopf größer als im 2DEG.

7.4 Einfluß der Kanaldicke auf den Spin-Bahn Parameter

Für die Untersuchung der α -Abhängigkeit von der Kanaldicke wurde eine Serie von drei Proben hergestellt. Es handelt sich auch in diesem Fall um 77%ige Rechteckkanäle (6nm, 7.5nm und 9nm dick) mit InP Barrieren auf beiden Seiten. Die InP-Deckschicht ist 40nm dick, die Dotierung ($1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) liegt 8nm unterhalb des Kanals. Die gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen betragen:

$$\begin{aligned} n_{2d}^{9\text{nm}} &= 7.9 \times 10^{11}\text{cm}^{-2} \\ n_{2d}^{7.5\text{nm}} &= 8.7 \times 10^{11}\text{cm}^{-2} \\ n_{2d}^{6\text{nm}} &= 8.5 \times 10^{11}\text{cm}^{-2} \end{aligned}$$

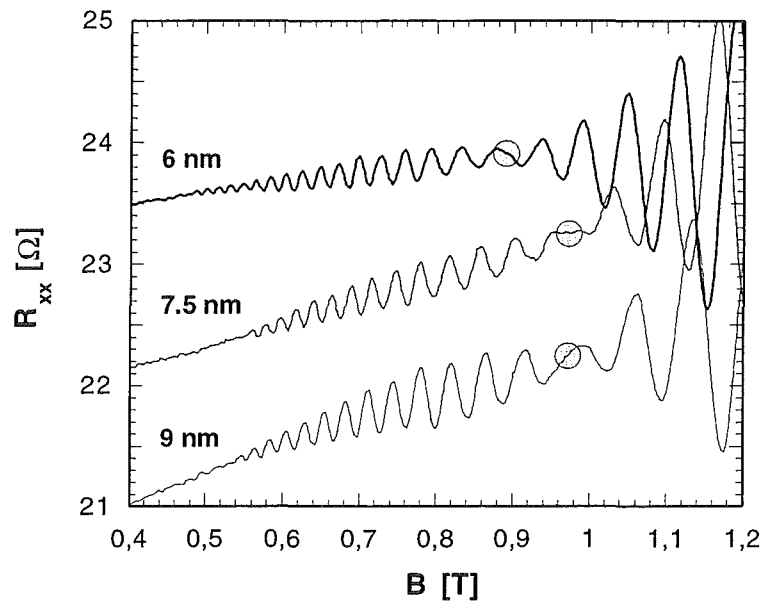


Abb.46: Sdh-Messungen unterschiedlich dicker Rechtecktöpfe.

Hier sieht man deutlich die Probleme, die bei der Verwendung unterschiedlicher Epitaxien auftreten. Es ist nicht möglich, die Zunahme der Ladungsträgerkonzentration in den dünneren Kanälen sicher zu klären. Eigentlich müßte die Ladungsträgerkonzentration bei identischer Dotierung der Proben mit steigender Quantisierungsenergie des ersten Subbandes als Folge der stärkeren lateralen Einengung abnehmen. Die Zunahme ist auf zwei mögliche Ursachen zurückzuführen. Zum einen kann die eingestellte Dotierung ungenau sein, zum anderen ist der Oxidationszustand der Halbleiteroberfläche und damit die Oberflächenbarriere Φ_B nicht genau bekannt. Die Simulation wurde konsequent mit den vorgegebenen Epitaxieparametern und einer für alle Proben konstanten Oberflächenbarriere von $\Phi_B = 0.5\text{eV}$ durchgeführt. Die aus dem Fourierspektrum der Messung gewonnenen α -Werte sind wieder den berechneten in Abbildung 47 gegenübergestellt. Man sieht, daß die prinzipielle Zunahme von α mit der Kanalbreite durch die Theorie erklärt werden kann. Allerdings ist die Abweichung relativ groß, eine Angabe von Fehlerbalken ist nicht sinnvoll, weil die Fehlerquellen nicht näher quantifiziert werden können.

Besonders das experimentelle α des 9nm Kanals liegt sehr hoch. Die gemessene Ladungsträgerkonzentration ist dagegen verglichen mit den zwei schmalere Proben

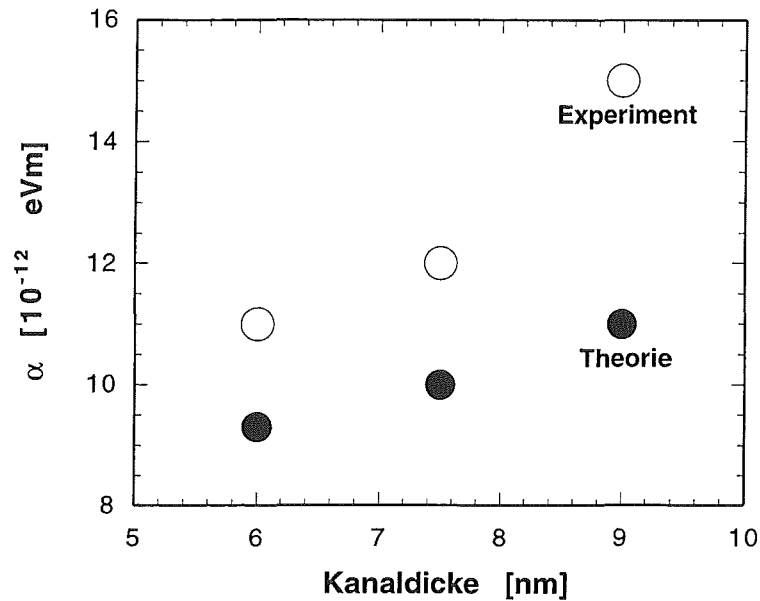


Abb.47: Experimentelle und Theoriewerte für die Probenserie mit variierter Kanaldicke.

zu niedrig. Dies legt als Erklärung eine höhere Oberflächenbarriere nahe. Eine Vergrößerung von Φ_B^{9nm} würde größere Asymmetrie und folglich ein größeres α bringen. Der Theoriewert würde steigen und das Experiment besser treffen.

Trotz der großen Unsicherheit der Experimentwerte, soll die auftretende Tendenz, die auch die Theoriewerte zeigen, diskutiert werden. Eine mit der Kanaldicke steigende Spin-Bahn Wechselwirkung ist auf den ersten Blick unlogisch, kommen doch gerade die höchsten Beiträge zu α von den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen. Diese Aufenthaltswahrscheinlichkeiten sinken (wie Abb.48 belegt) aber gerade mit steigender Ausweitung der Kanalschicht ab. Das die Differenz zwischen linkem und rechtem Grenzterm dennoch steigt, ist eine überraschende Folge der speziellen Parameter. Für weiter ansteigende Kanalbreiten wird die Spinaufspaltung kleiner, da im Grenzwert nur noch der Anteil des elektrischen Feldes zum Wert von α beiträgt. Warum steigt die Differenz zwischen beiden Grenzflächenseiten in dieser Schicht an? Abb.48 zeigt den Grund. Der Schwerpunkt der Wellenfunktion rückt mit steigender Kanalbreite aus der Mitte, wodurch die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an den Grenzflächen trotz generell sinkender Tendenz eine höhere Differenz bilden (Die Differenz $\Delta|\Psi|^2$ ist graphisch dargestellt.). Dadurch steigt auch α mit

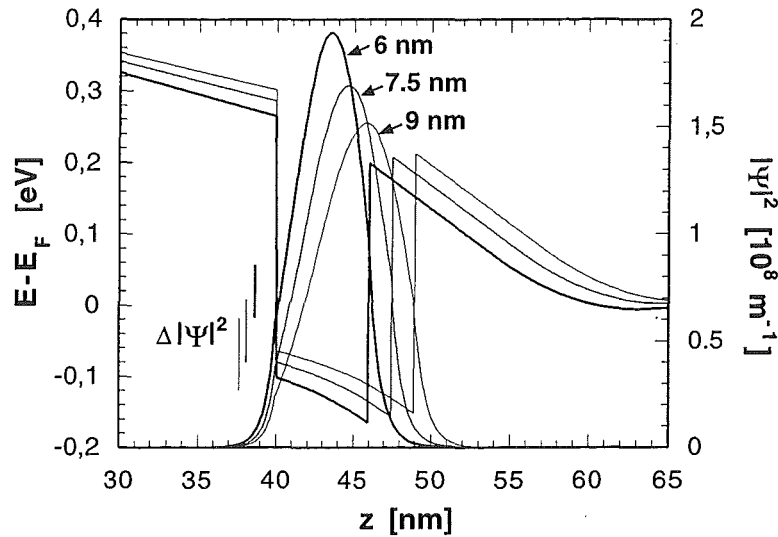


Abb.48: Simulierte Bandverläufe und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten bei 6nm, 7.5nm und 9nm Kanaldicke.

der Breite. Es bleibt zu klären, warum die Breite des Kanals die Asymmetrie der Wellenfunktion fördert. Das Energieniveau, bis zu dem das erste Subband des Kanals gefüllt wird (Fermienergie), ist ein Maß für die energetische Entfernung der Elektronen vom Quantentopfboden. Betrachtet man Abb.48, dann zeigt sich, daß der Boden des schmalsten Kanals ca. 40meV tiefer liegt als der Boden des 9nm dicken Rechtecktopfes. Die Elektronen nehmen die dreieckige Form des Topfbodens umso weniger wahr, je höher ihr Energieabstand zu ihm ist. Die 9nm-Kanalelektronen "rutschen" deshalb weiter mit dem Gefälle des Bodens nach rechts als die Elektronen der schmaleren Rechtecktopfe. Die Asymmetrie und Spin-Bahn Wechselwirkung bei $d_z = 9\text{nm}$ ist größer.

Aus der Kanalbreitenserie läßt sich noch eine Aussage zum bereits abgehandelten k^3 -Term ableiten. Nach Gleichung (16) von Luo et al., müßte der Beitrag des Zinkblendegitters durch den Quantisierungsimpuls in z -Richtung ($\sim d_z^{-1}$) bei starker Quantisierung mit einem führenden Term proportional zu d_z^{-2} skalieren. Der 9nm Kanal müßte also eine $9^{-2}/6^{-2} = 0.44$ mal kleinere Spinaufspaltung zeigen, statt dessen ist sie signifikant gestiegen. Auch hierdurch wird deutlich, daß der k^3 -Term keinen Einfluß auf die gemessene Spinaufspaltung in InGaAs/InP-Heterostrukturen hat.

8 Punktkontakte

Bisher wurde der elektrische Transport in zwei Dimensionen betrachtet. Schränkt man das bereits in z -Richtung quantisierte Elektronensystem in einer der beiden übrigen freien Richtungen (x, y) stark ein, so erhält man ein eindimensional leitendes Elektronensystem. Wenn der entstandene Kanal breit ist, sind viele eindimensionale Subbänder besetzt, die Leitung verhält sich effektiv zweidimensional. Verengt man den Kanal, so werden die quantisierten Energieniveaus weiter auseinander gedrückt, die Zahl der Niveaus, die unterhalb des Fermi-niveaus liegen, sinkt und mit ihnen auch die Leitfähigkeit des Systems. Wie man technisch schmale Kanäle herstellt, wurde bereits im Präparationskapitel beschrieben. Das theoretische Konzept eindimensionaler Leitfähigkeit in sogenannten Punktkontakten ist auf dem Heterostruktursystem GaAs/AlGaAs bereits ausführlich gezeigt und diskutiert worden [63, 65, 77, 78, 93, 96, 100, 101, 108, 109, 111]. Daher sollen hier die allgemeinen 1d-Phänomene nur kurz repetiert werden.

8.1 Funktionsweise

Die Funktionsskizze eines Quantenpunktkontaktes zeigt Abb.49. Durch Anlegen einer Sperrspannung an die beiden Gatemetallkontakte auf der Oberfläche der Hete-

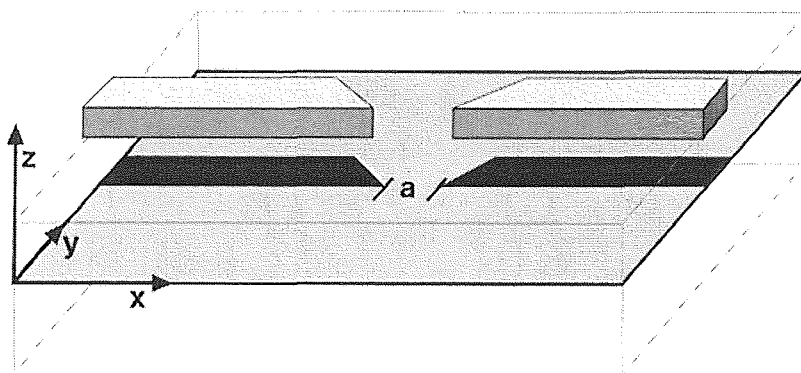


Abb.49: Schematische Darstellung eines Punktkontakts. Die beiden diodischen Metallkontakte auf der Oberfläche verursachen bei genügend hoher Sperrspannung ein Abbild im 2DEG und formen so den Punktkontakt (schwarz) mit der spannungsabhängigen Öffnungsweite a .

rostruktur wird das Elektronengas unterhalb des Metalls verarmt. Es bildet sich eine punktförmige – eindimensionale – Einschnürung im 2DEG aus, die die beiden 2d-Reservoirs vor und hinter ihr miteinander verbindet. Als Funktion der Gatespannung U ändert sich die Breite $a(U)$ der Öffnung und die Energielage der 1d-Subbänder im Punktkontakt.

Leitfähigkeit eines Punktkontakts

Die Reservoirs zu beiden Seiten des Punktkontakts sind Fermiseen, die jeweils bis zu Fermienergie E_F mit Elektronen gefüllt sind. Sie speisen also Elektronen gleicher

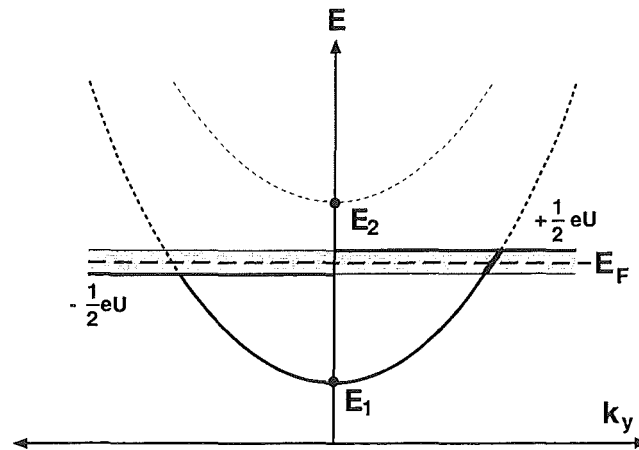


Abb.50: Darstellung der ersten beiden Energieniveaus E_1 und E_2 im Punktkontakt. Das erste 2d-Subband E_1^{sub} eines spinentarteten Elektronengases spaltet durch die Quantisierung in x -Richtung in diskrete Punktkontaktsubbänder auf. Die Bewegung in y -Richtung innerhalb der 1d-Niveaus ist frei. Die Punktkontaktsubbänder sind Parabeln mit vertikal verschobenen Scheitelpunkten. Die Scheitelpunktenergie ist eine Funktion der Potentialtopfform. Die 1d-Gesamtenergie eines rechteckigen Quantentopfes mit unendlich hohen Wänden lautet:

$$E_n = \underbrace{E_1^{\text{sub}}}_{\text{2d-Subband}} + \underbrace{\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi^2}{a^2} \right) n^2}_{x\text{-Quantisierung}} + \underbrace{\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}}_{\text{freie } y\text{-Bewegung}}$$

a : Topfbreite in x -Richtung, n : 1d-Subbandindex.

Energieverteilung aus beiden Richtungen in den Punktkontakt ein, der Nettostrom ist Null. Legt man eine kleine Spannung U über den Punktkontakt an, wird der Fermisee auf der negativen Seite (gegenüber der positiven) um die Energie eU angehoben, die Elektronen der positiven Seite müssen also im Punktkontakt diese Energiebarriere überwinden, um zur anderen Seite zu gelangen. Als Folge dieser Energiestufe eU sind die beiden Stromrichtungen nicht mehr äquivalent, es fließt ein Nettostrom I , der sich für den Fall idealer Transmission – ohne Rückstreuung im Punktkontakt – mittels

$$I = I_+ - I_- = \int_0^{eU} \frac{eZ_{1d}(E)}{2} v \, dE \quad (78)$$

berechnen läßt [56, 78]. v ist hier die Geschwindigkeit der Ladungsträger, $Z_{1d} = 4/(h\nu)$ die eindimensionale Zustandsdichte. Für die Leitfähigkeit G eines eindimensionalen Kanals gilt daher:

$$G = \frac{I}{U} = \frac{2e^2}{h} \quad (79)$$

Dies ist die Leitfähigkeit eines spinentarteten 1d-Subbandes. Sind mehrere (N) 1d-Subbänder unterhalb der Fermienergie besetzt, beträgt die Leitfähigkeit gerade $N \cdot G$. Für das Punktkontaktexperiment erwartet man also in Stufen von $2e^2/h$ sinkende Leitfähigkeit bei kontinuierlicher Erhöhung der Gatespannung (Abnahme der Breite a).

8.2 Punktkontakt mit Spinaufspaltung

Wenn die 1d-Niveaus im Punktkontakt spinaufgespalten sind, wird jedes einzelne Spinsubband nur die Hälfte ($Z_{1d}^{\text{Spin}} = 2/(h\nu)$) der entarteten 1d-Zustandsdichte beisteuern. Die Spinsubbänder werden auf Grund ihrer energetischen Trennung nicht – wie im entarteten Fall – bei lateraler Einschnürung des Punktkontakts gleichzeitig das Fernniveau passieren, sondern getrennt und so zu Spinstufen von

$$G^{\text{Spin}} = \frac{e^2}{h} \quad (80)$$

in der Leitfähigkeit führen. Ob diese Spinstufen der Messung zugänglich sind, hängt im wesentlichen von der Größe des Rashba-Kopplungsparameters α ab. Wir werden nun zuerst die gatespannungsabhängige Punktkontaktleitfähigkeit berechnen und sie im Anschluß der gemessenen Charakteristik gegenüberstellen.

Der Hamiltonoperator des Spinpunktkontakts

Wir gehen zurück auf den Hamiltonian des ungestörten 2DEGs (Seite 34) und ergänzen dort den Punktkontakt als rechteckigen Topf der Breite a in x -Richtung:

$$H = \left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} + V(x) \right) \cdot \underline{1} - i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}) \quad (81)$$

mit:

$$V(x) = \begin{cases} \infty & \text{für } |x| > \frac{a}{2} \\ 0 & |x| \leq \frac{a}{2} \end{cases} \quad (82)$$

Durch die Wahl eines rechteckigen Potentials mit unendlichen Wänden, weisen die Wellenfunktionen und die Energieeigenwerte die Form

$$\Psi \sim e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} \quad (s_i : \text{Spinorkomponenten}) \quad (83)$$

und

$$\varepsilon_{\pm} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \pm \alpha \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (84)$$

auf. In diesem Fall geht $V(x)$ nur als Randbedingungen für k_x ein. Die Wellenfunktion muß an den Potentialgrenzen $x = \pm a/2$ verschwinden. Um die Wellenfunktion zur Energie E zu bilden, müssen die einzelnen Äste für $k_x > 0$ und $k_x < 0$ zu den beiden Energieeigenwerten ε_+ und ε_- bestimmt und superponiert werden.

Fallunterscheidung:

$$\underline{E = \varepsilon_+, k_x > 0}$$

$$\begin{aligned} & \left(-\underline{1} \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \right) - i \alpha \underline{e}_z \cdot (\underline{\sigma} \times \underline{\nabla}) \right) \Psi = \underline{1} \varepsilon_+ \Psi \\ \Leftrightarrow & \left(-\underline{1} \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \right) - i \alpha \begin{bmatrix} 0 & \partial_y + i \partial_x \\ \partial_y - i \partial_x & 0 \end{bmatrix} \right) \Psi = \underline{1} \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + \alpha |k_{\parallel}| \right) \Psi \\ \Leftrightarrow & \underline{1} |k_{\parallel}| + \begin{bmatrix} 0 & -k_y - i k_x \\ -k_y + i k_x & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} = 0 \end{aligned}$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems lautet:

$$s_1 = \underbrace{\frac{k_y + ik_x}{|k_{\parallel}|}}_{\text{Betrag}=1} s_2 = e^{i\phi} s_2 \quad (85)$$

Der Ast der Wellenfunktion hat demnach die Form:

$$\Psi_{\varepsilon_+, +|k_x|} = A_1 e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} e^{i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (86)$$

Analog berechnen sich die anderen drei Teilwellenfunktionen:

$$\underline{E = \varepsilon_+, k_x < 0}$$

$$s_1 = \frac{-k_y + ik_x}{|k_{\parallel}|} s_2 = -e^{-i\phi} s_2 \quad (87)$$

$$\Psi_{\varepsilon_+, -|k_x|} = A_2 e^{-ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (88)$$

$$\underline{E = \varepsilon_-, k_x > 0}$$

$$s_1 = -\frac{k_y + ik_x}{|k_{\parallel}|} s_2 = -e^{i\phi} s_2 \quad (89)$$

$$\Psi_{\varepsilon_-, +|k_x|} = A_3 e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} -e^{i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (90)$$

$$\underline{E = \varepsilon_-, k_x < 0}$$

$$s_1 = -\frac{-k_y + ik_x}{|k_{\parallel}|} s_2 = e^{-i\phi} s_2 \quad (91)$$

$$\Psi_{\varepsilon_-, -|k_x|} = A_4 e^{-ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (92)$$

Um die Eigenfunktion zu einer Energie $E = \varepsilon_+(k_x)$ zu bilden, müssen beide Teiläste ($k_x > 0, k_x < 0$) zum kleineren Energieeigenwert ε_- in ihrem k_x -Vektor so erhöht werden (vgl. Abb.51), daß sie die gleiche Energie aufweisen, wie die beiden anderen:

$$\begin{aligned} \varepsilon_+(k_x) &= \varepsilon_-(\hat{k}_x) \\ \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + \alpha |k_{\parallel}| &= \frac{\hbar^2 \hat{k}_{\parallel}^2}{2m^*} - \alpha |\hat{k}_{\parallel}| \\ \Rightarrow \hat{k}_x &= \pm \sqrt{k_x^2 + 4 \frac{m^2}{\hbar^4} \alpha^2 + 4 \frac{m}{\hbar^2} \alpha |k_{\parallel}|} \end{aligned} \quad (93)$$

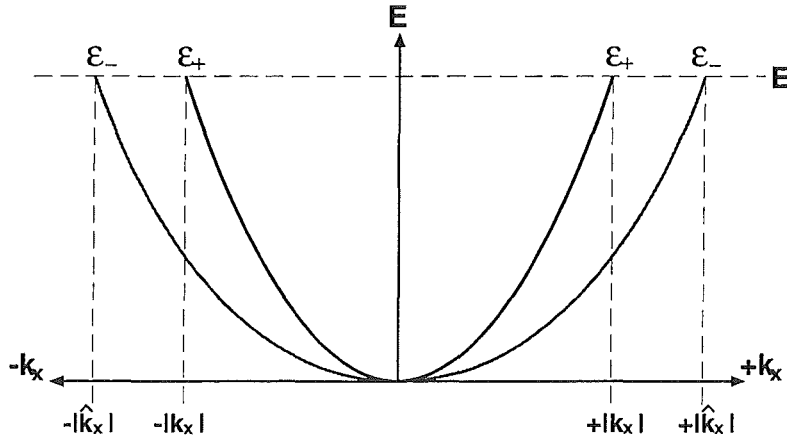


Abb.51: Graphische Darstellung der vier Teiläste der Wellenfunktion.

Somit lautet die Gesamtwellenfunktion:

$$\begin{aligned} \Psi(x, y) = & A_1 e^{ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} e^{i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} + A_2 e^{i\hat{k}_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} -e^{i\hat{\phi}} \\ 1 \end{pmatrix} \\ & + A_3 e^{-ik_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} -e^{-i\phi} \\ 1 \end{pmatrix} + A_4 e^{-i\hat{k}_x x} e^{ik_y y} \begin{pmatrix} e^{-i\hat{\phi}} \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (94)$$

Die freien Parameter $A_1 \dots A_4$ und die Quantisierungsbedingungen $k_x(\alpha, a)$ zu jeder Breite a lassen sich aus den Randbedingungen

$$\Psi\left(\frac{a}{2}, y\right) = \Psi\left(-\frac{a}{2}, y\right) = 0$$

durch Lösung des entstehenden Gleichungssystems

$$\begin{bmatrix} e^{ik_x \frac{a}{2}} e^{i\phi} & -e^{i\hat{k}_x \frac{a}{2}} e^{i\hat{\phi}} & -e^{-ik_x \frac{a}{2}} e^{-i\phi} & e^{-i\hat{k}_x \frac{a}{2}} e^{-i\hat{\phi}} \\ e^{ik_x \frac{a}{2}} & e^{i\hat{k}_x \frac{a}{2}} & e^{-ik_x \frac{a}{2}} & e^{-i\hat{k}_x \frac{a}{2}} \\ e^{-ik_x \frac{a}{2}} e^{i\phi} & e^{-i\hat{k}_x \frac{a}{2}} e^{i\hat{\phi}} & -e^{ik_x \frac{a}{2}} e^{-i\phi} & e^{i\hat{k}_x \frac{a}{2}} e^{-i\hat{\phi}} \\ e^{-ik_x \frac{a}{2}} & e^{-i\hat{k}_x \frac{a}{2}} & e^{ik_x \frac{a}{2}} & e^{i\hat{k}_x \frac{a}{2}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} = 0$$

bestimmen. Mit den $k_{xi}(a, \alpha)$ aus der numerischen Lösung der Determinanten kennt man jetzt durch Einsetzen in Gleichung (84) die zwei Energieeigenwerte der einzelnen 1d-Spinsubbänder. Ihr tiefster Energiepunkt, ab dem sie ihren Beitrag e^2/h zur Leitfähigkeit beitragen, liegt bei $k_y = 0$. Die beiden Spinteilbänder sind nun bei $k_y = 0$ nicht mehr entartet, sondern weisen bereits hier eine endliche Energielücke

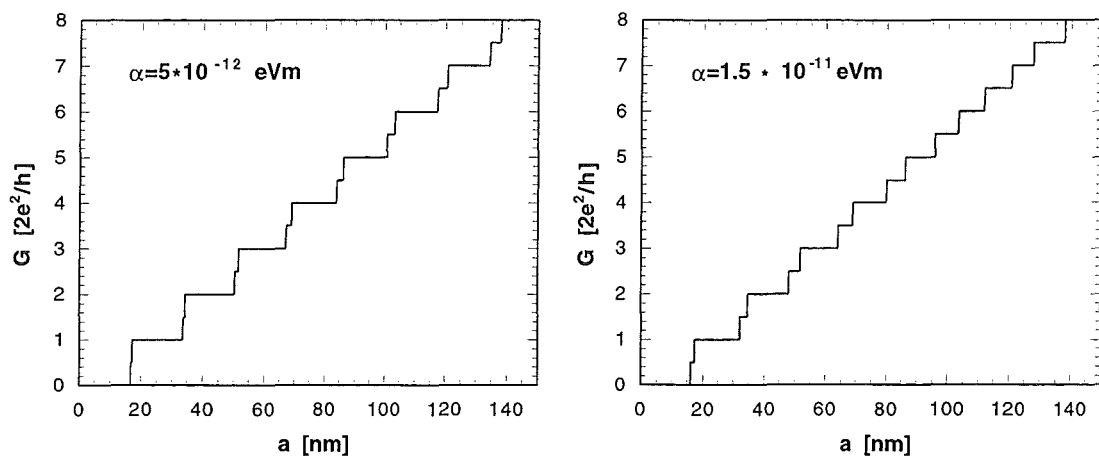


Abb.52: Berechnete Theoriekurven für die Punktkontaktleitfähigkeit G in Abhängigkeit von der Öffnungsweite a .

auf, denn k_x hat durch die Quantisierung einen endlichen Wert. Somit läßt sich für jede Breite $a(U)$ aus den numerischen k_{xi} die Zahl der Subbänder ermitteln, die unterhalb der Fermienergie im Punktkontakt zur Leitfähigkeit beitragen. Für das in dieser Arbeit gefundene α -Intervall ergeben sich die in Abb.52 gezeigten, berechneten $G(a)$ -Verläufe. In die Berechnung gehen keine Streueffekte und auch keine Temperaturaufweitung der Niveaus ein. Weiterhin ist die angelegte Spannung U auf einen sehr kleinen Wert von 0.1mV gesetzt worden. Eine größere Spannung führt dazu, daß ein Niveau, dessen Scheitelpunkt sich gerade im Spannungsfenster befindet (grau unterlegter Bereich in Abb.50), einen spannungsabhängigen Beitrag zur Leitfähigkeit leistet [56]. Die entsprechende Stufe ist dann nicht mehr abrupt, sondern über einen kleinen Gatespannungsbereich verschmiert. Bei den Theoriekurven wurde dieser Effekt durch die Wahl des kleinen Spannungsfensters unterdrückt, um die Lage der Zwischenstufen deutlicher auszuprägen.

Die Theoriekurven lassen sich folgendermaßen qualitativ verstehen. Zunächst sieht man eindeutig, daß die Spinsubstruktur besser aufgelöst ist, wenn α einen höheren Wert hat. Dies ist den Erwartungen entsprechend. Es fällt bei beiden Kurven auf, daß die $2e^2/h$ -Plateaus äquidistant in a sind. Diese nicht mehr ganz offensichtliche Tatsache geht auf die Niveaufenspaltung eines Quantentopfes mit unendlich hohen Wänden zurück. Die Zahl n der besetzten Niveaus unterhalb einer festen Energie (hier ist es die Fermienergie E_F) ist im entarteten Fall gerade (Gleichung unter

Abb.50):

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi n}{a} \right)^2 &< E_F \\ \Leftrightarrow n &< \frac{a}{\pi} \left(\frac{2m^* E_F}{\hbar^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (95)$$

Sie geht linear mit der Breite a . Daher folgen auch die entarteten Stufen in konstantem a -Intervall. Zu klären ist jetzt noch, warum die Zwischenstufen bei größeren Breiten deutlicher sind, als bei den letzten 1d-Subbändern zu kleiner Breite. Dazu schauen wir auf den energetischen Abstand zweier entarteter Niveaus:

$$E_{n+1} - E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\pi^2}{a^2} (2n + 1) \quad (96)$$

Er ist linear in n , aber reziprok zum Quadrat der Breite a . Die einzelnen Subbänder liegen für große Breiten sehr viel dichter als für kleine Breiten, daher ist die kleine Spin-Bahn Aufspaltungsenergie zwischen zwei Spinsubniveaus bei höheren Stufen in der gleichen Größenordnung wie der entartete Subbandabstand, ergibt also Stufenabstände in der gleichen a -Auflösung. Bei starker Quantisierung liegen die entarteten Subbänder deutlich weiter auseinander als die Spinaufspaltung, weswegen die Spinsubniveaus bei Breitenänderung nahezu gleichzeitig das Fermi-niveau passieren, die Spinsubstufe also nur auf einem kaum aufgelösten Breitenintervall Δa existiert.

8.3 Experimentelle Ergebnisse

Nach den Theoriekurven ist zu erwarten, daß man bei typischen 2DEGs mit einem $\alpha = 5 \times 10^{-12} \text{eVm}$ gerade in der Lage sein könnte, Spinzwischenstufen bei $G = e^2/h$ zu sehen. Man muß allerdings im Kopf behalten, daß alle Einflüsse, die zu einer Verminderung der Stufenschärfe führen minimiert, bzw. vernachlässigt wurden. Punktkontakte auf Heterostrukturen mit einem Kopplungsparameter $\alpha > 1 \times 10^{-11} \text{eVm}$ würden sicher Spinsubstruktur in der Leitfähigkeit zeigen, nur sind diese hohen Werte für α auf den untersuchten Materialien nur mit einer asymmetrieunterstützenden Gatekonstruktion zu erreichen, die ihrerseits die Präparation weiterer Gates für einen Punktkontakt technisch ausschließt.

Die Punktkontaktprobe (Abb.53) wurde auf einem mit SiO_2 isolierten 2DEG präpariert und bei 400mK gemessen. Die Heterostruktur entspricht weitestgehend der Probe 1, deren Aufbau, SdH-Messungen und Spinkopplung ($\alpha = 5 \times 10^{-12} \text{eVm}$) bereits diskutiert wurden. Man erwartet Spinstufen gemäß der linken Seite von Abb.52.

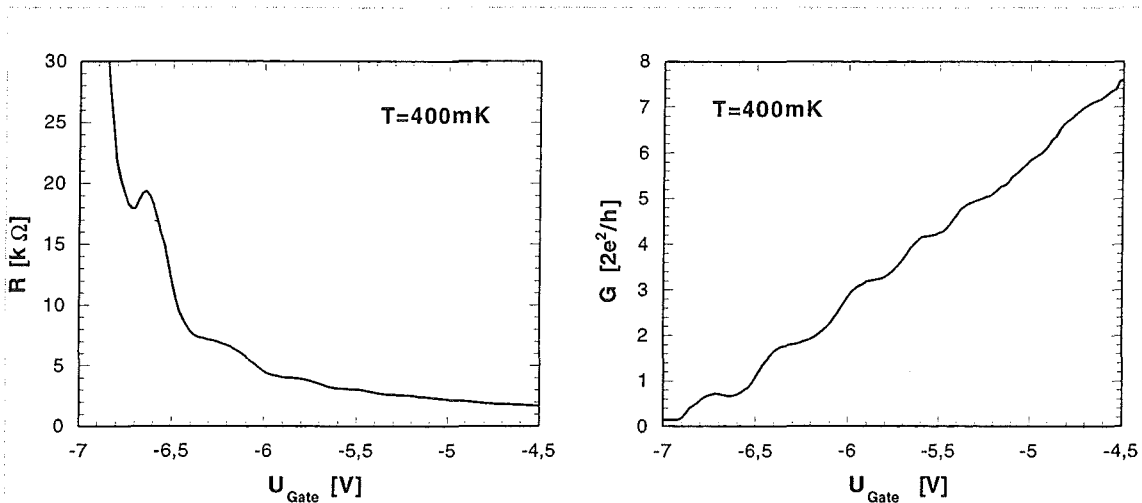


Abb.53: Gemessene Punktkontaktcharakteristik auf InGaAs/InP.

Die Gatestruktur befindet sich auf einer 35nm dicken SiO_2 Schicht, die geometrische Weite der Punktkontaktöffnung ist 220nm. Der Kanal ist erst bei einer hohen Sperrspannung von -6.8V abgeschnürt (Pinch-off). Dies deutet auf einen schwachen Spannungsdurchgriff der MIS-Gates auf den 2DEG-Kanal hin. Im Gegensatz zu bislang veröffentlichten Ergebnissen [69] können bei diesem InGaAs-Kanal erstmals deutliche Quantisierungsstufen gezeigt werden. Dennoch sind die Stufen nicht ideal. Dies liegt im wesentlichen an zwei Gründen [26, 98]. Zum einen enthält und verursacht die SiO_2 Schicht Volumen- und Oberflächenzustände, so daß ein Teil der angelegten Gatespannung zum Laden und Entladen dieser Zustände benötigt wird [29]. Die Umladung dieser Zustände geschieht auf einer Sekunden- bis Minuten-Skala, was zu einer Mittelung der Punktkontaktleitfähigkeit über das durchlaufene Gatespannungsintervall und damit zu einer Verrundung der Stufen führt. Der zweite Grund für die Abschwächung der Stufenform liegt in der nicht idealen Transmissionswahrscheinlichkeit ($T \neq 1$) der Kanäle. Durch Störstellen im oder in der Nähe des Punktkontakts können einzelne Kanäle stärker gestreut werden, sie werden dann auch keine "sauberen" Stufen in der Leitfähigkeit formen.

Daß es prinzipiell möglich ist, spininduzierte Substruktur in Punktkontakten aufzulösen, zeigt eine weitere Messung an einer zweiten Probe (auf dem gleichen Material mit gleicher Präparation) mit konstant eingepprägtem Magnetfeld (Abb.54). Deutlich erkennt man die Ausbildung von Spinstufen mit steigendem Magnetfeld. Diese klar aufgelösten Niveaus gehen auf die Zeemanaufspaltung der Punktkontakt-

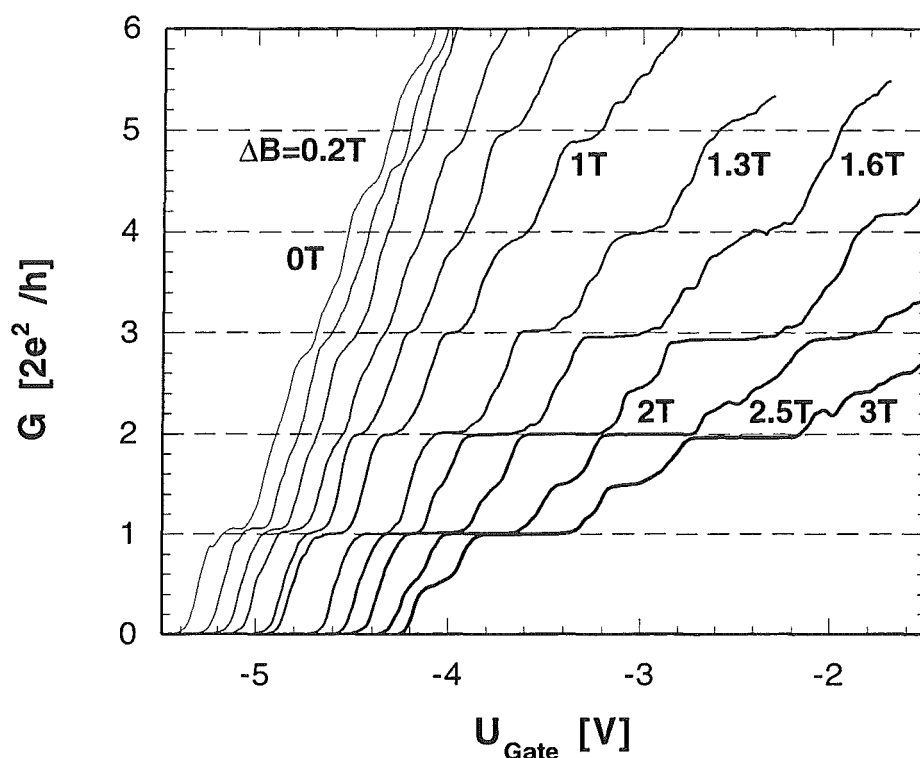


Abb.54: Punktkontakt-Charakteristiken bei verschiedenen, konstanten Magnetfeldern ($T = 400\text{mK}$).

subbänder und die reduzierte Rückstreuung durch die Landauquantisierung zurück [9].

Für die Spinaufspaltung des verwendeten 2DEG kann geschlossen werden, daß der Theoriewert von $\alpha = 5 \times 10^{-12} \text{eVm}$ nicht zu einem Widerspruch zwischen Theorie und Experiment führt, da die erwarteten Substufen der Leitfähigkeit bei $\Delta G = e^2/h$ durch Spin-Bahn Wechselwirkung unterhalb der Meßauflösung liegen und es daher nicht verwundert, daß sie nicht aufgelöst werden. Materialien mit größerem Kopplungsparameter $\alpha > 1 \times 10^{-11} \text{eVm}$ sollten durchaus die Spinsubstruktur zeigen. Daß es Spineffekte in der Leitfähigkeit von Punktkontakten gibt, wird durch die Zeemanaufspaltung in den hier vorliegenden Schichten demonstriert. Sie führt aber erst ab ca. $1.3T$ zu einer Ausbildung von Substruktur.

9 Antilokalisierung

In diesem Kapitel soll eine quantenmechanische Korrektur zur Leitfähigkeit besprochen werden, auf die der Spin der Ladungsträger Einfluß hat. Es ist die Lokalisierung von Elektronen, die sich unter dem Einfluß einer Spinwechselwirkung im Material zur Antilokalisierung ändert und so Rückschlüsse auf die Spinkopplung zuläßt.

9.1 Theorie der Antilokalisierung

Der Effekt der Lokalisierung von Ladungsträgern führt in einer Leitfähigkeitsmessung zu einer Erhöhung des Widerstands. Dies ist auf einen quantenmechanischen Interferenzeffekt zwischen zeitumgekehrten Pfaden eines Elektrons (oder Loches) zurückzuführen. In Abb.55 sieht man, daß ein Elektron durch die Anwesenheit von Streuzentren an einen früheren Punkt seiner Bahn zurückkehren kann. Wenn das Elektron auf dem Weg seine quantenmechanische Phase nicht verloren hat (die Streuereignisse waren elastisch und phasenerhaltend), wird es zu einer konstruktiven Interferenz zwischen den kohärenten Elektronenwellen der zeitumgekehrten Bahnen kommen. Das Elektron wird durch diese konstruktive Interferenz lokalisiert. Es befindet sich mit größerer Wahrscheinlichkeit am Lokalisierungsort und trägt daher nicht mehr zum Stromtransport bei. Die Rückstreuung zum Ausgangspunkt kann dabei entweder durch eine hohe Zahl von Streuereignissen (Störstellen, Verunreinigungen) oder durch Randstreuung erreicht werden.

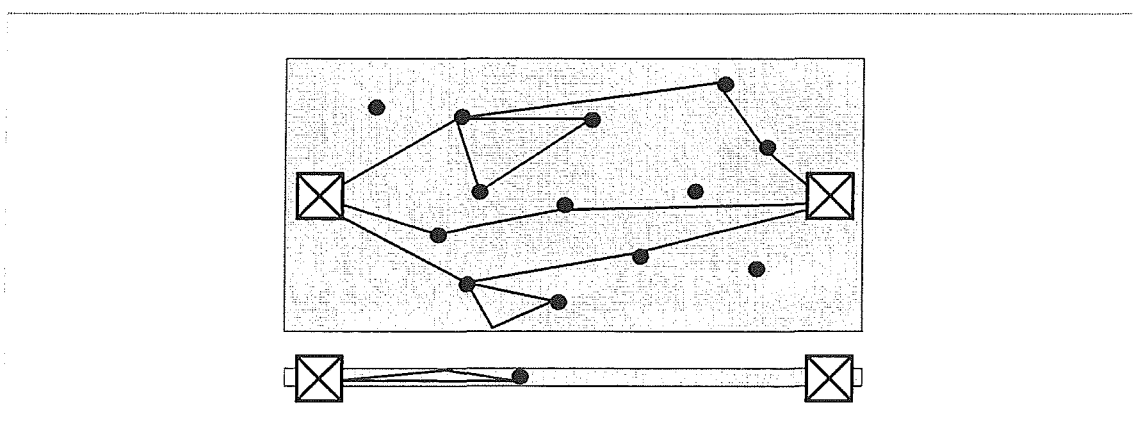


Abb.55: Durch Störstellen oder Begrenzungen geschlossene Elektronenpfade in einer Probe. Wenn die Breite der Probe reduziert wird (Quantendraht), steigt die Rückstreuwahrscheinlichkeit und damit auch der Anteil der lokalisierten Elektronen.

Durch Einprägen eines Magnetfelds senkrecht zur Elektronenbewegung verschiebt man die zeitinvertierten Pfade um die Vektorpotential $\underline{A}$ abhängige Phase Φ :

$$\Phi = 2\frac{e}{\hbar} \oint \underline{A} d\underline{r} = 2\frac{eB}{\hbar} F \quad (97)$$

mit F : vom Elektronenpfad umschlossene Fläche. Die Phasenverschiebung skaliert mit dem Magnetfeld B . Bei Erhöhung des externen Magnetfelds vermindert sich also die Wahrscheinlichkeit für Elektroneninterferenz, und der Lokalisierungsbeitrag zum Widerstand verschwindet. Es ergibt sich ein fallender – in der Literatur nach dem Vorzeichen seiner Ableitung “negativ” genannter – Magnetowiderstand mit einem Maximum bei $B = 0T$.

Wenn der Spin des Elektrons – z.B. als Folge der Spin-Bahn Wechselwirkung – auf der Elektronentrajektorie nicht erhalten ist, müssen die Fermionen eine Rotation um 4π erfahren, um in ihren Ausgangsquantenzustand überführt zu werden [62]. Es ergibt sich bei einfach geschlossenen Elektronenpfaden mit umschlossener Phase $\Phi = 2\pi$ gerade ideal destruktive Interferenz. Dies führt zu einer Verminderung des Widerstands, denn das Elektron ist mit verminderter Wahrscheinlichkeit lokalisiert, es trägt mehr zum Strom bei. Auch dieser Leitfähigkeitsbeitrag wird durch ein externes Magnetfeld zerstört, daher ist der Magnetowiderstand bei Antilokalisierung “positiv”. Es ergibt sich ein Widerstandsminimum bei $B = 0$.

Die ersten analytischen Ergebnisse zur Leitfähigkeitskorrektur $\Delta\sigma_{xx}$ einer Probe durch Lokalisierung/Antilokalisierung bei Variation des transversalen Magnetfelds B wurden 1980 von Hikami und Larkin [38] (Übersicht in [83]) veröffentlicht.

$$\Delta\sigma_{xx}(B) = - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_{\text{tr}}}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_2}{B}\right) + \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B}\right) - \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_4}{B}\right) \right\} \quad (98)$$

Ψ ist die Digamma-Funktion. Für die H_i gilt:

$$\begin{aligned} H_2 &= H_\phi + 2H_{\text{so}}^x + 2H_{\text{so}}^z \\ H_4 &= H_\phi + 4H_{\text{so}}^x, \quad \text{wobei:} \\ H_i &= \frac{\hbar}{4De\tau_i} \end{aligned}$$

$D = v_F^2\tau_{\text{tr}}/2$ ist die Diffusionskonstante. Die Indices haben die Bedeutung: “so”: Spin-Orbit, “tr”: Transport, “ ϕ ”: Phasenkohärenz. Dieser Zusammenhang [23] wird

in einigen Publikationen in verschiedenen Varianten [54, 58, 97] mit unterschiedlichem Erfolg [28, 15, 50, 34, 35, 81] auf Magnetotransportmessungen angewandt. Gleichung (98) zeigt, daß in numerische Anpassungen der Theoriefunktion an Meßkurven die Streuzeiten als freie Parameter eingehen, wobei zweifelhaft ist, ob der in [38] angesetzte Streumechanismus für Spin-Orbit (Bahn) Streuung und Streuung an magnetischen Störstellen die Spinstreuung auf Grund von Rashba-Spin-Bahn Wechselwirkung in den vorliegenden 2DEG-Proben korrekt beschreibt. Unterschiedliche Autoren handhaben die richtungsabhängigen Beiträge (H_{so}^x , H_{so}^z) auf eigene Weise.

Ein weiteres Problem liegt in der Interpretation der durch die Anpassung der Theoriekurven an die Meßwerte erhaltenen Spin-Bahn Streuzeiten τ_{so} . Es ist unklar, wie aus diesen Werten z.B. auf den Kopplungsparameter α zurückgeschlossen werden kann. Gerade in jüngster Zeit weckt der Übergang von Lokalisierung zu Antilokalisierung durch Spin Wechselwirkung in zweidimensionalen Halbleiterschichten Interesse [43, 79] und die Ableitung neuer Theorien ermöglicht es möglicherweise zukünftig, die experimentellen Daten schlüssig zu beschreiben.

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher die Auswertung des Übergangs von Lokalisierung zu Antilokalisierung auf Grund von Symmetrieänderung des Kanals qualitativ bleiben. Eine Angabe von α aus der Messung ist nicht möglich, wohl aber die Berechnung eines Theoriewerts.

9.2 Experimentelle Ergebnisse

Lokalisierungsphänomene sind nach der dargestellten Theorie für kleine Magnetfelder um den Nullfeldwert zu erwarten. Dabei spielt es eine Rolle, wie häufig elastische, phasenerhaltende Stöße für eine Rückkehr des Elektrons an einen Punkt seiner bisher durchlaufenen Bahn sorgen. Die Wahrscheinlichkeit und die Stärke der Lokalisierung/Antilokalisierung sollte mit sinkender Beweglichkeit auf Grund von elastischer Störstellen- oder Randstreuung zunehmen. Die Proben, die bisher für die experimentellen Untersuchungen der Spin-Bahn Kopplung benutzt wurden, sind allesamt auf möglichst hohe Beweglichkeit optimiert. Diese hohen Werte für μ führen zu aufgelösten SdH-Oszillationen bei kleinen Magnetfeldern und ermöglichen die Auswertung von Schwebungsphänomenen. Hohe Beweglichkeiten, große Streuzeiten und damit wenig Streuereignisse auf der Elektronenbahn werden auch für Punktkontaktexperimente benötigt, da andernfalls die stufenförmige Leitfähigkeitscharakteristik nicht beobachtet werden kann. Alle diese Proben wurden bei kleinsten Magnetfeldern bis herunter zu 0.1mT untersucht. Es findet sich keine Spur von

quantenmechanischen Leitfähigkeits- (oder Widerstands-) Korrekturen. Mit diesen hochbeweglichen Heterostrukturen wurden als nächstes Quantendrähte und Quantendrahtarrays verschiedener Dicke bis herunter zur Auflösungsgrenze der verwendeten Elektronenstrahlolithographie (Breite des Drahtes $d \approx 100\text{nm}$, vgl. Präparation auf Seite 56) hergestellt. Bis auf die bereits bekannten magnetfeldabhängigen Geometrieeffekte des Drahtes [95] ist auch bei diesen lateral stark eingeschränkten Proben in Übereinstimmung mit früheren Messungen an Aharonov-Bohm Ringen auf InGaAs/InP von Appenzeller [6], keine (Anti-)Lokalisierung aufgetreten. Die wahrscheinlichste Erklärung wurde bereits in [6] angesprochen und liegt in der, für diese hohen Beweglichkeiten nicht ausreichenden, lateralen Einschnürung. Es sind immer noch zu viele eindimensionale Kanäle besetzt. Die Draht-Proben befinden sich in einem Leitungsregime zwischen Ein- und Zweidimensionalität, so daß die Zahl der Störstellen noch keine genügend hohe Rückstreurrate verursacht.

Die gesuchten Korrekturen zur Leitfähigkeit konnten dann bei speziell hergestellten Heterostrukturen doch noch gefunden werden. Die erste Probe mit Lokalisierung/Antilokalisierung ist eine 2DEG Struktur, ganz ähnlich wie die bisher behandelten. Der wesentliche Unterschied liegt in der Dotierungsverteilung. Diese wurde zum Teil in den 77%igen InGaAs Kanal gelegt. Dies führt zu einer deutlichen Abnahme der Beweglichkeit durch elastische Störstellenstreuung an ionisierten Donatoren [3, 33, 39, 107]. Die Hall- und SdH-Messung der Probe zeigt Abb.56. Der genaue Aufbau besteht aus 350nm InP-Puffer auf InP Substrat, 10nm $4.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ -dotiertem InP, einem 10nm Kanal aus $\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}$ mit einer Dotierung von $3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ und einer abschließenden undotierten Deckschicht aus 150nm gitterangepaßtem InP. Bei dieser Schicht wurde zur weiteren Reduktion der Beweglichkeit die typisch 20nm dicke Trennschicht aus InP zwischen Dotierung und Kanal weggelassen, dies senkt zusätzlich die Beweglichkeit, da – wie aus den Simulationen deutlich wird – die Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit auch noch in den Barrieren von Null verschieden ist. Eine Auswertung der gezeigten Messung ergibt folgende Werte für die Ladungsträgerkonzentration, Beweglichkeit und Transportstreuzeit:

$n_{2d} [10^{12}\text{cm}^{-2}]$	$\mu [\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}]$	$\tau_{\text{tr}} [\text{ps}]$
1.1	1.3	0.29

Verglichen mit den Transporteigenschaften der “Beispielprobe” aus den vorherigen Kapiteln (Seite 61) werden durch diesen Schichtaufbau Beweglichkeit und Transportstreuzeit um fast einen Faktor 40 reduziert. Entsprechend steigt die Wahrscheinlichkeit für Rückstreuung. Die Heterostruktur wurde wieder simuliert und nach dem

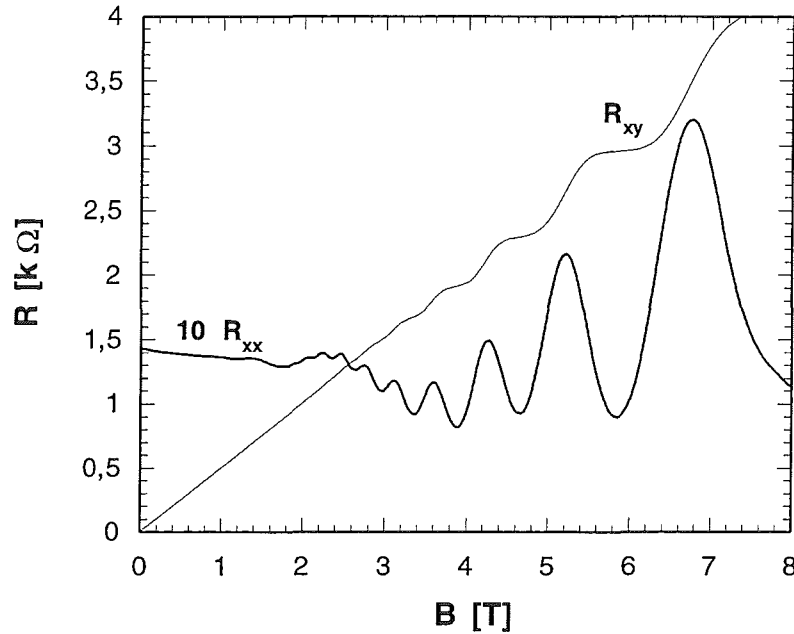


Abb.56: SdH- und Hallmessung eines 2DEG mit dotiertem Kanal.

bekannten Muster ein Wert für die Rashba-Spin-Bahn Kopplung von

$$\alpha = 6.3 \times 10^{-12} \text{ eVm}$$

errechnet. Die Bestimmung von α aus den SdH-Schwebungen ist durch die streuungsbedingte Überlappung der Landauniveaus bei kleinen Magnetfeldern nicht möglich.

Dies sollten geeignete Voraussetzungen für das Auftreten von Antilokalisierung sein. Im Bereich zwischen $\pm 0.1 \text{ T}$ sind Longitudinalwiderstände im Temperaturintervall $0.3\text{-}18 \text{ K}$ aufgenommen worden (Abb.57), die zunächst einen Anstieg zu fallenden Magnetfeldbeträgen und ein deutlich ausgeprägtes Minimum bei $B = 0 \text{ T}$ zeigen. Man erkennt also eine Überlagerung von positivem und negativem Magnetowiderstand. Dies läßt den Schluß zu, daß es sich bei dieser Abweichung vom Drudewert (1) der normierten Leitfähigkeit um Lokalisierung und bei kleineren Magnetfeldern um Antilokalisierung handelt. Auch das Verschwinden der quantenmechanischen Korrekturen mit steigender Temperatur bis zu knapp 20 K ist – verglichen mit den Ergebnissen anderer Autoren [58, 97] – typisch. Das Auftreten von Antilokalisierung auf Grund von Rashba-Spin-Bahn Wechselwirkung entspricht der Erwartung.

Ein weiterer Beweis für die Annahme, daß die Antilokalisierung durch die Rash-

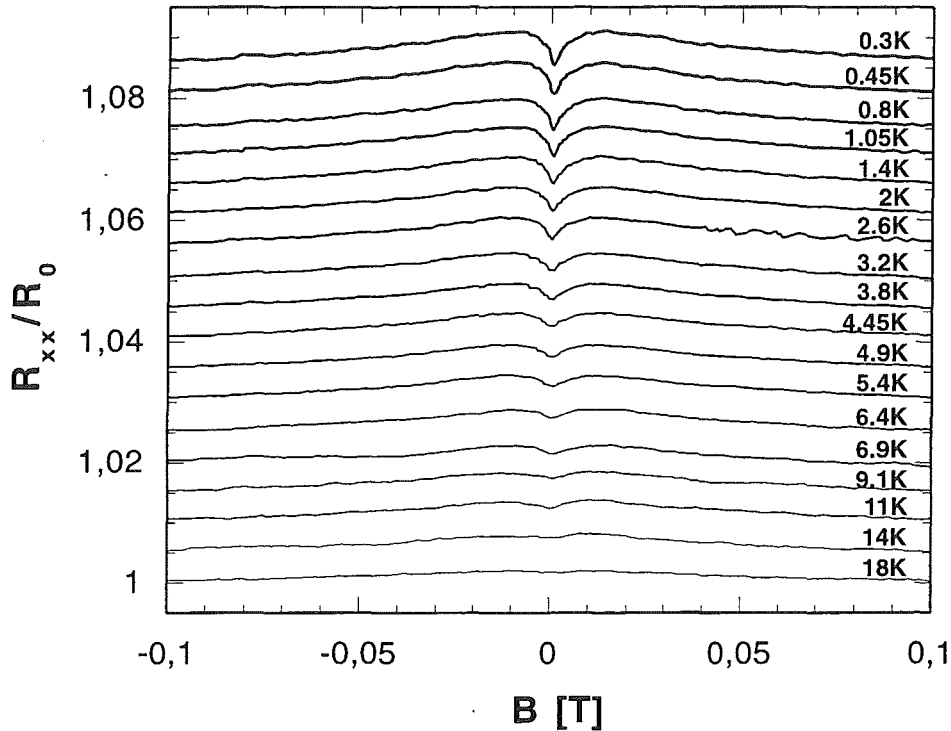


Abb.57: Longitudinalwiderstände bei verschiedenen Temperaturen normiert auf den Widerstand bei $B = 0T$. Die Kurven sind zur besseren Übersicht jeweils um einen konstanten Wert auf der y -Achse verschoben.

ba Wechselwirkung hervorgerufen wird, wird erbracht, wenn die Ausprägung des Minimums durch Symmetrieänderung des Kanals beeinflusst werden kann, wie es auch schon bei den SdH-Messungen der Fall war. Aus diesem Grund wurde ein symmetrischer Rechtecktopf ebenfalls zusätzlich im Kanal dotiert und durch die Wahl der Barrierendotierung möglichst symmetrisch ausgelegt. (350nm InP-Puffer, 10nm $1.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ InP, InGaAs Kanal mit 77% Indium und einer Dotierung von $3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 10nm InP mit einer etwas höheren Dotierung von $1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ zur Absättigung von Oberflächenzuständen, 100nm undotiertes InP) Durch die Präparation eines MIS-Gates auf dem Hallbarren kann wieder das Oberflächenpinning durch angelegte Gatespannungen variiert und die Symmetrie verändert werden. Der Kanal sollte zunächst keine Antilokalisierung zeigen, bei zunehmend negativer Gatespannung und der damit verbundenen Vergrößerung von α muß sich dann die erhöhte Spin-Bahn Wechselwirkung durch Ausprägen eines Minimums bei $B = 0$ zeigen. Die

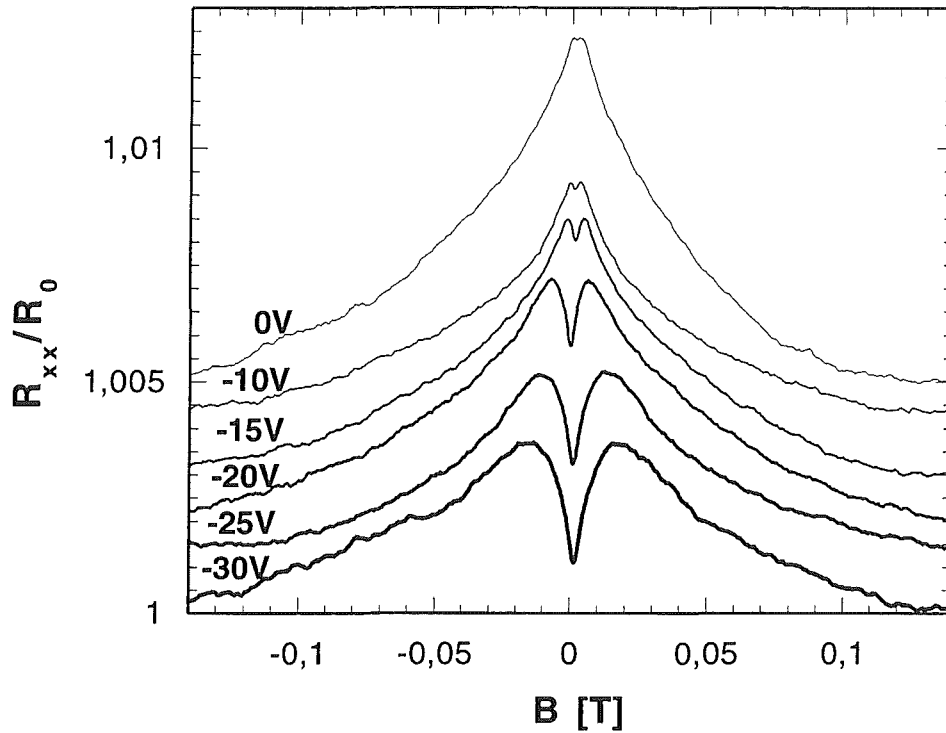


Abb.58: Gategesteuerte Antilokalisierung durch Symmetrieänderung.

in Abb.58 gezeigte Meßserie wurde bei 300mK aufgenommen. Ohne Gatespannung, also bei hoher Symmetrie zeigt die Probe infolge der starken elastischen Störstellenstreuung lediglich negativen Magnetowiderstand – Lokalisierung –. Bei maximaler Gatespannung von $U_{\text{Gate}} = -30\text{V}$ ist dagegen ein sehr prägnantes Minimum um $B = 0\text{T}$ zu erkennen, dessen Breite ca. $\pm 0.02\text{T}$ beträgt. Die Minimumbreite der vorherigen Probe ist mit $\pm 0.01\text{T}$ nur halb so groß. Für Zwischenwerte der Gatespannung verhält sich die Änderung der Kurvenstruktur monoton. Aus den SdH-Messungen zu den einzelnen Gatespannungen sind folgende Werte abzuleiten:

U_{Gate} [V]	n_{2d} [10^{12}cm^{-2}]	μ [$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$]	τ_{tr} [ps]
0	2.4	1.2	0.27
-10	2.4	1.2	0.27
-15	2.3	1.1	0.25
-20	2.1	0.9	0.20
-25	1.9	0.9	0.20
-30	1.6	0.9	0.20

Die Streuzeiten, die in die Theorie der Antilokalisierung eingehen (vgl. Gleichung (98)), sind für alle Gatespannungen und auch für die zuerst beschriebene Probe sehr ähnlich. Die Abweichungen im Aussehen der Meßkurven müssen also im wesentlichen auf die unterschiedlich große Spin-Bahn Wechselwirkung auf Grund differierender Kanal-Symmetrie zurückzuführen sein. Auch bei dieser Probe können α -Werte nur aus der gatespannungsabhängigen Simulation der Heterostruktur gewonnen werden. Es ergeben sich folgende Eckwerte für α bei 0V und bei $-30V$ Gatespannung

$$\alpha^{0V} = 0.9 \times 10^{-12} \text{eVm}, \quad \alpha^{0V} = 8.5 \times 10^{-12} \text{eVm}$$

Die deutliche Veränderung der Meßkurven geht auch mit einer signifikanten Vergrößerung der Spin-Bahn Wechselwirkung auf Grund stärker werdender Asymmetrie einher. Die 2DEG-Probe reiht sich ebenfalls schlüssig in dieses Bild ein.

Man kann zusammenfassend sagen, daß mit steigendem α bei genügend großer elastischer Streuung in der Probe das Minimum im Magnetowiderstand durch Antilokalisierung breiter ausgeprägt ist. Dies faßt die nachstehende Tabelle noch einmal zusammen:

$\alpha^{\text{theor.}} [10^{-12} \text{eVm}]$	0.9	6.3	8.5
$\pm \Delta B [\text{mT}] \sim$	1	10	20

Die Antilokalisierung ist, wenn es möglich ist direkt auf α zurückzurechnen, eine sehr empfindliche Bestimmungsmethode. Sie löst sogar Spinaufspaltungen auf, die auf Kopplungsparametern unterhalb von 10^{-12}eVm beruhen (vgl. oberste Meßkurve in Abb.58).

10 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß des Elektronenspins auf die elektrischen Eigenschaften von Halbleitern untersucht. Der Schwerpunkt lag dabei auf hochbeweglichen InGaAs/InP-Halbleiterheterostrukturen mit lateral eingeschränkter Leitung, sogenannten zweidimensionalen Elektronengasen (2DEG). Die auf einen in Schichtwachstumsrichtung geformten Potentialtopf eingeschränkten Elektronen erfahren bei Symmetriebrechungen eine Aufhebung ihrer zweifachen Spinentartung. Der Spin ihres Quantenzustands trägt dann zu den elektrischen Eigenschaften bei. Symmetrieverletzungen können auf mehrere Ursachen zurückgehen. Abgesehen von externen Gründen, wie die Zeemanwechselwirkung des Spins mit angelegten Magnetfeldern, bieten die betrachteten III-V-Halbleiter durch das Fehlen der Inversionssymmetrie des Zinkblendegitters, in dem sie kristallisieren, auch einen intrinsischen. Diese Wechselwirkung wird in der Literatur auf Grund ihrer Abhängigkeit vom Wellenzahlvektor k der Elektronen als k^3 -Term bezeichnet. In dieser Arbeit konnte er an hoch symmetrischen 2DEGs und Quantentöpfen variabler Dicke nicht gefunden werden. Deshalb beschränkt sich der theoretische Ansatz zum Verständnis der Spinaufspaltung auf die Berücksichtigung des zweiten, als Rashba-Term bezeichneten Spin-Bahn Wechselwirkungseffektes. Die zwei möglichen Spin-Einstellungen erhalten durch ein effektives Magnetfeld ihre energetische Aufspaltung. Es entsteht in relativistischer Korrektur aus der Wechselwirkung der bewegten Elektronen mit einem elektrischen Feld in der Heterostruktur. Dieses Feld berechnet sich formal aus der Ortsableitung des Potentials in Wachstumsrichtung, kann bis zu 10^7Vm^{-1} groß werden und sich entsprechend der Raumladungszonen der Heterostruktur über einige hundert Nanometer erstrecken. Wenn der Erwartungswert dieses Feldes im Potentialtopf am Ort der Elektronen nicht verschwindet, ergibt sich die Spinaufspaltung mit einem von diesem elektrischen Feld $\mathcal{E}$ abhängigen Spin-Bahn Kopplungsparameter $\alpha(\mathcal{E})$ gemäß $\Delta\epsilon = 2\alpha k$. Die Beschränkung der Spin-Kopplung auf das Feld im Potentialtopf führt jedoch nicht zu quantitativer Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Erst die vollständige Beschreibung aller Materialien, in denen die Wellenfunktion der Elektronen nicht verschwindet, durch eine umfassende Effektivmassennäherung für Heterostrukturen zeigt, daß in die Kopplungskonstante α Zusatzterme der Materialgrenzflächen zwischen Potentialtopf- und Barrierenmaterial signifikant eingehen. Durch numerische Simulation der konkreten Leitungsbandverläufe und Elektronenwellenfunktionen der InGaAs/InP-Strukturen können aus diesem Ansatz Theoriewerte berechnet werden. Die mathematische Struktur der

Kopplungskonstante zeigt, daß bei vollständiger Raumsymmetrie des Potentials am Ort der Elektronen keine Spinaufspaltung zu erwarten ist.

Die in den Experimenten verwendeten Proben wurden mit typischen Herstellungsmethoden für Halbleiterbauelemente, die auch in industriellen Prozessen zur Fertigung von Mikro- und Submikrometerstrukturen Anwendung finden, präpariert. Die benutzten Techniken umfassen optische und elektronenmikroskopische Lithographie, naß- und trockenchemische (RIE) Ätzung, Metallisierung, Lift-off Strukturierung, Ritztechnik und die Einfassung in Prototyp-Probenträger inklusive elektrischer Verdrahtung (Bonden). Die Shubnikov-de Haas (SdH), Punktkontakt- und Lokalisierungs-/Antilokalisierungsmessungen wurden in Tieftemperaturkryostaten bis zu Temperaturen von 30mK bei Magnetfeldern bis 16T in Lock-in Technik durchgeführt.

Die durch die Theorie bestätigten Ergebnisse aus den Shubnikov-de Haas Messungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Kopplungskonstante α der untersuchten InGaAs-2DEGs liegt im Bereich von $5 \times 10^{-12} \text{eVm}$. Dieser Wert kann erst durch die zusätzliche Berücksichtigung der Grenzflächenterme erklärt werden.
- Vollständig symmetrische Quantentöpfe zeigen keine Spinaufspaltung. Dies rechtfertigt die Vernachlässigung des k^3 -Terms in der Theorie.
- Durch die Präparation eines Gates auf der Heterostruktur kann die Symmetrie des Potentials geändert und die Spin-Bahn Kopplung beeinflusst werden. Eine Steigerung von α um einen Faktor 2.7 konnte experimentell und theoretisch gezeigt werden.
- Die Grenzflächenterme in α sind die Hauptursache für zum Teil nicht offensichtliche, aber durch die Theorie abgedeckte, experimentelle Beobachtungen, wie die Zunahme der Spin-Bahn Wechselwirkung bei wachsender Quantisierungsbreite der speziellen 2DEG-Konfigurationen oder die stärkere Gatebeeinflussung der Wechselwirkung bei symmetrischeren Quantentöpfen.

Durch quantenmechanische Berechnung von Punktkontaktkennlinien unter Berücksichtigung der Rashba-Kopplung wurde begründet, warum und in welchem Maß die bekannten Stufen in der Punktkontaktleitfähigkeit G von $2e^2/h$ in Zwischenstufen mit halber Höhe e^2/h aufspalten. Das numerisch bestimmte Ergebnis zeigt, daß für

endliche Werte von α Leitfähigkeitsspinstufen zu erwarten sind. Die eingeschränkte Auflösung der bislang deutlichsten Quantisierung der Leitfähigkeit auf diesem Materialsystem reicht bei dem vorliegenden $\alpha < 1 \times 10^{-11} \text{eVm}$ jedoch nicht aus, die theoretische Vorhersage zu prüfen. Spinaufspaltung in der Punktkontaktkenlinie konnte bei einem eingepprägten Magnetfeld durch Zeemanaufspaltung klar gezeigt werden und ist für Schichtsysteme mit größerer Kopplungskonstante α ebenfalls zu erwarten.

Bei hoher Rückstreuwahrscheinlichkeit in der Probe ist mit Lokalisierungsphänomenen zu rechnen, durch die ein Elektron an einen geschlossenen Weg gebunden wird und für den Stromtransport nicht mehr zur Verfügung steht. Durch Spin-Bahn Wechselwirkung kehrt sich dieser Effekt in sein Gegenteil, die Leitfähigkeit steigt auf Grund von Antilokalisierung. Es wurden spezielle Proben mit hoher Rückstreuung durch ein Oberflächengate gesteuert und der Magnetowiderstand gemessen. Qualitativ wird deutlich, daß die Verminderung der Symmetrie – Vergrößerung von α – zwischen Lokalisierung und Antilokalisierung zu “schalten” vermag. Der Anteil der Lokalisierung zur Leitfähigkeitskorrektur steigt monoton mit dem zugehörigen, berechneten α und bestätigt die theoretischen Vorhersagen.

Als Fazit dieser Arbeit ist festzustellen, daß die Nutzung der Spinaufspaltung für zukünftige Bauelemente bei Materialien mit kleiner Bandlücke und starker, epitaktisch verursachter Quantentopfasymmetrie vielversprechend ist. Die Einflußnahme auf die Spinkopplung durch einen Gatekontakt wurde gezeigt, Spineffekte in Transportgrößen berechnet und demonstriert. Die vorgestellte Theorie ist geeignet, die Effekte quantitativ zu beschreiben. Ein aus den gewonnenen Einsichten empfehlenswertes Material für weitere Untersuchungen ist InAs, bei dem eine größere Rashba Wechselwirkung zu Spineffekten bei Raumtemperatur führen kann.

11 Literaturverzeichnis

- [1] S. Adachi, Solid State Sci.Technol., **129**, (3), 609, (1980)
- [2] S. Adachi, in "Properties of lattice-matched and strained Indium Gallium Arsenide", P. Bhattacharya (Ed.), INSPEC, (1993)
- [3] T. Ando, J.Phys.Soc.Jap., **51**, 3900, (1982)
- [4] E.A. de Andrada e Silva, Phys.Rev.B, **46**, (3), 1921, (1992)
- [5] E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, F. Bassani, Phys.Rev.B., **50**, (12), 8523, (1994)
- [6] J. Appenzeller, Dissertation, RWTH-Aachen, (1995)
- [7] S. Bandyopadhyay, B. Das, A.E. Miller, Nanotechnol, **5**, (2), 113, (1994)
- [8] M. Braun, U. Rössler, J.Phys.C, **18**, 3365, (1985)
- [9] M. Büttiker, Phys.Rev.B, **38**, 9375, (1988)
- [10] Y.A. Bychkov, E.I. Rashba, Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz., **39**, (2), 66. (1984)
- [11] Y.A. Bychkov, E.I. Rashba, J.Phys.C, **17**, 6039, (1984)
- [12] M. Cardona, N.E. Christensen, G. Fasol, Phys.Rev.B, **38**, (3), 1806, (1998)
- [13] R.E. Cavicchi, D.V. Lang, D. Gershoni, A.M. Sergent, J.M. Vandenberg, S.N.G. Chu, M.B. Panish, Appl.Phys.Lett., **54**, (8), 739, (1989)
- [14] J.D. Chadi, W.A. Harrison (Ed.), Proc.17th Int.Conf.Phys.Sem., San Franz., 1984, Springer, (1985)
- [15] G.L. Chen, J. Han, T.T. Huang, S. Datta, D.B. Janes, Phys.Rev.B, **47**, (7), 4084, (1993)
- [16] B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, J. Singh, M. Jaffe, Phys.Rev.B, **39**, (2), 1411, (1989)
- [17] B. Das, S. Datta, R. Reifenberger, Phys.Rev.B, **41**, (12), 8278, (1990)
- [18] B. Das, Dissertation, DAI 50, DA 9003893, 4140, (1990)
- [19] S. Datta, B. Das, Appl.Phys.Lett., **56**, (7), 665, (1989)

- [20] M. Dobers, J.P. Vieren, Y. Guldner, P. Bove, F. Omnes, M. Razeghi, Phys.Rev.B, **40**, (11), 8075, (1989)
- [21] S.I. Dorozhkin, Phys.Rev.B, **41**, (5), 3235, (1990)
- [22] G. Dresselhaus, Phys.Rev., **100**, (2), 580, (1955)
- [23] P.D. Dresselhaus, C.M.A. Papavassiliou, R.G. Wheeler, R.N. Sacks, Phys.Rev.Lett, **68**, (1), 106, (1992)
- [24] J.P. Eisenstein, H.L. Störmer, V. Narayanamurti, A.C. Gossard, W. Wiegmann, Phys.Rev.Lett, **53**, (27), 2597, (1984)
- [25] G. Engels, Diplomarbeit, RWTH-Aachen, (1992)
- [26] G. Engels, M. Tietze, Th. Schäpers, J. Appenzeller, M. Hollfelder, H. Lüth, akzeptiert zur Veröffentlichung in Superlat.Microstruct., (1996)
- [27] R. Eppenga, M.F.H. Schuurmans, Phys.Rev.B, **37**, (18), 10923, (1988)
- [28] Y.K. Fukai, H. Nakano, S. Nakata, S. Tarucha, K. Arai, Solid.StateComm., **94**, (9), 757, (1995)
- [29] P.D. Gardner, S.Y. Narayan, Y.-H. Yun, Thin Sol.Films, **117**, 173, (1984)
- [30] D. Gershoni, H. Temkin, J.M. Vandenberg, S.N.G. Chu, R.A. Hamm, M.B. Panish, Phys.Rev.Lett., **60**, (5), 448, (1988)
- [31] S.K. Greene, J. Singleton, P. Sobkowicz, T.D. Golding, M. Pepper, J.A.A.J. Perenboom, J. Dinan, Semicond.Sci.Technol., **7**, 1377, (1992)
- [32] D. Grützmacher, R. Meyer, P. Balk, C. Berg, Th. Schäpers, H. Lüth, M. Zachau, F. Koch, J.Appl.Phys., **66**, (2), 697, (1989)
- [33] P.J. van Hall, T. Klaver, J.H. Wolter, Semicond.Sci.Technol., **3**, 120, 1988
- [34] J.E. Hansen, R. Taboryski, P.E. Lindelof, Phys.Rev.B, **47**, (23), 16040, (1993)
- [35] J.E. Hansen, R. Taboryski, P.E. Lindelof, Physica B, **194-196**, 1129, (1994)
- [36] H. Hardtdegen, R. Meyer, H. Loken-Larsen, J. Appenzeller, Th. Schäpers, H. Lüth, J.Crystal Growth, **116**, 521, (1992)
- [37] H. Hardtdegen, R. Meyer, M. Hollfelder, Th. Schäpers, J. Appenzeller, H. Loken-Larsen, Th. Klocke, Ch. Dieker, B. Lengeler, H. Lüth, J.Appl.Phys., **73**, (9), 4489, (1993)

-
- [38] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka, *Prog.Theor.Phys.*, **63**, (2), 707, (1980)
- [39] K. Hirakawa, H. Sakaki, *Phys.Rev.B*, **33**, 8291, (1986)
- [40] M. Hollfelder, persönliche Mitteilung, Februar (1996)
- [41] R.J. Haug, *Semicond.Sci.Technol.*, **8**, 131, (1993)
- [42] H. Ibach, H. Lüth, "Festkörperphysik", Springer, Berlin, (1990)
- [43] S.V. Iordanskii, Y.B. Lyanda-Geller, G.E. Pikus, *Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, **60**, (3), 199, (1994)
- [44] A. Isihara, L. Smrčka, *Phys.C.*, **19**, 6777, (1986)
- [45] Y.L. Ivanov, P.S. Kop'ev, S.D. Suchalkin, V.M. Ustinov, *JETP Lett.*, **53**, (9), 493, (1991)
- [46] B. Jusserand, D. Richards, H. Peric, B. Etienne, *Phys.Rev.Lett.*, **69**, (5), 848, (1992)
- [47] B. Jusserand, D. Richards, H. Peric, B. Etienne, *Surf.Sci.*, **305**, 247, (1994)
- [48] M.J. Kane, D.A. Anderson, L.L. Taylor, S.J. Bass, *J.Appl.Phys.*, **60**, (2), 657, (1986)
- [49] J. Kaufmann, Dissertation, RWTH-Aachen, (1996)
- [50] Y. Kawaguchi, I. Takayanagi, S. Kawaji, *J.Phys.Soc.Jap.*, **56**, (4), 1293, (1987)
- [51] S. Kawaji, K. Kuboki, H. Shigeno, T. Nambu, J. Wakabayashi, J. Yoshino, H. Sakaki, *Proc.17th Int.Conf. on Physics of Semicond.*, J.D. Chadi, W.A. Harrison (Eds.), 413, Springer, Berlin, 1985
- [52] T.W. Kim, Y. Seo, *Phys.Stat.Sol. (a)*, **132**, (K27), (1992)
- [53] Th. Klocke, *Berichte des Forschungszentrums Jülich*, **Jül-2723**, (1993)
- [54] W. Knap, C. Skierbiszewski, E. Litwin-Straszewska, F. Kobbi, A. Zduniak, J.L. Robert, G.E. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, *Acta.Phys.Polon.*, **87**, (2), 427, 1995
- [55] P. Kordos, M. Marso, R. Meyer, H. Lüth, *J.Appl.Phys.*, **72**, (6), (1992)
- [56] L.P. Kouwenhoven, B.J. van Wees, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, C.T. Foxon, J.J. Harris, *Phys.Rev.B*, **39**, (11), 8040, (1989)
- [57] B. Kowalski, P. Omling, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, C. Wetzel, V. Härle, F. Scholz, P. Sobkovicz, *Phys.Rev.B*, **49**, (20), 14786, (1994)

- [58] C. Kurdak, A.M. Chang, A. Chin, T.Y. Chang, Phys.Rev.B, **46**, (11), 6846, 1992
- [59] J. Lange, Phys.Rev.B, Veröffentlichung in Vorbereitung
- [60] J. Lange, mündliche Mitteilung, 6.3.1996
- [61] Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe III/Band 22, Springer, Berlin, (1987)
- [62] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, "Lehrbuch der theoretischen Physik", Band III, Akademie-Verlag, Berlin, (1979)
- [63] S.E. Laux, D.J. Frank, F. Stern, Surf.Sci., **196**, 101, (1988)
- [64] A. Leuther, Dissertation, RWTH-Aachen, (1996)
- [65] I.B. Levinson, E.V. Sukhorukov, A.V. Khaetskii, JETP Lett., **45**, 384, (1987)
- [66] G. Lommer, F. Malcher, U. Rössler, Phys.Rev.Lett., **60**, (8), 728, (1988)
- [67] J. Luo, H. Munekata, F.F. Fang, P.J. Stiles, Phys.Rev.B, **38**, (14), 10142, (1988)
- [68] J. Luo, H. Munekata, F.F. Fang, P.J. Stiles, Phys.Rev.B, **41**, (11), 7685, (1990)
- [69] D.R. Mace, M.P. Grimshaw, D.A. Ritchie, C.J.B. Ford, M. Pepper, G.A.C. Jones, J.Phys.:Condens.Matt., **5**, L227, (1993)
- [70] F. Malcher, G. Lommer, U. Rössler, Superlat.Microstruct., **2**, (3), 267, (1986)
- [71] E. Menu, P. Gentric, D. Moroni, J.N. Patillon, J.P. Andre, Semicond.Sci.Technol., **3**, 546, (1988)
- [72] A. Mesquida Küsters, A. Kohl, K. Heime, Th. Schäpers, D. Uhlisch, B. Lengeler, H. Lüth, J.Appl.Phys., **75**, (7), 3507, (1994)
- [73] F. Müller, Dissertation, RWTH-Aachen, (1992)
- [74] N. Newman, W. E. Spicer, T. Kendelewicz, I. Lindau, J.Vac.Sci.Technol, **B4**, (4), 931, (1986)
- [75] P. Omling, B. Kowalski, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, C. Wetzel, V. Härle, F. Scholz, Solid-State Electr., **37**, (4-6), 669, (1994)
- [76] G. Paasch, G. Gobsch, D. Schulze, S. Handschack, Surf.Sci., **213**, 594, (1989)
- [77] M. Pepper, D. Wharam, Phys.World, **1**, 45, (1988)

-
- [78] M. Pepper, C.G. Smith, R.J. Brown, D.A. Wharam, M.J. Kelly, R. Newbury, H. Ahmed, D.G. Hasko, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *Semicond.Sci.Technol.*, **5**, 1185, (1990)
- [79] F.G. Pikus, G.E. Pikus, *Phys.Rev.B*, **51**, (23), 16928, (1995)
- [80] R. Poerschke (Ed.), *Semiconductors, Group IV Elements and III-V Compounds*, O. Madelung (Ed.), Springer, Berlin, (1991)
- [81] D.A. Poole, M. Pepper, A. Hughes, *J.Phys.C.*, **9**, L1137, (1982)
- [82] *Properties of Indium Phosphide*, EMIS Datareviews Series, **6**, INSPEC, London, (1991)
- [83] J. Rammer, *Rev.Mod.Phys.*, **63**, 781, (1991)
- [84] E.I. Rashba, *Fiz.Tver.Tela*, **2**, (6), 1224, (1960)
- [85] D. Richards, B. Jusserand, H. Peric, B. Etienne, *Phys.Rev.B*, **47**, (23), 16028, (1993)
- [86] U. Rössler, *Solid State Com.*, **49**, (10), 943, (1984)
- [87] U. Rössler, F. Malcher, G. Lommer, in *Solid-State Sci.*, **87**, "High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II", G. Landwehr (Ed.), Springer, Berlin, 376, (1989)
- [88] L.M. Roth, S.H. Groves, P.W. Wyatt, *Phys.Rev.Lett.*, **19**, (10), 576, (1967)
- [89] D.G. Seiler, W.M. Becker, L.M. Roth, *Phys.Rev.B*, **1**, (2), 764, (1970)
- [90] Th. Schäpers, G. Engels, H. Lüth, M. Behet, D. Moulin, A. Mesquida Küsters, M. Heuken, K. Heime, *Veröffentlichung in Vorbereitung*, (1996)
- [91] F. Schwabl, "Quantenmechanik", Springer, Berlin, (1988)
- [92] D.G. Seiler, "High Fields in Semiconductor Physics II", G. Landwehr (Ed.), *Solid-State Science*, **87**, Springer, (1990)
- [93] Y.V. Sharvin, *JETP Lett.*, **48**, 984, (1965)
- [94] M. Sugawara, N. Okazaki, T. Fujii, S. Yamazaki, *Phys.Rev.B*, **48**, (11), 8102, (1993)
- [95] A.M. Svensson, *Diplomarbeit*, Norwegische Technische Hochschule, Trondheim, (1993)
- [96] A. Szafer, A.D. Stone, *Phys.Rev.Lett.*, **62**, 300, (1989)
- [97] H. Taniguchi, J. Takahara, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka, K. Murase, *Jap.J.Appl.Phys.*, **30**, (11A), 2808, (1991)

- [98] M.F. Tietze, Th. Schäpers, J. Appenzeller, G. Engels, M. Hollfelder, B. Lengeler, H. Lüth, *J.Appl.Phys.*, **79**, (2), 871, (1996)
- [99] P.J.A. Thijs, J.M. Lagemaat, R. Woltjer, *Elektron.Lett.*, **24**, (4), 226, (1987)
- [100] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies, *Phys.Rev.Lett.*, **56**, 1198, (1986)
- [101] G. Timp, R. Behringer, S. Sampere, J.E. Cunningham, R.E. Howard, "Nanostructure Physics and Fabrication", M.A. Reed, W.P. Kirk (Eds.), Academic Press, 331, (1989)
- [102] S. Tiwari, D.J. Frank, *Appl.Phys.Lett.*, **60**, (5), 630, (1992)
- [103] D. Uhlisch, Diplomarbeit, RWTH-Aachen, (1994)
- [104] F.T. Vas'ko, *JETP Lett.*, **30**, (9), 541, (1979)
- [105] D.L. Vehse, S.G. Hummel, H.M. Cox, F. DeRosa, S.J. Allen (Jr.), *Phys.Rev.B*, **33**, (8), 5862, (1986)
- [106] C.G. van de Walle, *Phys.Rev.B*, **39**, (3), 1871, (1989)
- [107] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J. Lagowski, H.C. Gatos, *Phys.Rev.B*, **30**, 4571, (1984)
- [108] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, *Phys.Rev.Lett.*, **60**, 848, (1988)
- [109] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmend, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *J.Phys.C*, **21**, L209, (1988)
- [110] Ch.R. Whitsett, *Phys.Rev.*, **138**, (3A), 829, (1965)
- [111] H.Z. Zheng, H.P. Wei, D.C. Tsui, G. Weimann, *Phys.Rev.B*, **34**, 5635, (1986)

Danksagung:

Mein herzlicher Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. H. Lüth für die Möglichkeit, am Institut für Schicht- und Ionentechnik der KFA Jülich tätig sein zu dürfen, sowie für die Betreuung dieser Arbeit;

Herrn Prof. Dr. B. Lengeler für die Auswahl des Arbeitsthemas, und die Übernahme des Koreferates;

Herrn Dr. Th. Schäpers für hilfreiche Diskussionen, vielfältige Unterstützung und bemerkenswert strapazierbare Hilfsbereitschaft;

Herrn Dipl. Phys. J. Kaufmann und Herrn Dipl. Phys. Th. Klocke für freundschaftliche Zusammenarbeit und gegenseitige Hilfe;

Herrn Dipl. Phys. J. Lange für seine Anregungen und Hilfe, ohne die diese Arbeit sicherlich um ein gutes Stück Theorie ärmer wäre;

Herrn Dr. J. Appenzeller für Präparationstips und Mesoskopiediskussionen und für das Entree in die Öffentlichkeitsarbeit des Forschungszentrums;

Herrn Dipl. Phys. M. Hollfelder für die Herstellung der Epitaxieschichten;

Herrn Dipl. Phys. A. Leuther für das Bandstrukturprogramm und seine Hilfe bei der Berechnung und Interpretation der benötigten Datensätze;

Herrn G. Mülleians für tatkräftige, häufig in Anspruch genommene Hilfe rund um das Magnetlabor;

Herrn Dipl. Ing. F. J. Schroeteler und Frau A. Pracht für vielfältige Unterstützung im Reinraum und Herrn J. Zillikens für die zahlreichen Metallisierungen;

Herrn Dipl. Ing. A. Steffen und Herrn Dipl. Ing. F. Ringelmann für die PECVD-SiO₂ Schichten und Herrn Dipl. Ing. H. P. Bochem für die REM Aufnahmen;

Frau M. Nonn für die Erstellung der optischen Masken;

all den anderen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen des Instituts für die freundliche Zusammenarbeit;

meiner Mutter, die für eilige "Spezialaufträge" immer sofort zu engagieren war und mit der Korrektur dieser Arbeit "belohnt" wurde;

und meiner Freundin Kathrin für konstruktive Kritik bei der Durchsicht der Arbeit und den Beistand in Zeiten zweifelhaften Erfolgs.

Jül-3247

Juli 1996

ISSN 0944-2952