

Transporteigenschaften von
Quantendrähten in inhomogenen
Magnetfeldern

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Bernd Schüler
aus Schwäbisch Hall

Düsseldorf, Februar 2015

aus dem Institut für Experimentelle Physik der kondensierten Materie
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Thomas Heinzel

Korreferent: Prof. Dr. Klaus Schierbaum

Tag der mündlichen Prüfung: 23. April 2015

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Transport durch inhomogene Magnetfeldkonfigurationen in nieder-dimensionalen Elektronensystemen in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen experimentell untersucht. Im Fokus standen dabei die quantenmechanischen Zustände, welche bei einer Kombination von elektrischen und magnetischen Einschlusspotentialen entstehen.

Im ersten Experiment wurde der Elektronentransport durch einen quasi-eindimensionalen Kanal mit einem Magnetfeldgradientenprofil in Ausbreitungsrichtung der Elektronen in der Mitte des Kanals untersucht. Hierzu wurde der eindimensionale Kanal mit Hilfe des Verfahrens der lokalen anodischen Oxidation im zweidimensionalen Elektronengas der $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostruktur hergestellt. Der Magnetfeldgradient wird durch zwei stark lokalisierte Magnetfelder (sog. magnetische Barrieren) in Transportrichtung erzeugt. Diese magnetischen Barrieren entstanden aufgrund des Streufeldes eines parallel zur Elektronentransportrichtung magnetisierten ferromagnetischen Films auf der Oberfläche der Heterostruktur. In den Messungen zeigen sich Fluktuationen des Leitwerts als Funktion der Magnetisierung des ferromagnetischen Films und der Fermi-Energie im Kanal. Diese konnten mit Hilfe von quantenmechanischen Simulationen durch Zustände im System erklärt werden, welche ausschließlich quantenmechanischen Ursprungs sind.

Im zweiten Experiment wurde dem Magnetfeldprofil aus dem ersten Experiment zusätzlich ein homogenes, zum Kanal senkrecht angelegtes Magnetfeld, überlagert. In den Transportmessungen des Leitwerts als Funktion des überlagerten homogenen senkrechten Magnetfeldes zeigten sich zwei Arten von Fluktuationen. Beide Fluktuationsarten konnten in quantenmechanischen Simulationen erklärt werden, wobei für eine Art wiederum eine ausschließlich quantenmechanische Erklärung notwendig ist.

Das dritte Experiment beschreibt die Verwendung eines zweidimensionalen Elektronengases als Sensor zur Untersuchung der Domänenwandbewegung in einem ferromagnetischen Draht. Dabei konnte gezeigt werden, dass diese Art der Detektion eine höhere Sensitivität aufweist im Vergleich zu bisher verwendeten Methoden, welche direkt die Widerstandsänderung des ferromagnetischen Drahtes benutzen.

Das letzte Experiment beschäftigt sich wiederum mit den semiklassischen Transporteigenschaften einer Konfiguration aus zwei magnetischen Barrieren in einem zweidimensionalen Elektronengas. Dabei zeigt sich, dass eine ohmsche Addition des Widerstandes von zwei Barrieren bei der Betrachtung des ballistischen Transports von Elektronen nicht immer gültig ist.

Abstract

In this thesis are presented the results of the study of the electron-transport through inhomogeneous magnetic field profiles in low-dimensional electron systems in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -heterostructures. The main focus lies on the investigation of quantum mechanical states which are formed due to a combination of electric and magnetic confinement.

The first presented experiment investigates the transport through a quasi one-dimensional channel with a magnetic field gradient along the transport in the center of the channel. The one-dimensional channel was prepared by the so called local anodic oxidation technique in the two-dimensional electron gas of the $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -heterostructure. The magnetic field gradient is produced by two strongly localized magnetic fields (magnetic barriers) in transport direction. These magnetic barriers are produced by the stray field of a magnetised ferromagnetic film parallel to the electron transport direction on the surface of the heterostructure. The measurements show fluctuations of the conductance as a function of the magnetisation of the ferromagnetic film and the Fermi energy in the channel. These fluctuations were explained with the help of numerical simulations as a result of bound states which are formed inside the channel between the two magnetic barriers. Their origin can only be explained in a quantum mechanical picture.

In the second experiment the magnetic profil of the first experiment was superimposed by an additional homogeneous and perpendicular to the channel applied magnetic field. In the measurements of the conductance as a function of the superimposed homogeneous perpendicular magnetic field, we found two types of fluctuations. Both types of fluctuations were also found in quantum mechanical simulations of the system. For one type it was possible to find a semiclassical analog where the other one can again only be explained in a quantum mechanical picture.

In the third experiment a two dimensional electron gas was used to investigate domain wall motion in a ferromagnetic nanowire. The method was found to be more sensitiv than measuring the magnetoresistance in the wire directly. The last experiment investigates the magneto-transport of electrons through a double barrier structure in a two dimensional electron gas. The results show that the resistance of two magnetic barriers in the ballistic regime do not necessarily add up ohmically.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Quantendrähte und Magnetische Barrieren	5
2.1	Zweidimensionales Elektronengas	5
2.1.1	Wichtige Größen beim Transport in 2DEGs	6
2.1.2	Quanten-Halleffekt und Shubnikov-deHaas-Oszillationen	9
2.2	Quantendrähte und Quantenpunktkontakte	12
2.2.1	Landauer-Büttiker Formalismus	12
2.2.2	Quantenpunktkontakt	15
2.2.3	Temperaturabhängigkeit der Leitwertquantisierung . . .	17
2.2.4	Effekte durch Magnetfelder in QPCs	18
2.2.5	Numerische Simulationen von Quantendrähten und in- homogenen Magnetfeldern mit Hilfe der Methode der rekursiven Green's Funktion	20
2.3	Magnetische Barrieren	20
2.3.1	Semiklassischer Transport durch magnetische Barrieren .	21
2.3.2	Überlagerung einer magnetischen Barriere durch ein ho- mogenes Magnetfeld	23
2.3.3	Experimentelle Erzeugung von Barrieren	24
2.3.4	Hallmagnetometrie	25
2.4	Literaturzusammenfassung bezüglich theoretischen und experi- mentellen Ergebnissen von Quantendrähten in Kombination mit inhomogenen Magnetfeldern	26
3	Probenpräparation und Messaufbau	35
3.1	Probenherstellung	35

3.1.1	Präparation der Hall-Geometrie und der Ohmschen Kontakte	36
3.1.2	Lokale anodische Oxidation	38
3.1.3	Elektronenstrahlolithographie	41
3.1.4	Erzeugung von ferromagnetischen Strukturen durch thermisches Verdampfen	42
3.1.5	Fertiggestellte Probe	43
3.2	Messaufbau	44
3.2.1	Eigenschaften des flüssigen Heliums	44
3.2.2	Verdampfungskryostat	45
3.2.3	Entmischungskryostat	47
3.2.4	Messelektronik	49
4	Experimente und Simulationen	51
4.1	Vorarbeiten zur Probenauswahl	51
4.2	Transportmessungen an einem Quantendraht mit Magnetfeldgradient	56
4.2.1	Experiment	58
4.2.2	Simulation und Diskussion	63
4.2.3	Zusammenfassung	69
4.3	Quantendraht mit zwei magnetischen Barrieren im parallelen Magnetfeld und zusätzlicher homogener senkrechter Komponente	69
4.3.1	Experiment	69
4.3.2	Simulation und Diskussion	74
4.3.3	Zusammenfassung	80
4.4	Ausblick auf weiterführende Experimente	81
4.4.1	Messungen mit einer Modenzahl ≤ 1	81
4.4.2	Verwendung der magnetischen Doppelbarriere zur Spin-Polarisation	83
5	Weitere Experimente	85
5.1	Nachweis des Domänenwand-pinning über den longitudinalen Magnetowiderstand in einem zweidimensionalen Elektronengas.	85
5.1.1	Experiment	86
5.1.2	Diskussion	90

5.1.3	Zusammenfassung	92
5.2	Quasi-ballistischer Elektronentransport durch ein magnetisches Doppelbarrieren-Profil	93
5.2.1	Experiment	93
5.2.2	Simulation und Diskussion	97

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung des Elektronentransports in Halbleiter-Nanostrukturen ist nicht nur aufgrund der fortschreitenden Miniaturisierung von elektronischen Bauteilen, welche mit ihren minimalen Strukturgrößen schon länger in den Bereich weniger Nanometer vorgedrungen sind, von Interesse. Auch vom eher grundlagenorientierten Standpunkt haben sich viele bemerkenswerte Effekte ergeben, wie zum Beispiel der integrale [80] und der fraktionale Quanten-Halleffekt [69], deren Entdeckung jeweils mit einem Nobelpreis ausgezeichnet wurde. Viele Gesetzmäßigkeiten des makroskopischen Regimes müssen erweitert werden oder verlieren ganz ihren Sinn, wenn das mesoskopische Regime erreicht wird und die Auswirkungen der Quantenmechanik sichtbar werden [22, 31, 38]. Als Mesoskopik bezeichnet man die Übergangsregion zwischen makroskopischer und atomarer Beschreibung. Als Abgrenzung dient hier häufig, dass die Fermi-Wellenlänge und weitere Größen vergleichbar mit den Strukturgrößen werden [22, 31, 38]. Eine besondere Bedeutung bei Experimenten im mesoskopischen Regime hat die $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostruktur aufgrund der großen Fermi-Wellenlängen ($\lambda_F \approx 40$ nm) und der großen mittleren freien Weglängen ($2 \mu\text{m} < l_e < 200 \mu\text{m}$) erlangt [31]. Dadurch können mit vielen heutzutage standardmäßigen Techniken Strukturen erzeugt werden deren Ausdehnungen in dieser Größenordnung oder darunter liegen. Häufig werden bei Transportmessungen die Auswirkungen eines Magnetfeldes zur Untersuchung der Phänomene benutzt. Dabei werden jedoch meist homogene Magnetfeldkonfigurationen verwendet [63, 80]. Die Auswirkungen von inhomogenen Magnetfeldern werden häufig nicht untersucht, obwohl sie sehr häufig, z.B. in Form

von Magnetfeldgradienten, vorhanden sind [4, 10, 28, 44, 68]. Eine besonders elementare Struktur eines inhomogenen Magnetfeldes stellt hierbei ein räumlich senkrecht zur Transportrichtung stark lokalisiertes Magnetfeld dar, eine sogenannte magnetische Barriere [41, 57, 79]. Auch die mögliche Verwendung als Spin-Filter [39, 47, 53, 64, 86] macht diese besonders interessant. Dabei können die meisten Zustände die hierbei entstehen mit Hilfe eines klassischen Analogons erklärt werden [17, 36, 37]. Es gibt jedoch auch ausschließlich quantenmechanische erklärable Zustände ohne klassische Entsprechung. Ein solcher Zustand wurde im Jahr 2002 theoretisch von der Gruppe von Francois Peeters an der Universität Antwerpen in folgender Publikation '*Confined magnetic guiding orbit states*' (J. Reijniers, A. Matulis, K. Chang, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos, Europhys. Lett., **59**, p. 749, [2002] [56]) postuliert. Dabei fanden die Autoren einen Zustand der entsteht, wenn ein stufenartiges magnetisches Feld B mit einem Polaritätswechsel von B zu $-B$ mit einem elektrostatischen Einschlusspotential kombiniert wird, so dass der Transport eindimensional und senkrecht zum Gradienten ist. Der Zustand ist am Ort des Polaritätswechsels lokalisiert. Jedoch wurde gleichzeitig eine experimentelle Beobachtung des Zustandes in Transportmessungen ausgeschlossen, da er keinen Beitrag zum Strom liefert. Eine in der Publikation nicht aufgeführte experimentelle Realisation besteht darin, dass dieser magnetische Gradient mit einer Linie von $B = 0$ im Draht, wenn auch mit einer endlichen Steigung, ebenso durch eine magnetische Doppelbarriere in einem ballistischen Quantendraht erzeugt werden kann. Dabei tritt gleichzeitig nur lokal eine diamagnetische Verschiebung auf, so dass in Transportmessungen der Zustand zugänglich ist und ein Nachweis möglich sein sollte. Damit ergibt sich die zentrale Fragestellung dieser Arbeit:

Ist es möglich eine Struktur herzustellen, um den quantenmechanischen Zustand, welcher von Reijniers et al. [2002] theoretisch postuliert wurde, experimentell im Transport nachzuweisen?

Die vorliegende Arbeit besteht aus vier Teilen. Im ersten Teil (Kapitel 2) soll ein Überblick der relevanten Grundlagen gegeben und der aktuelle Stand der Forschung dargestellt werden. Der zweite Teil (Kapitel 3) beschreibt die verwendeten Techniken zur Probenherstellung und den Messaufbau. Im dritten Teil (Kapitel 4) werden die Messergebnisse an der Struktur zur Beobachtung

des Reijniers-Zustandes präsentiert und diskutiert. Im vierten Teil (Kapitel 5) sind noch weitere Experimente aufgeführt, welche sich mit der Detektion Domänenwandbewegungen in ferromagnetischen Nanodrähten und dem ballistischen Elektronentransport durch magnetische Doppelbarrieren in zweidimensionalen Elektronengasen befassen.

Kapitel 2

Quantendrähte und Magnetische Barrieren

In diesem Kapitel werden die bisherigen, für diese Arbeit relevanten, Ergebnisse auf dem Gebiet dargestellt.

2.1 Zweidimensionales Elektronengas

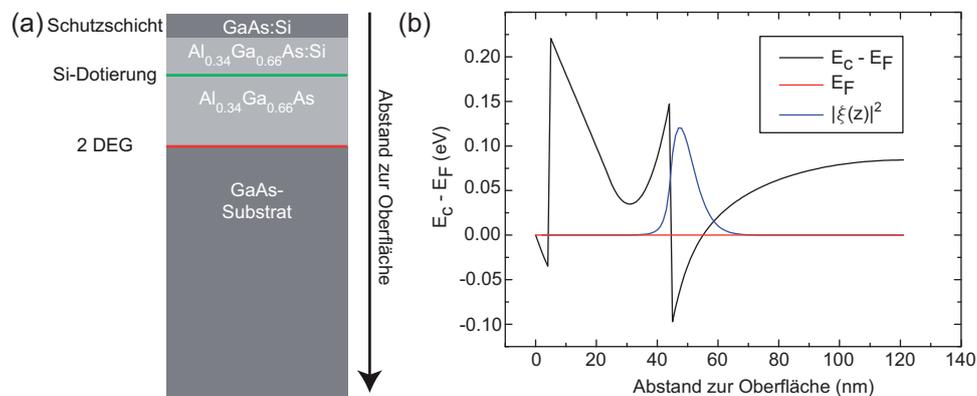


Abbildung 2.1: (a) Skizze der Schichten einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur (vgl. [31]). (b) Diagramm des Energieverlaufs des Leitungsbands als Funktion des Abstandes von der Oberfläche. Die Kurve wurde mit den Parametern der Heterostruktur in Abschnitt 3.1 mit einem Programm von G.L. Snider (University of Notre Dame) berechnet. Des Weiteren ist das Betragsquadrat der Wellenfunktion $|\xi(z)|^2$ der Elektronen des 2DEG eingezeichnet.

Als zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnet man Materialsysteme bei denen die Bewegung der Elektronen, die zum Transport beitragen auf zwei Raumrichtungen beschränkt ist [31]. Es gibt verschiedene Möglichkeiten dies in Halbleitersystemen zu implementieren, beispielsweise in einem Si-MOSFET [80] oder in Graphen [52]. In dieser Arbeit wird eine GaAs-AlGaAs-Heterostruktur verwendet. Hierbei befindet sich das 2DEG an der Grenzschicht zwischen der GaAs-Schicht und der AlGaAs-Schicht wie in Abb. 2.1 (a) zu sehen ist. Durch das Verbinden der beiden Halbleiter mit unterschiedlichen Bandlücken verändert sich die Bandstruktur wie in Abb. 2.1 (b) gezeigt und es entsteht ein Dreieckspotential in z -Richtung in dem sich quantisierte Energieniveaus bilden (Subbänder). Die Herstellung dieser Schichtsysteme erfolgt üblicherweise durch Molekularstrahlepitaxie (MBE). Hierbei wird beginnend mit einem GaAs-Substrat mit atomarer Präzision, kontrolliert durch in-situ Schichtdickenmessung, die Schichtabfolge wie in Abb. 2.1 (a) aufgewachsen. Da die Gitterkonstanten von GaAs und AlAs nahezu gleich sind (Unterschied 0.4 % [31, 38]), entstehen kaum Verspannungen zwischen den Schichten. Häufig wird eine Si-Dotierschicht einige Zehn nm entfernt von der Grenzschicht eingefügt, wodurch die Elektronen für die Zustände im Dreieckspotential zur Verfügung stehen (modulation doping) [24]. Der Vorteil einer solchen Modulationsdotierung liegt darin, dass durch die räumliche Trennung des dotierten Bereichs vom 2DEG sich die Störstellen aufgrund der geladenen Dotieratome geringer auswirken. Dies äußert sich in einer geringeren Störung der Ausbreitung der Elektronen, d.h. die mittlere freie Weglänge l_e erhöht sich. Eine weitere Erhöhung von l_e kann durch einen größeren Abstand des 2DEG von der Oberfläche erreicht werden, da sich hierbei die Einflüsse der Oberflächenzustände reduzieren.

2.1.1 Wichtige Größen beim Transport in 2DEGs

Das mesoskopische Regime ist charakterisiert durch gewisse Skalen in Ort, Zeit und Energie. Diese sollen hier eingeführt werden (vgl. [22, 31, 38]).

Dispersionsrelation, Wellenfunktion und Zustandsdichte im 2DEG

Die Dispersionsrelation in einer GaAs-Heterostruktur hat einen paraboli-

schen Verlauf für die Bewegung in der Ebene

$$E_{n\mathbf{k}} = E_n + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*} \quad (2.1)$$

Der Wellenvektor $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ ist hierbei in der Ebene. Die Wellenfunktion eines Zustands (n, \mathbf{k}) hat folgende Form:

$$\psi_{n\mathbf{k}}(x, y, z) = \xi_n(z) e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt die Funktion ξ_n die Quantisierung in z-Richtung und die ebenen Wellen repräsentieren die freie Bewegung in der Ebene.

Die Zustandsdichte ist im 2DEG konstant für die parabolische Dispersion und es folgt für jedes Subband n :

$$D(E) = \frac{g_s g_v m^*}{2\pi \hbar^2} \quad (2.3)$$

mit g_s (spin degeneracy) für den Grad der Spinentartung ($g_s = 2$ für n-GaAs-Heterostruktur) und g_v (valley degeneracy) für die Anzahl der entarteten Leitungsbandminima ($g_v = 1$ für GaAs-Heterostruktur). Die Fermi-Energie $E_F = \mu_{chem} - E_0$ ist definiert als Differenz des elektrochemischen Potentials μ_{chem} und der quantisierten Energie E_0 des niedrigsten Zustandes der Subbänder eines 2DEG. Damit ergibt sich die Elektronendichte zu

$$n_2 = D(\mu_{chem} - E_0) = D E_F \quad (2.4)$$

Die Fermi-Wellenlänge λ_F

Die Fermi-Wellenlänge $\lambda_F = 2\pi/k_F$ ist die deBroglie-Wellenlänge von Elektronen an der Fermi-Kante. Quantisierung aufgrund der Größe wird relevant, wenn die Längenskalen vergleichbar werden zu λ_F . Wobei jedoch auch Systeme mit charakteristischen Größen von $10 \lambda_F$ immer noch Quantisierung aufweisen können. Die Fermi-Wellenlänge nimmt ab, wenn die Elektronendichte n_d (d ist die Dimension des Elektronengases) sich erhöht. Dabei besteht eine Abhängigkeit von d . Es ergibt sich für eine Spinentartung von zwei in der effektiven Masse-Näherung :

- $d = 3$: $\lambda_F = 2^{3/2} (\frac{\pi}{3n_3})^{1/3}$
- $d = 2$: $\lambda_F = \sqrt{2\pi/n_2}$

- $d = 1 : \lambda_F = 4/n_1$

Die Fermi-Wellenlänge kann direkt aus der Elektronendichte über Hall-Messungen bestimmt werden (siehe Kap. 2.1.2).

Die Quanten- und Drude-Streuzeit

Die Quantenstreuzeit τ_q ist die mittlere Zeit zwischen aufeinanderfolgenden elastischen Streueignissen von undefinierter Stärke. Die Beziehung zur Quantenstreuweite besteht über $l_q = v_F \tau_q$. v_F ist dabei die Fermi-Geschwindigkeit der Elektronen $v_F = p^2 E_F / m^*$. Somit ist l_q der mittlere Abstand den Elektronen an der Fermi-Energie wandern ohne elastisch gestreut zu werden. Die Quantenstreuweite bestimmt jedoch nicht die Leitfähigkeit. Für die Impulsrelaxation ist ebenso der Streuwinkel von Bedeutung. Mit einer Gewichtung mit dem Faktor $(1 - \cos(\Phi))$ jeder Streuung mit dem Streuwinkel Φ führt zur Impulsrelaxationszeit τ (häufig als Drude-Streuzeit bezeichnet). Die elastische mittlere freie Weglänge l_e ist definiert als $l_e = v_F \tau$ und stellt die mittlere Strecke dar die ein Elektron zwischen zwei starken Streueignissen (Groß-Winkel Streuung) zurücklegt. Im Falle eines zweidimensionalen Elektronengases gilt $l_e = (\hbar/e)\mu\sqrt{2\pi n_2}$. Für typische Werte eines 2DEG in einer GaAs-Heterostruktur bei tiefen Temperaturen findet man $l_e = 8 \mu\text{m}$. Der Quotient τ_q/τ bestimmt sich durch die Relevanz von verschiedenen Streumechanismen. Es muss jedoch immer $\tau_q/\tau \leq 1$ sein. Für die GaAs-Heterostruktur bei tiefen Temperaturen ist dies typischerweise $\tau_q/\tau \approx 0.1$. Die Drude-Streuzeit folgt direkt aus der Leitfähigkeit wenn die Elektronendichte bekannt ist. Es gilt $\tau = m^*/(e^2 n_2 \rho_{xx}(B = 0))$. Die Quantenstreuzeit kann mit Hilfe von $\rho_{xx}(B)$ aus den Shubnikov-deHaas-Oszillationen bestimmt werden, ebenso die effektive Masse m^* .

Die magnetische Länge l_B

Ein magnetisches Feld bestimmt auch eine Längenskala, genauer die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktionen im Magnetfeld. Die magnetische Länge ergibt sich zu $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, dies entspricht der Breite des Grundzustandes eines quantisierten Magnetfelds. Ebenso wichtig ist der Zyklotronradius $r_c = k_F l_B^2$, also der Radius den ein Elektron in einem Magnetfeld klassisch beschreibt. Eine häufig ebenso verwendete Größe ist die Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m^*$.

2.1.2 Quanten-Halleffekt und Shubnikov-deHaas-Oszillationen

Zwei zur Charakterisierung von zweidimensionalen Elektronengasen sehr wichtige Effekte, der Quanten-Halleffekt [80] und die Shubnikov-deHaas-Oszillationen [63], sollen in diesem Abschnitt näher betrachtet werden.

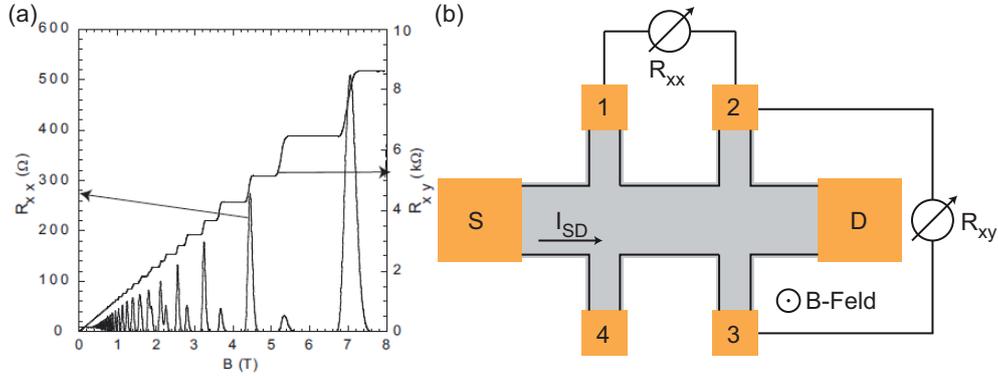


Abbildung 2.2: (a) Messung des longitudinalen Widerstands R_{xx} und des transversalen Widerstands R_{xy} als Funktion des homogenen Magnetfeldes an einer Hall-Geometrie wie in (b) in einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur. Aus Ref. [31]. (b) Skizze einer Hall-Geometrie wie sie zur Messung in (a) verwendet wurde. Der Strom fließt vom Kontakt S zum Kontakt D. Der Widerstand R_{xx} wird zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessen. Der Widerstand R_{xy} wird zwischen den Kontakten 2 und 3 gemessen.

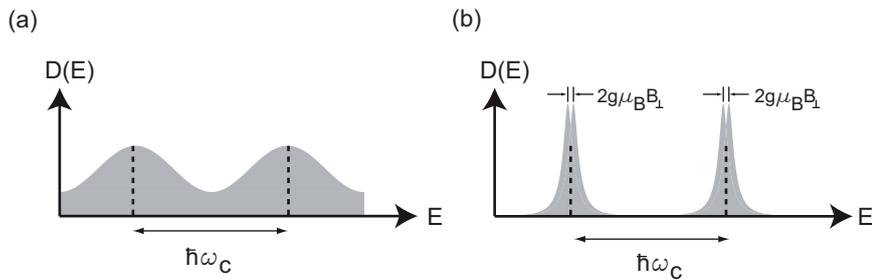


Abbildung 2.3: Zustandsdichte einer Probe im homogenen Magnetfeld. (a) Kleine Felder: $D(E)$ oszilliert als Funktion der Energie, bleibt aber immer endlich. (b) Hohe Felder: Die Maxima in $D(E)$, welche zu den jeweiligen Landau-Niveaus gehören, sind durch Bereiche mit $D(E)=0$ getrennt. Ebenso ist die Spinartung bei hohen Feldern aufgehoben. Vgl. [35].

In Abb. 2.2 (a) ist eine Tieftemperaturmessung des longitudinalen Wi-

derstands R_{xx} und des transversalen Widerstands R_{xy} als Funktion des homogenen Magnetfeldes an einer Hall-Geometrie wie in (b) in einer GaAs-Heterostruktur dargestellt. Hierbei zeigt sich im longitudinalen Widerstand eine $1/B$ -periodische Oszillation des Widerstands, wenn die Feldstärke B in einem Bereich liegt, so dass $\omega_c\tau > 1$ gilt. Bei hohen Feldern ist der Widerstand in den Minima gleich Null. Die Oszillationen werden als Shubnikov-deHaas-Oszillationen bezeichnet. Des Weiteren sieht man, dass die Bereiche bei denen $R_{xx} = 0$ gilt mit den Plateaus konstanten Widerstandes in R_{xy} dieser Effekt wird als Quanten-Halleffekt bezeichnet zusammenfallen [80]. Für die Erklärung dieser Effekte soll nun ein zweidimensionales Elektronengas im homogenen Magnetfeld quantenmechanisch betrachtet werden. Die Schrödinger Gleichung ergibt sich dabei folgendermaßen

$$\left[\frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*}\right]\Phi(\vec{r}) = E\Phi(\vec{r}) \quad (2.5)$$

Dabei ist \vec{A} das Vektorpotential, welches mit der Landau-Eichung $\vec{A} = (-By, 0, 0)$ benutzt wird. Als Lösung ergeben sich die Energieeigenwerte

$$E_j = \hbar\omega_c(j + 1/2) \quad (2.6)$$

j ist hierbei eine natürliche Zahl (Null eingeschlossen). Die Zustände bei diesen Energien werden als Landau-Niveaus bezeichnet. Dadurch wird auch die Zustandsdichte verändert zu

$$D(E) = \frac{g_s g_v e B}{h} \sum \delta(E - E_j) \quad (2.7)$$

Um den Grad der Füllung der Landau-Niveaus anzugeben eignet sich die Definition des Füllfaktors ν

$$\nu = \frac{g_s E_F(B=0)}{\hbar\omega_c} \quad (2.8)$$

Damit ergibt sich als Bedingung für komplett gefüllte Landau-Niveaus mit $g_s = 2$ (Spinentartung in GaAs) $\nu = 2j$, d.h. es sind j Landau-Niveaus komplett gefüllt. Die Fermi-Energie befindet sich somit genau in der Mitte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Niveaus. Der Unterschied zwischen realen und dem gerade besprochenen idealen System besteht in der Verbreiterung der deltaförmigen Landau-Maxima durch Streuung und Potentialfluktuationen. In Abb.

2.2 (a) ist dieser Effekt für Felder mit $\omega_c\tau < 1$ skizziert. Es zeigt sich eine immer endlich bleibende Oszillation der Zustandsdichte $D(E)$. Daraus ergibt sich auch eine Oszillation im longitudinalen Widerstand R_{xx} , wenn die Fermi-Energie beim Ändern des Magnetfeldes die einzelnen Niveaus durchläuft. Die Minima treten genau bei vollständig gefüllten Niveaus auf mit einer $1/B$ -Periode. Die Bedingung für die Minima ist gegeben durch

$$2j = \frac{g_s E_F(B=0)}{\hbar\omega_c} = \frac{hn_2}{eB} \quad (2.9)$$

Kommt man in den Bereich höherer Magnetfelder ($\omega_c\tau > 1$) (siehe Abb. 2.2 (b)), dann trennen sich die $D(E)$ -Maxima weiter und es existieren Bereiche in denen die Zustandsdichte komplett verschwindet. Damit können auch die Bereiche mit $R_{xx} = 0$ in der Messung erklärt werden. Im Hallwiderstand R_{xy} zeigt sich an der Position von $R_{xx} = 0$ die Ausbildung von Quanten-Hall-Plateaus mit $R_{xy} = h/(2e^2j)$, abweichend vom klassischen Hallwiderstand $R_{xy} = B/(n_2e)$. Die Ursache für die ausgedehnten Bereiche mit $R_{xx} = 0$ und endlichen Hall-Plateaus liegt in der Lokalisierung von Zuständen an den Seiten der $D(E)$ -Maxima. Diese Lokalisierung tritt durch räumliche Potentialfluktuationen auf [31, 38]. Geht man zu noch höheren Magnetfeldern, so dass die Spinentartung der Landau-Niveaus aufgehoben ist, dann zeigen sich auch Quanten-Hall-Plateaus und SdH-Minima bei ungeraden Füllfaktoren ν . Ein ungerader Füllfaktor bedeutet, dass eine Spinrichtung des Landau-Niveaus $(\nu + 1)/2$ vollständig besetzt, die andere dagegen leer ist. Durch die Analyse der SdH-Oszillationen im Bereich $\omega_c\tau < 1$ lassen sich weitere Parameter des Systems, wie z.B. τ_q und m^* , bestimmen [3].

Die Diskussion in diesem Abschnitt bezog sich immer ausschließlich auf den Integralen QHE. Der Fraktionale QHE [75], bei dem auch Plateaus bei Füllfaktoren ν mit gebrochen rationalen Zahlen auftreten, soll hier erwähnt, jedoch nicht weiter dargelegt werden. Abschließend ist noch zu bemerken, dass das im QHE auftretende Verhältnis h/e^2 als von-Klitzing-Konstante R_K festgelegt wurde

$$R_K := \frac{h}{e^2} = 25812.807 \Omega \quad (2.10)$$

Diese wird aufgrund der hohen Messgenauigkeit bei der neuen Festlegung der SI-Maßeinheiten benutzt [67].

2.2 Quantendrähte und Quantenpunktkontakte

Als Quantendrähte bezeichnet man Strukturen für die Transport nur noch in eine Richtung möglich ist (eindimensional). Dabei sollte die Breite der Engstelle, die den Draht formt, im Bereich der Fermi-Wellenlänge λ_F liegen, so dass Quantisierungseffekte auftreten. Dies ist für Metalle mit $\lambda_F \approx 0.5 \text{ nm}$ etwas schwieriger zu realisieren, jedoch z.B. mit Rastertunnelmikroskopen schon gezeigt worden [1]. Für Halbleiter mit typischen Fermi-Wellenlängen von $\lambda_F \approx 40 \text{ nm}$ stehen eine Vielzahl an Strukturierungsmöglichkeiten für die Herstellung von Strukturen mit Strukturgrößen unterhalb von $1 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Häufig wird bei der Wahl des Substrats auf die GaAs-Heterostruktur zurückgegriffen, welche schon eine Quantisierung in z-Richtung aufweist (Kap. 2.1). Dabei wird die Engstelle geschaffen durch weiteres Ätzen des Materials [20], Aufdampfen von split-gates [74, 87] oder Oxidation zur Abtrennung verschiedener Bereiche im Elektronengas [34]. Die letzte Methode fand in dieser Arbeit Verwendung und wird genauer in Kapitel 3.3 erläutert. Eine wichtige Größe zur Unterscheidung der Arten von Quantendrähten ist deren Länge. Hierbei trifft man üblicherweise die Einteilung in drei Szenarien. Bei diffusiven Drähten ist die Länge des Drahtes vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge l_e (Kap. 2.1.1). Diese liegt typischerweise bei einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur im Bereich $2 \mu\text{m} < l_e < 200 \mu\text{m}$ [31]. Es finden Streuprozesse an Störstellen als auch an den Drahtwänden statt. Wird die Drahtlänge kleiner oder sogar wesentlich kleiner als die mittlere freie Weglänge spricht man von quasi-ballistischen bzw. ballistischen Drähten. Bei letzterem findet noch Streuung an den Drahtwänden statt, was bei ballistischen Drähten auch nicht mehr der Fall ist. Dies wird in der Literatur als Quantenpunktkontakt (QPC) bezeichnet [7], welcher im folgenden noch genauer diskutiert werden soll.

2.2.1 Landauer-Büttiker Formalismus

Der Landauer-Büttiker-Formalismus (LBF) [11, 43] ist sehr gut geeignet um ballistische Transportexperimente wie z.B. den Transport in Quantendrähten zu beschreiben. Es sollen nun die Grundzüge des Formalismus beschrieben werden (vgl. [22, 31, 38]). Beim LBF erhält man den Leitwert eines Systems aus der Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen. Dabei ergibt sich der

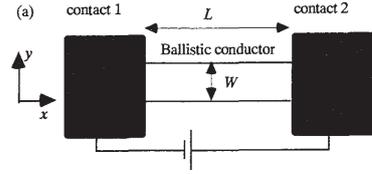


Abbildung 2.4: Skizze eines ballistischen Kanals zwischen zwei Kontakten. Aus Ref. [22].

Strom durch einen eindimensionalen Kanal mit M besetzten Moden und der Transmissionswahrscheinlichkeit T zu:

$$I = \frac{2e}{h} \times TMV_{SD} \quad (2.11)$$

Hierbei ist $|e|V_{SD}$ durch die Differenz der chemischen Potentiale $\mu_{chem,l}$ und $\mu_{chem,r}$ in den Reservoirs an den Enden des Kanals gegeben (siehe Abb. 2.4). Damit erhält man den Leitwert des Kanals über die Landauer-Formel [43]:

$$G = \frac{I}{V_{SD}} = \frac{2e^2}{h} \times TM \quad (2.12)$$

Der Fall für $T = 1$ (idealer Kanal ohne Streuung) ergibt einen nicht verschwindenden Widerstand der häufig als Kontaktwiderstand bezeichnet wird und $R_c = \frac{h}{e^2} \frac{1}{2M}$ beträgt. Der Ursprung ist auf die Leistungsdissipation der Ladungsträger in den Reservoirs (siehe Abb. 2.4 contact 1 und 2) zurückzuführen [22]. Berücksichtigt man dies, dann ist der Widerstand des Kanals gegeben durch:

$$R_{Kanal} = \frac{h}{2e^2} \times M \frac{1-T}{T} \quad (2.13)$$

Diese Beschreibung für den Fall einer zwei-Punkt-Messung wurde von Büttiker [11] nun auf den Fall mit mehreren Kontakten erweitert. Dabei erweiterte Büttiker die Landauer-Formel indem über alle Kontakte (indiziert durch p und q) summiert wird und es ergibt sich der Strom aus Kontakt p zu:

$$I_p = \frac{2e}{h} \sum_q [T_{qp}\mu_p - T_{pq}\mu_q] \quad (2.14)$$

mit $V_i = \mu_i/e$ und $G_{qp} = \frac{2e^2}{h}T_{qp}$ ergibt sich

$$I_p = \sum_q [G_{qp}V_p - G_{pq}V_q] \quad (2.15)$$

T_{qp} bezeichnet die Transmissionswahrscheinlichkeit vom Kontakt q nach p. Folgende Randbedingungen sowie ein Potentialnullpunkt können noch definiert werden, wenn man eine Hall-Geometrie wie in Abb. 2.2 (b) annimmt. Man erhält dies durch die Bedingungen

$$I_1 = I_2 = I_3 = I_4 = 0 \text{ und } I_S = -I_D = I \quad (2.16)$$

d.h. der Strom fließt von S nach D und an den Kontakten 1-4 werden stromlos Spannungen gemessen. Da nur die Spannungsdifferenzen der Kontakte von Bedeutung sind, lässt sich zudem $V_D = 0$ setzen. Für die Kontakte 1-4 ergibt sich somit das gemessene Potential zu

$$V_p = \frac{\sum_{q \neq p} G_{pq}V_q}{\sum_{q \neq p} G_{pq}} \quad (2.17)$$

Nimmt man eine Geometrie mit 6 Kontakten wie in Abb. 2.2(b) gezeigt ist an dann ergibt sich der longitudinale Widerstand

$$R_{12} = \frac{V_1 - V_2}{I} = (A^{-1})_{31} - (A^{-1})_{21} \quad (2.18)$$

Hierbei ist die Matrix A folgendermaßen definiert

$$A = \begin{pmatrix} G_{SS} & -G_{S1} & -G_{S2} & -G_{S3} & -G_{S4} \\ -G_{1S} & G_{11} & -G_{12} & -G_{13} & -G_{14} \\ -G_{2S} & -G_{21} & G_{22} & -G_{23} & -G_{24} \\ -G_{3S} & -G_{31} & -G_{32} & G_{33} & -G_{34} \\ -G_{4S} & -G_{41} & -G_{42} & -G_{43} & G_{44} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Für G_p gilt dabei

$$G_p = \sum_{p \neq q} G_{pq} \quad (2.20)$$

Bei der Implementierung des LBF für numerische Simulationen von ballistischen Systemen im semiklassischen Bereich werden häufig eine große Anzahl

von Elektronen ($> 10\,000\ e^-$) aus einem Kontakt ausgesendet und die Trajektorie berechnet bis das Elektron wieder in einen Kontakt eintritt. Darüber erhält man die Transmissionswahrscheinlichkeit für jeden Kontakt. Eine genauere Beschreibung der Implementierung findet sich bei Beenakker und van Houten [6]. In dieser Arbeit wurde das Programm zur Simulation von semi-klassischen ballistischen Systemen von PD Dr. Mihai Cerchez verwendet [17].

2.2.2 Quantenpunktkontakt

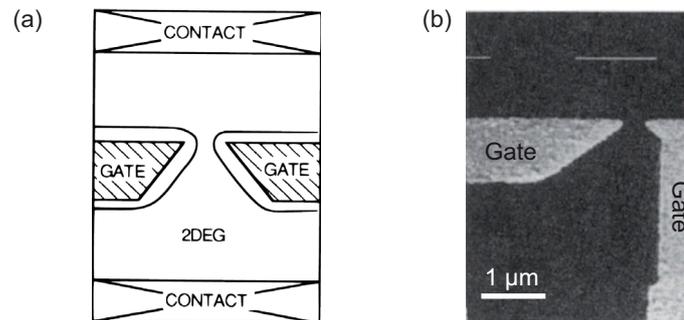


Abbildung 2.5: (a) Schematische Darstellung des Probedesigns. Die schraffierten Bereiche sind gate-Elektroden womit durch Anlegen einer Spannung das darunterliegende Elektronengas verarmt werden kann. Damit wird das QPC geformt (siehe (b)). (b) SEM-Aufnahme des Bereichs mit den gate-Elektroden auf der Oberfläche der GaAs-AlGaAs-Heterostruktur. Aus Ref. [77].

Ein QPC ist eine sehr elementare Struktur, um den ballistischen Transport von Elektronen zu studieren. Prinzipiell besteht der QPC aus einer kurzen und schmalen Engstelle, welche auf beiden Seiten in zwei ausgedehnte Leiter übergeht [65]. Wie zuvor angesprochen, stellt die Methode der split-gates auf der Oberfläche eines GaAs-Heterostruktur eine sehr gute Methode zur Herstellung von QPCs dar. Dies wurde auch im Jahr 1988 von zwei Gruppen zeitgleich zum ersten Mal im Experiment benutzt um einen Quantenpunktkontakt herzustellen [78, 81]. Die split-gates auf der Oberfläche einer Heterostruktur können durch Anlegen einer negativen Spannung das darunterliegende 2DEG verarmen [38], wodurch der Kanal in diesem Fall mit einer Drahtbreite von $0 - 250\text{ nm}$ (siehe Abb. 2.4 (b)) definiert wird. Die Messung des Leitwertes bei tiefen Temperaturen zeigte Stufen in Vielfachen von $2e^2/h$, wenn die an den

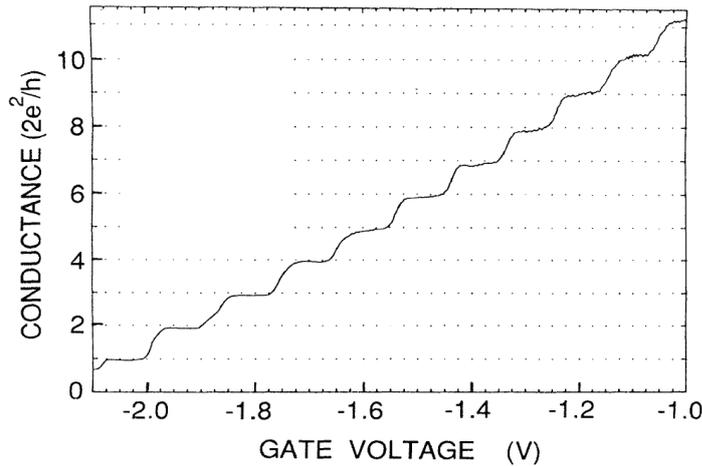


Abbildung 2.6: Quantisierter Leitwert des Quantenpunktkontaktes (siehe Abb. 2.4) bei einer Temperatur von 0.6 K. Der Leitwert wurde aus dem gemessenen Widerstand erhalten nachdem ein konstanter Hintergrundwiderstand von 400 Ohm subtrahiert wurde. Aus Ref. [78]

gates angelegte Spannung negativer und dadurch die Drahtbreite verringert und das elektrostatische Potential des QPCs erhöht wird (siehe Abb. 2.6). Die Erklärung hierfür ergibt sich auf recht elementare Art, die im Folgenden dargestellt wird. Dazu modelliert man das QPC indem die Elektronen in y-Richtung einem parabolischem Einschlusspotential $V(y) = 1/2m^*\omega_0^2y^2$ ausgesetzt sind. Dabei ist ω_0 die Stärke des Einschlusspotentials.

Durch das Einschlusspotential des Drahtes in y-Richtung bilden sich Subbänder aus, welche auch als transversale Moden des Drahtes bezeichnet werden. Die Energiedispersion für den eindimensionalen Kanal ergibt sich somit zu:

$$E_n(k_x) = \left(n - \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2k_x^2}{2m^*} + eV_0 \quad (2.21)$$

Hierbei stellt $E_n = (n - 1/2)\hbar\omega_0$ den quantisierten Beitrag der n-ten Mode dar. $\frac{\hbar^2k_x^2}{2m^*}$ ist die kinetische Energie in x-Richtung. Die elektrostatische Energie im QPC wird durch eV_0 berücksichtigt und kann durch die gates variiert werden. In Abb. 2.7 (a) ist der Draht mit den transversalen Moden und in Abb. 2.7 (b) die Dispersionsrelation für die Formel 2.24 dargestellt.

Es soll noch die Annahme gelten, dass keine Reflektionen am Drahtein- und ausgang stattfindet wobei die Länge des Drahtes so lange angenommen wird, dass kein Beitrag von evaneszenten Wellen im Leitwert auftritt. Damit ergibt

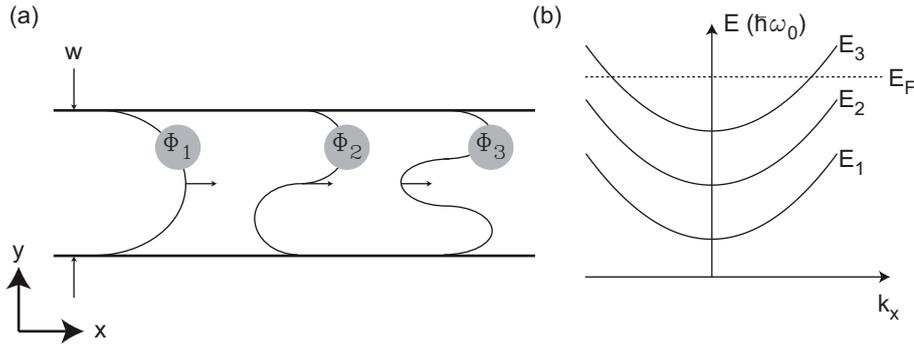


Abbildung 2.7: (a) Skizze des Drahtes mit drei transversalen Moden. (b) Dispersionsrelation in k_x -Richtung mit der Formel 2.24. Dabei sind drei Moden unterhalb der Fermi-Energie E_F .

sich die Landauer-Formel [43] zu

$$G = \frac{2e^2}{h} \times n \quad (2.22)$$

mit $n = \text{int} \left[\frac{E_F - eV_0}{\hbar\omega_0} + 1/2 \right]$ (int bezeichnet das Streichen der Dezimalstellen). D.h., der Leitwert wird durch die Anzahl der besetzten Moden n multipliziert mit dem Faktor $2e^2/h$ bestimmt, wie es im Experiment (siehe oben im Text und in Abb. 2.6) beobachtet wurde.

2.2.3 Temperaturabhängigkeit der Leitwertsquantisierung

Bei einer endlichen Temperatur oder endlichen Spannung über den Draht findet der Stromtransport durch ein endliches Energieintervall statt. Dies führt zu einer Energie-Mittlung des Leitwerts des QPC. Damit ändert sich durch eine Temperatur > 0 K der Leitwert des QPC wie folgt:

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N \int_0^\infty \left(\frac{df(E, T)}{dE} \right) T_n(E) dE \quad (2.23)$$

$f(E, T)$ steht für die Fermi-Dirac-Verteilung. In Abb. 2.8 ist der Leitwert als Funktion der gate-Spannung für verschiedene Temperaturen aufgetragen, dabei findet man, dass bei einer Erhöhung der Temperatur die Plateaus der Leitwertsquantisierung verschwinden. Dies kann mit der Besetzung des nächsten Subbandes bei erhöhter Temperatur erklärt werden. Damit ergibt sich eine Möglichkeit zur Abschätzung der Energieabstände der Moden. Wobei sich der

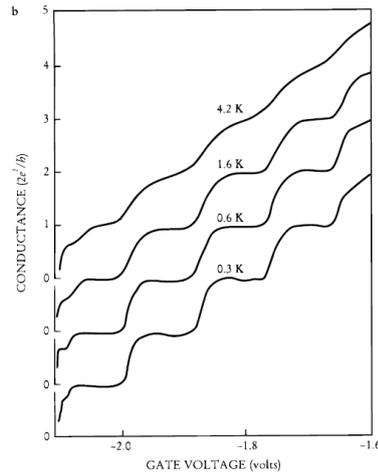


Abbildung 2.8: Messung des Leitwerts eines QPC als Funktion der gate-Spannung für verschiedene Temperaturen. Aus Ref. [77].

Energieabstand zu $\Delta E \approx 4k_B T$ mit der Temperatur, bei welcher die Plateaus verschwinden, ergibt.

2.2.4 Effekte durch Magnetfelder in QPCs

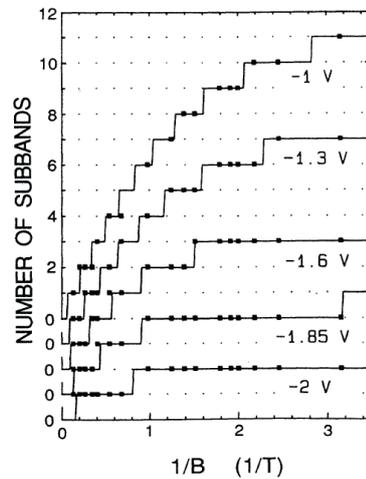


Abbildung 2.9: Anzahl der Subbänder eines QPC aufgetragen gegenüber $1/B$ eines homogenen senkrecht zum Kanal angelegten Magnetfeldes für verschiedene gate-Spannungen. Aus Ref. [77].

Wird ein homogenes Magnetfeld senkrecht zur Transportrichtung und zur Oberfläche (z-Richtung) angelegt, so ändert sich die eindimensionale Natur

des QPC nicht. Es bilden sich magneto-elektrische Subbänder aus, so dass die Dispersionsrelation nun folgendermaßen angegeben werden kann (vgl. Kapitel 2.1.2):

$$E_n(k_x) = \left(n - \frac{1}{2}\right)\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + eV_0 \pm \frac{1}{2}g_s g_v \mu_B B \quad (2.24)$$

Dabei ist $m = m^* \frac{\omega^2}{\omega_0^2}$ mit $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$ und $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$. Die Relation für den Leitwert in Formel 2.22 gilt weiterhin, jedoch mit einem veränderten ω_0 (nun: $\omega_0 = \omega$).

In der Abb. 2.9 wurde der Leitwert eines QPC bei verschiedenen gate-Spannungen und homogenen, senkrecht zum Kanal angelegten Magnetfeldern gemessen. Dabei wurde der Leitwert gegenüber $1/B$ aufgetragen und die Werte für gleiche gate-Spannungen durch Linien verbunden. Man stellt fest, dass durch die Erhöhung des Magnetfeldes (von rechts nach links auf der $1/B$ -Achse) Modendepopulation stattfindet.

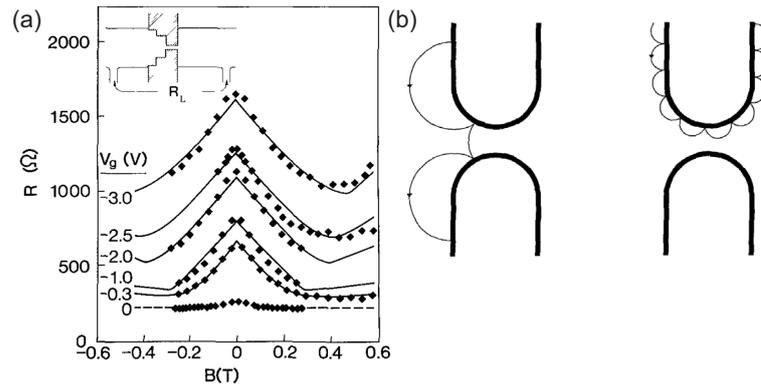


Abbildung 2.10: (a) Messung des Widerstandes eines QPCs als Funktion eines homogenen senkrecht zum Kanal angelegten Magnetfeldes. (b) Skizze des Mechanismus zur verbesserten Einkopplung in den Draht. Beide Abb. aus [9].

Für kleine Magnetfeldstärken beobachtet man im Experiment einen anderen Effekt. In Abb. 2.10 (a) ist der Widerstand als Funktion des Magnetfeldes nahe $B=0$ T aufgetragen. Hierbei stellt man zu Beginn anstatt eines Anstiegs des Widerstandes, wie bei größeren Feldstärken aufgrund der zuvor beschriebenen Modendepopulation, ein Absinken des Widerstandes, also einen Anstieg des Leitwerts fest. Dies kann in einem anschaulichen semiklassischen Bild wie in der Skizze in Abb. 2.10 (b) verstanden werden. Durch das homogene Magnetfeld

bewegen sich die Elektronen nun auf Kreisbahnen Richtung Drahteingang, wodurch die Reflektionswahrscheinlichkeit reduziert wird. Dieser Effekt wird häufig als Einkoppeleffekt bezeichnet.

2.2.5 Numerische Simulationen von Quantendrähten und inhomogenen Magnetfeldern mit Hilfe der Methode der rekursiven Green's Funktion

Für eine quantenmechanische Modellierung von Quantendrähten wird häufig die Methode der rekursiven Green's Funktion verwendet. Auch in dieser Arbeit basieren die quantenmechanischen Simulationen auf dieser Methode. Das verwendete Programm stammt von Dr. Hengyi Xu, basierend auf einer Zusammenarbeit mit der Gruppe von Dr. Igor Zozoulenko von der Universität Linköping (Schweden). Eine genaue Beschreibung der Grundlagen und Anwendung der Methode findet sich in folgenden Arbeiten und Buchabschnitten Ref. [31, 83, 88, 89].

2.3 Magnetische Barrieren

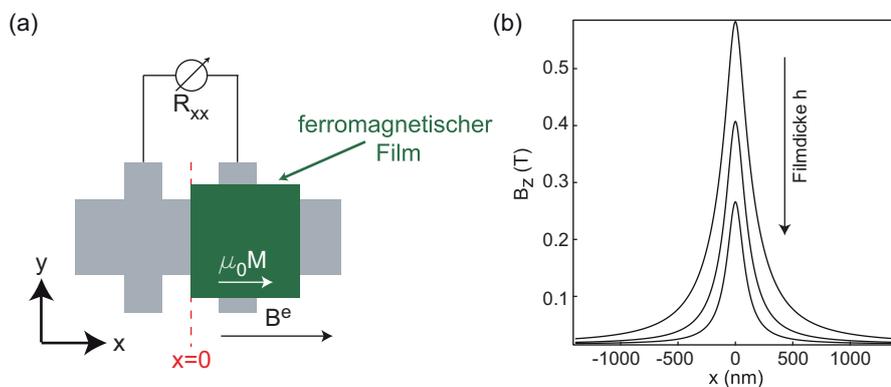


Abbildung 2.11: (a) Skizze der Probe mit einer magnetischen Barriere. (b) Magnetfeldprofil einer Einzel-Barriere laut analytischer Formel 2.25 für verschiedene Filmdicken h welche durch den magnetisierten ferromagnetischen Film unter einer Kante entsteht.

Als Magnetische Barriere (MB) bezeichnet man ein stark lokalisiertes Magnetfeld senkrecht zur Transportrichtung der Elektronen [31, 41, 79]. Zur Er-

zeugung einer MB im 2DEG wird häufig ein ferromagnetischer Film aufgedampft und mit Hilfe eines äußeren Magnetfeldes parallel zum 2DEG wird der Film magnetisiert (siehe Abb. 2.11). Die Auswirkungen des parallelen Feldes im 2DEG können hierbei vernachlässigt werden. Hierbei entsteht durch das Streufeld des Ferromagneten unter den beiden Kanten eine magnetische Barriere (siehe Abb. 2.13 (a)). Die MB unter einer Kante des Films (Einzel-MB) kann mit folgender analytischen Formel beschrieben werden [41, 79]:

$$B_z(x) = \frac{\mu_0 M}{4\pi} \ln \left(\frac{x^2 + d^2}{x^2 + (d+h)^2} \right) \quad (2.25)$$

Hierbei ist $\mu_0 M$ die Magnetisierung des Ferromagneten, h die Filmdicke des Ferromagneten und d bezeichnet den Abstand zwischen der Unterseite des Ferromagneten und der Position des 2DEG.

2.3.1 Semiklassischer Transport durch magnetische Barrieren

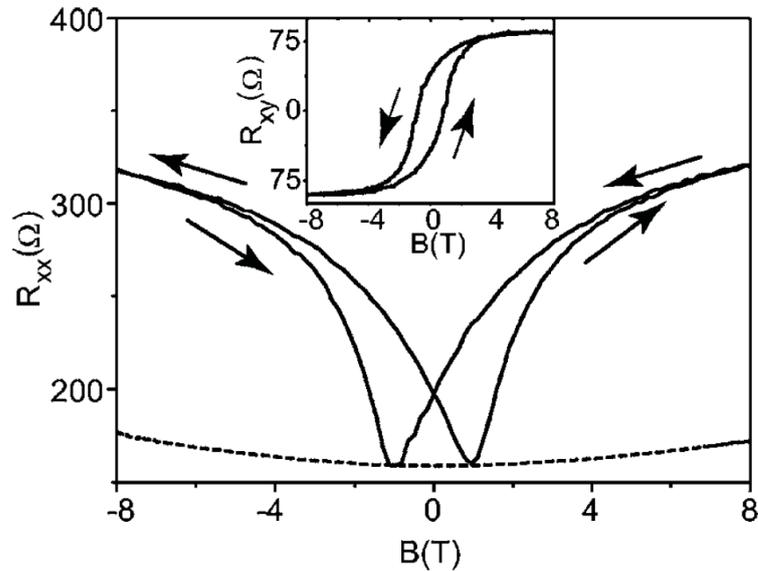


Abbildung 2.12: Messung des Widerstandes R_{xx} als Funktion des parallelen äußeren Magnetfeldes B bei $T = 2$ K. Im Einsatz ist das Magnetisierungsverhalten des ferromagnetischen Films als Funktion des externen Magnetfeldes gezeigt. Aus Ref. [17].

Nun soll in einem semiklassischen Bild die Auswirkung der MB auf den

Elektronentransport dargestellt werden. In Abb. 2.12 ist die Messung des Widerstandes R_{xx} als Funktion des parallelen äußeren Magnetfeldes B gezeigt (siehe Abb. 2.11). Für hohe Felder ist der Ferromagnet vollständig magnetisiert und die Barriere geschlossen. Der endliche Widerstand in diesem Bereich kann durch die Transmission durch Randkanäle und Streuprozesse innerhalb der Barriere erklärt werden [17]. Beim Wert des Koerzitivfeldes des Ferromagneten befindet sich ein Minimum im Widerstand. Wenn der Transport durch die MB als ballistisch angenommen wird, dann beeinflusst in dieser semiklassischen Betrachtung nur der Einfallswinkel der Elektronen die Transmission oder Reflexion an der Barriere. Dadurch ergibt sich ein kritischer Winkel der den offenen und geschlossenen Bereich trennt. Dieser ergibt sich analytisch zu:

$$\cos(\phi_c) = 1 - \frac{e\Phi}{\hbar k_F} \quad (2.26)$$

wobei für $\Phi = \int B_z dx$ und $k_F = \sqrt{2\pi n_2}$ gilt. Für $\phi > \phi_c$ tritt Transmission auf. Daraus ergibt sich ein Kriterium für eine geschlossene Barriere (keine Transmission):

$$e\Phi > 2\hbar k_F \quad (2.27)$$

Die Experimente hierzu sind in folgenden Aufsätzen zu finden: Kubrak et al. (1999), Vancura et al. (2000) und Cerchez et al. (2007) [17, 42, 79]. In allen drei Manuskripten wurde ein ferromagnetischer Film auf einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur deponiert. Dabei wurde jeweils der endliche Barrierenwiderstand beobachtet und konnte in Cerchez et al. (2007) mit Hilfe von semiklassischen Simulationen durch Transmission am Barrierenrand und Streuung innerhalb der Barrierenausdehnung erklärt werden. Typische Bahnen der Elektronen sind in Abb.2.14 dargestellt.



Abbildung 2.13: Typische semiklassische Trajektorien an einer Einzelbarriere. Aus Ref. [35]

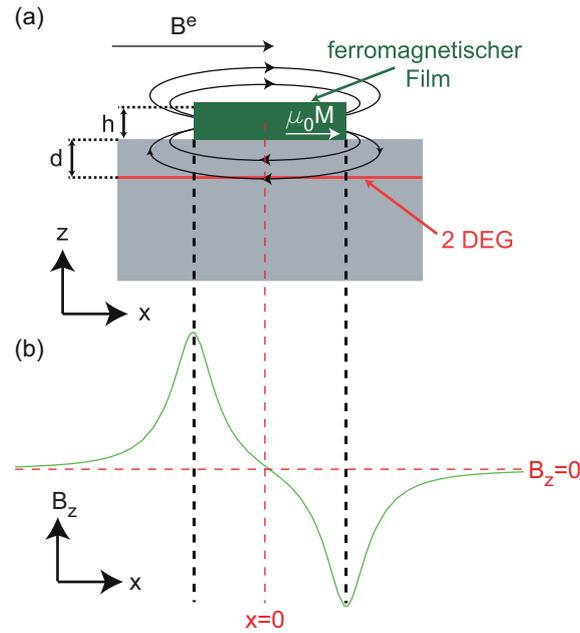


Abbildung 2.14: (a) Skizze des ferromagnetischen Films auf der Oberfläche des 2DEG und das bei magnetisiertem Film entstehende Streufeld. (b) Magnetfeldprofil einer magnetischen Doppelbarriere laut analytischer Formel 2.28 welche durch den magnetisierten ferromagnetischen Film entsteht.

2.3.2 Überlagerung einer magnetischen Barriere durch ein homogenes Magnetfeld

Eine weitere Variation der magnetischen Barriere ist die Überlagerung der magnetischen Barriere durch ein homogenes senkrecht zur Transportrichtung der Elektronen ausgerichtetes Magnetfeld. Die Experimente mit einer Einzel-MB hierzu sind in den Ref. [36, 70] zu finden. Die experimentelle Realisierung der Überlagerung der Barrieren wird hier erreicht, indem zuerst ein Feld parallel zum 2DEG angelegt wird, sodass der ferromagnetische Film seine Sättigungsmagnetisierung erreicht hat. Dies ist z.B. für einen Dy-Film ab einem Feld von > 6 T der Fall. Danach wird die Probe aus der parallelen Orientierung gedreht, dadurch ergibt sich zusätzlich zur parallelen eine Komponente die senkrecht zum 2DEG liegt (siehe Abb. 2.15 (a)). Dadurch ergibt sich eine Verschiebung der Barriere entlang der B_z -Achse (Abb. 2.15 (c)). Dabei ist bei nicht zu großem Kippwinkel ($\theta < 4^\circ$ bei $B_e = 8$ T) der Probe eine Änderung der Barrierenhöhe nicht zu erwarten [36]. Typische Trajektorien sind in Abb. 2.15 (b) gezeigt.

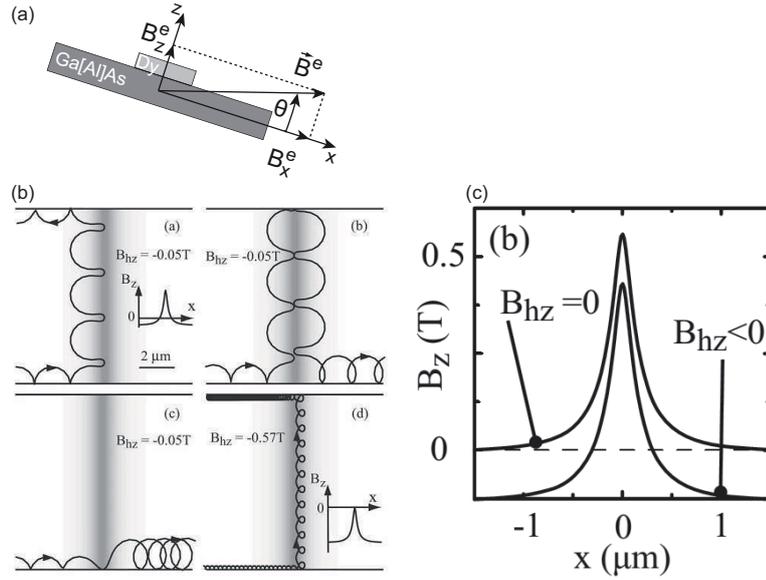


Abbildung 2.15: (a) Skizze der Probenrotation mit einem externen Magnetfeld. Abb. aus Ref. [59]. (b) Typische Trajektorien eines Elektrons für verschieden Werte des homogenen Feldes. Abb. aus Ref. [35]. (c) Verschiebung der MB durch das homogene Magnetfeld. Abb. aus Ref. [36].

2.3.3 Experimentelle Erzeugung von Barrieren

Bei der experimentellen Erzeugung von magnetischen Barrieren benutzt man meist einen ferromagnetischen Film, der sich auf der Probenoberfläche befindet und parallel magnetisiert wird. Das hierbei entstehende Streufeld ist dann die magnetische Barriere. Die analytische Formel für ein solches magnetisches Streufeld ist näherungsweise durch die Formel 2.25 gegeben. Damit ergibt sich die Halbwertsbreite zu $FWHM = 2\sqrt{d^2 + dh}$. Dies zeigt zum einen, dass, je tiefer das 2DEG liegt, desto geringer wird die maximale Amplitude der magnetischen Barriere. Zum anderen kann durch einen dickeren Film die maximale Amplitude der magnetischen Barriere erhöht werden. Dies geht jedoch mit einer größeren Halbwertsbreite einher. Dies ist in Abb. 2.11 (b) dargestellt. Die analytische Formel für zwei Barrieren hintereinander, d.h. zwei Kanten eines ferromagnetischen Films oder zweier beieinanderliegender Filme, lautet

folgendermaßen [29]

$$B_z(x) = \frac{\mu_0 M}{4\pi} \left(\ln \left(\frac{(x + \ell/2)^2 + d^2}{(x + \ell/2)^2 + (d + h)^2} \right) - \ln \left(\frac{(x - \ell/2)^2 + d^2}{(x - \ell/2)^2 + (d + h)^2} \right) \right) \quad (2.28)$$

Hierbei bezeichnet ℓ den geometrischen Abstand der beiden Kanten des ferromagnetischen Films. Auch hier sind die Parameter h und d im selben Maße relevant wie bei der Einzelbarriere. Jedoch kommt nun noch der Abstand zwischen den Barrieren ℓ hinzu, der bei mehreren μm kaum einen Einfluss hat: Die beiden Barrieren beeinflussen sich kaum. Bei Abständen unterhalb $1\mu m$ kompensieren sich die Barrieren deutlich. Da man die Parameter h und d bei einer fertigen Probe nicht mehr ändern kann, ist für die Messungen im Experiment nur noch der Parameter der Magnetisierung $\mu_0 M$ des Films vorhanden. Die maximale Barrierenhöhe wird also wesentlich von der Sättigungsmagnetisierung des ferromagnetischen Films (siehe Kap. 3.1.4) und dem Abstand vom 2DEG bestimmt.

2.3.4 Hallmagnetometrie

Das Magnetisierungsverhalten des Ferromagneten bezüglich des äußeren angelegten B-Feldes kann mit Hilfe der Technik der Hallmagnetometrie bestimmt werden [16, 49]. Dabei wird der Hallwiderstand gemessen, welcher durch die senkrechte gemittelte Komponente eines nicht notwendigerweise homogenen Magnetfeldprofils $\langle B_z \rangle$ in einem Hallkreuz verursacht wird. Der Hallwiderstand ergibt sich folgendermaßen:

$$R_{xy} = \frac{\alpha \langle B_z \rangle}{n_2 e} \quad (2.29)$$

Der Faktor α ist hierbei ein Korrekturfaktor, der die Einflüsse der Magnetfeldkonfiguration des Hallkreuzes und die mittlere freie Weglänge der Elektronen auf den gemessenen Hallwiderstand berücksichtigt. n_2 ist die Dichte des Elektronengases. Der Korrekturfaktor α wird typischerweise im ballistischen Bereich mit 1 angenommen. Dass dies häufig nicht gerechtfertigt ist wurde in Ref. [16] dargelegt. In dieser Arbeit wurde die Hallmagnetometrie ausschließlich zur Vermessung des Streufeldes eines ferromagnetischen Films, der durch ein externes Feld magnetisiert wird, verwendet. Hierzu wird eine Kante des

ferromagnetischen Films in die Mitte eines Hallkreuzes gelegt. Der Film wurde jeweils so präpariert, dass die zweite Kante des Films so weit entfernt ist, dass nur der Effekt einer Barriere gemessen wird. Eine typische Hysterese-Kurve, welche den Magnetisierungsverlauf des ferromagnetischen Films bezüglich des externen parallelen Feldes angibt, ist in Abb. 2.12 in einer kleinen zusätzlichen Graphik zu sehen.

2.4 Literaturzusammenfassung bezüglich theoretischen und experimentellen Ergebnissen von Quantendrähten in Kombination mit inhomogenen Magnetfeldern

Im Folgenden soll ein Überblick der bisherigen Publikationen, welche zur Einordnung der Fragestellung dieser Arbeit beitragen soll, gegeben werden. Es gibt eine Reihe an theoretischen Arbeiten, die sich mit Barrieren der Form der experimentellen MB aufgrund eines Ferromagneten befassen als auch B-Feldkonfigurationen mit Stufen- oder δ -Form. Es gibt einige experimentelle Arbeiten, welche sich mit der Kombination eines Quantenpunktkontaktes und einer magnetischen Barriere befassen. Eine relativ aktuelle Übersicht des Gebietes findet man in einem Übersichtsartikel von A. Nogaret (2010) [50].

Reijniers et al. [2002] [56] betrachten ein System, welches aus einem Draht mit harten Wänden und einem unendlich steilen Magnetfeldgradienten besteht, d.h. dass es zwei Bereiche gibt $B(x < 0)$ und $B(x > 0)$. Bei $B(x = 0)$ findet der Sprung statt (2.16 (a)). Die Situation einer Magnetfelddtufe mit zwei Bereichen mit unterschiedlichen Polaritäten des Magnetfeldes in einem ausgedehnten 2D-Bereich wurde von Reijniers et al. [2000] Ref. [57] und anderen Ref. [51, 58] untersucht. Dabei wurden sogenannte snake orbit Zustände gefunden, die sich entlang der $B=0$ T Linie ausbilden. Im semiklassischen Bild bewegen die Elektronen sich hierbei vom einen Rand zum gegenüberliegenden in zusammengesetzten Halbkreis-Bahnen (siehe Abb.2.16 (a) grüne Kurve). Die Autoren haben nun im vorliegenden Fall noch die Ausdehnung in y -Richtung eingeschränkt und betrachten einen langen Draht mit einer Drahtbreite W ,

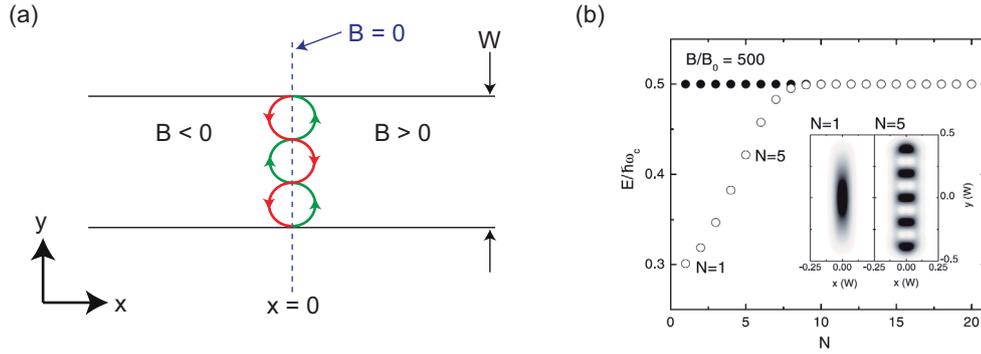


Abbildung 2.16: (a) Skizze der Magnetfeld-Stufe mit einem Sprung bei $x=0$ im Draht. Elektronenbahn, welche sich schlangenförmig entlang der B-Feldstufe bewegt, an der Stufe des B-Feldes. Diese Form der Elektronenbahn wird als snake orbit bezeichnet. Dabei ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der grünen Bahn v_y und der roten Bahn $-v_y$. (b) Die niederenergetischen Werte für einen Draht mit einer Breite $W = 500$ nm der einem homogenen Magnetfeld $B/B_0 = 500$ (schwarze Punkte) mit $B_0 \approx 2.64$ mT und einem $B/-B$ -Profil (weiße Punkte) ausgesetzt ist. Der Einsatz zeigt ein Graustufen-Diagramm der Elektronendichte für den Grundzustand ($N=1$) und den fünft-niedrigsten Zustand ($N=5$) im Falle des $B/-B$ -Profils. Aus Ref. [58]

die jedoch größer als die magnetische Länge l_B ist (Abb. 2.16 (a)). Dabei finden die Autoren nicht nur den semiklassischen Fall eines snake orbit mit einer positiven Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_y = \partial E/\partial k$ (grüne Kurve) sondern zusätzlich einen nur quantenmechanisch erklärbaren Fall mit $-v_y$ (Abb. 2.16 (a) rote Kurve). Durch die Interferenz dieser gegenläufiger Elektronenbahnen bildet sich ein neuer Zustand aus, vergleichbar mit einer stehenden Welle an der Linie bei $x=0$ mit $B=0$. Der Zustand stellt sich im Bild der Elektronenzustandsdichte als eine stehende Welle in y -Richtung dar (siehe Einsatz Abb. 2.16 (b)). Die Autoren finden hierbei, dass die Anzahl der Zustände durch Erhöhen des Magnetfeldes oder durch Verbreiterung des Drahtes zunimmt (siehe Abb. 2.17 (a)). Es bildet sich jedoch pro Drahtmode nur ein Zustand aus. Einen Beitrag des Zustandes zum Strom schließen die Autoren aus, d.h. er ist in diesem System in Transportmessungen nicht zu beobachten. Der Grund hierfür liegt in der konstanten diamagnetischen Verschiebung der Energie der Drahtmoden (vgl. Kap. 2.2.4) aufgrund der Bereiche mit homogenen Magnet-

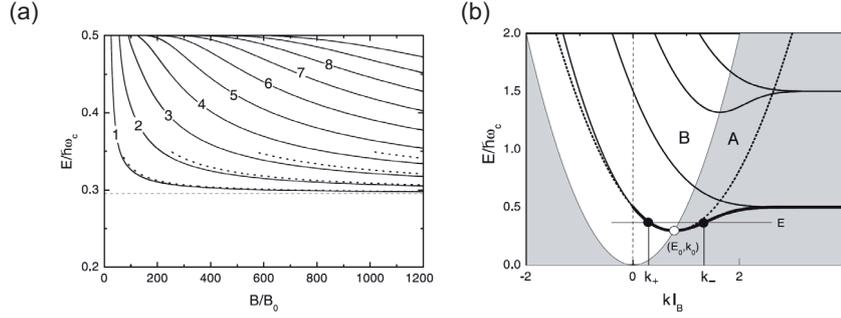


Abbildung 2.17: (a) Energien des untersten gebundenen Zustandes als Funktion der Magnetfeldstärke B . Die senkrechte gepunktete Linie entspricht dem snake orbit Zustand mit der niedrigsten Energie ohne Einschlusspotential. (b) Dispersionsrelation (durchgezogene Linie) der Elektronen welche einem B-Stufenprofil ausgesetzt sind ohne Einschlusspotential. Die Zustände im grauen Bereich A können nicht klassisch verstanden werden. Die Zustände mit Energien unterhalb des ersten Landau-Niveaus sind durch die dicke schwarze Linie dargestellt. Aus Ref. [56]

feldern auf beiden Seiten des Magnetfeldsprungs bei $x = 0$. Die Modenenergie erhöht sich im ganzen Draht bis auf die Linie mit $B = 0$. Da sich hier die gebundenen snake orbit-Zustände befinden, sind sie in Transportmessungen nicht zugänglich.

Dieses Problem der konstanten diamagnetischen Verschiebung kann behoben werden, wenn man eine magnetische Doppel-Barriere benutzt. Dabei verändert sich der unendlich steile Magnetfeldsprung zu einem Magnetfeldgradienten mit einer endlichen Steigung. Im Folgenden sollen deshalb die theoretischen Ergebnisse zum Transport in 2DEGs und in Quantendrähten mit DMB besprochen werden.

M. B. A. Jalil [2005] [39] sowie Ref. [47, 64, 86]: In den genannten Arbeiten wird zur Spin-Polarisierung von Elektronen die Verwendung von magnetischen Doppelbarrieren auf der Oberfläche eines 2DEG (siehe Abb. 2.18 (a)) und einer eventuell zusätzlich angelegten Spannung an den metallischen Film, der die Barrieren definiert, vorgeschlagen. Der B-Feldverlauf mit dem Potentialverlauf U ist in Abb. 2.18 (b) gezeigt. Diese wird hier als hybrid-magnetisch-elektrische Barrieren-Struktur bezeichnet. Dabei kann die Polari-

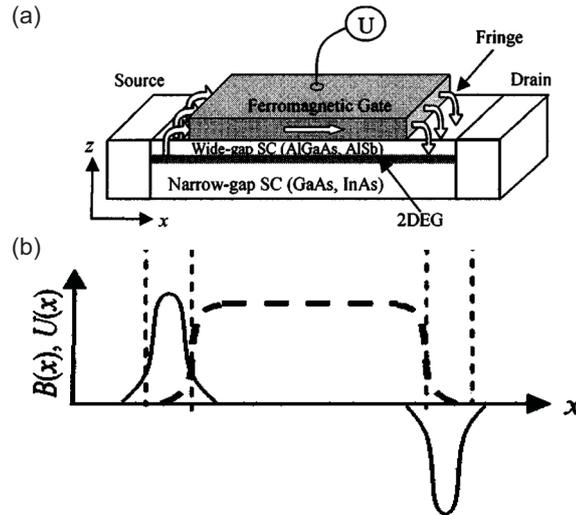


Abbildung 2.18: (a) Skizze der untersuchten Struktur mit einem ferromagnetischen Streifen mit der Möglichkeit eine Spannung U oberhalb eines 2DEG anzulegen. (b) Magnetfeldprofil $B_z(x)$ des magnetischen Streifen und das elektrische Potential $U(x)$ im 2DEG. Aus Ref. [39]

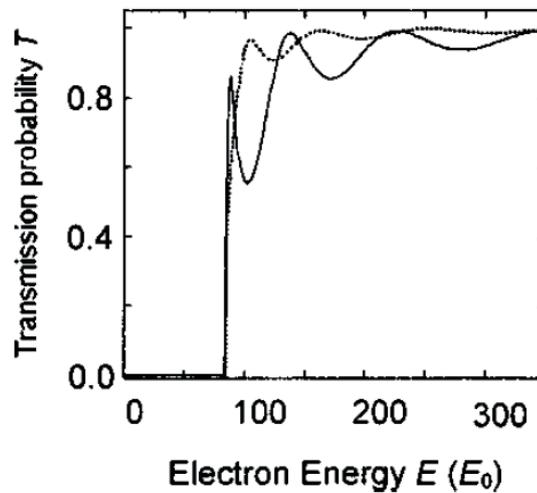


Abbildung 2.19: Transmissionswahrscheinlichkeit für Elektronen mit Spin up (gepunktete Kurve) und Spin down (durchgehende Kurve) als Funktion der Elektronenenergie. Aus Ref. [39]

sierung entweder durch die Magnetisierung des Films oder die Änderung der Spannung am Film erreicht werden. Es wurde jedoch ein höherer Polarisationsgrad gefunden, bei einer Kombination als auch einem asymmetrischen

Barrierenprofil. Die Auswirkungen der Spin-Polarisation sollte im Transport abhängig von der Spin-Richtung zu sehen sein (siehe Abb. 2.19).

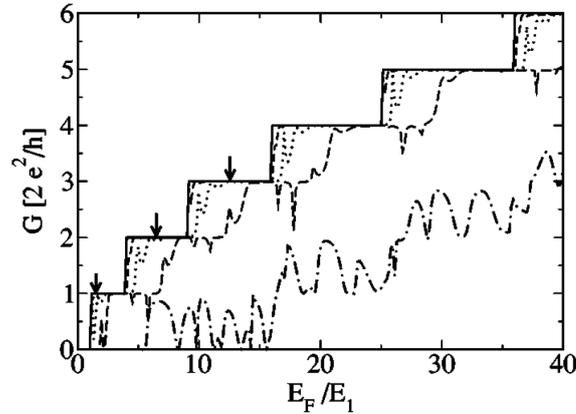


Abbildung 2.20: Leitwert als Funktion der Fermi-Energie (in Einheiten der ersten Subbandenergie) in einem Draht mit einer Breite $W = 200$ nm für verschiedene Magnetisierungen $\mu_0 M = 0.1$ T (durchgezogen), $\mu_0 M = 0.5$ T (gestrichelt), $\mu_0 M = 1.0$ T (gepunktet), $\mu_0 M = 2.0$ T (lang gestrichelt) und $\mu_0 M = 5.0$ T (gepunktet-gestrichelt). Parameter der Barriere: $\ell = 400$ nm, $h = 120$ nm und $d = 95$ nm. [29]

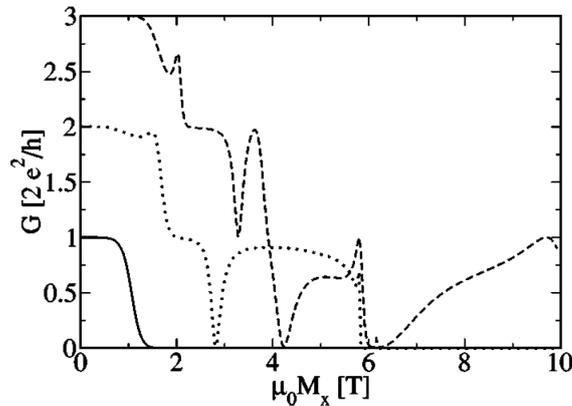


Abbildung 2.21: Leitwert als Funktion der Magnetisierung $\mu_0 M$ in einem Draht mit einer Breite $W = 200$ nm für verschiedene Fermi-Energien $E_F = 1.5 \times E_1$ (durchgezogen), $E_F = 6.5 \times E_1$ (gepunktet), $E_F = 12.5 \times E_1$ (gestrichelt). Parameter der Barriere: $\ell = 400$ nm, $h = 120$ nm und $d = 95$ nm. [29]

Governale et al. [2000] [29] haben den Transport von Elektronen durch einen Kanal mit harte-Wände-Einschlusspotential und einem magnetischen

Doppelbarrierenprofil der Form aus Formel 2.28 untersucht. Die Auswirkung der Parameter der Drahtbreite, der Fermi-Energie und der Magnetisierung des ferromagnetischen Films wurden untersucht. Hierbei zeigen sich Leitwertresonanzen als Funktion der Parameter $\mu_0 M$ und E_F . Die Simulationen des Leitwerts als Funktion der Fermi-Energie und der Magnetisierung sind in den Abb.en 2.20 und 2.21 zu sehen. Es wurde jedoch keine Untersuchung bezüglich der zugrundeliegenden Zustände, welche für die Resonanzen verantwortlich sind, durchgeführt.

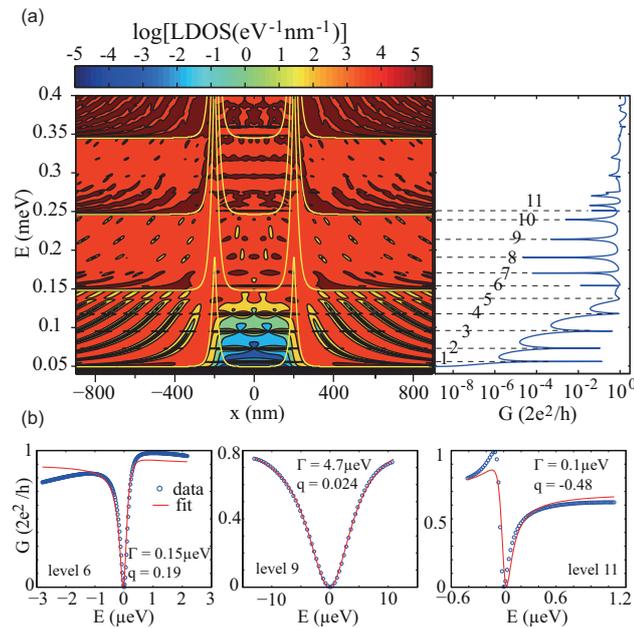


Abbildung 2.22: Numerische Simulationen für einen ballistischen Draht mit einer magnetischen Doppelbarriere innerhalb des Drahtes. (a) Die LDOS entlang des QPC als Funktion der Fermi Energie E_F für eine konstante Magnetisierung des Films von $\mu_0 M = 2.1$ T. Die gelben Linien beschreiben den Energieverlauf der vier untersten Drahtmoden. Zwischen den Barrieren bilden sich Zustände aus, welche zu Resonanzen im Leitwert (siehe linke Seite) führen. (b) Analyse einiger Leitwertresonanzen durch Anpassung mit der Fano-Formel [25]. Aus Ref. [84].

Xu et al. [2010]: Der Draht wurde hier mit einem parabolischen Potential modelliert. Für die Doppelbarrieren-Form ist wiederum die analytische Formel 2.28 verwendet worden. Bei den Untersuchungen wurden jedoch auch die

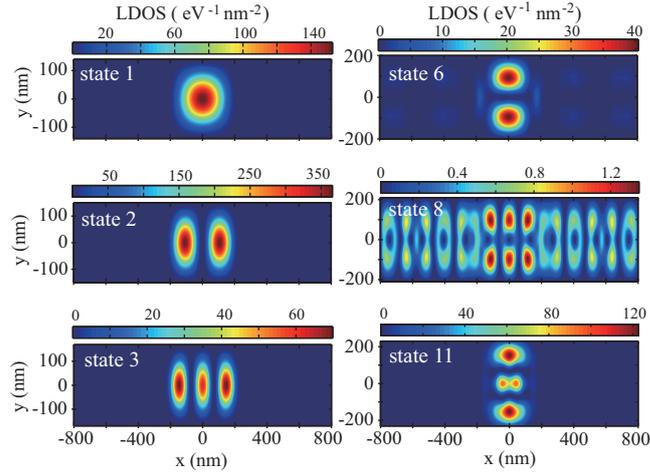


Abbildung 2.23: LDOS(x, y) für die Simulations-Parameter aus Abb. 2.22 (a) für verschiedene Fermi-Energien. Aus Ref. [84].

zugrundeliegenden Zustände betrachtet, die für das Zustandekommen der Resonanzen im Leitwert notwendig sind. Dabei fand man, dass sich diskrete Energieniveaus zwischen den Barrieren ausbilden (siehe Abb. 2.22 (a)) durch die resonantes Tunneln möglich ist. Dies zeigt sich in Transportmessungen durch Resonanzen im Leitwert als Funktion der Fermi-Energie (siehe Abb. 2.22 (a) linker Teil des Diagramms). Die Resonanzen mit mehr als einer besetzten Mode (mit den Nummern 6-11 in Abb. 2.22 (a)) haben einen Fano-Charakter (siehe Abb. 2.22 (b)), welcher sich im asymmetrischen Verlauf der Leitwertresonanzen zeigt. Für die drei ausgewählten Resonanzen mit den Nummern 6,9 und 11, wurde eine Anpassungskurve mit der Fano-Formel [25] erstellt, um die Übereinstimmung zu verdeutlichen. Das Auftreten der Fano-Resonanzen erklärt sich dadurch, dass sobald die zweite Mode besetzt wird, die gebundenen Zustände in der zweiten Mode mit den frei propagierenden Zuständen der ersten Mode interferieren. Die zugrundeliegenden Zustände sind im Rahmen von Bildern der lokalen Zustandsdichte (engl. local density of states (LDOS)) LDOS(x, y) in Abb. 2.23 gezeigt und zeigen symmetrisch um $x = 0$ angeordnete Strukturen. Betrachtet man jeweils nur den ersten Zustand, der sich bildet, wenn eine Mode besetzt wird, so zeigt sich ein dem Reijniers Zustand sehr ähnliches Bild (siehe Einsatz in Abb. 2.16). Und zwar eine stehende Welle in y -Richtung an der Stelle $x = 0$, bei welcher das B-Feld seine Polarität wechselt. Ein Unterschied zwischen dem hier untersuchten System gegenüber jenem von

Reijniers zeigt sich in den weiteren gebundenen Zuständen einer Mode. Wird von Reijniers et al. je Drahtmode nur ein Zustand beobachtet, treten hier bis zu vier weitere Zustände auf. Dabei ändert sich die Struktur dahingehend, dass sich die Maxima der Zustandsdichte zwischen den beiden Barrieren in x-Richtung weiter aufspalten. Der Ursprung der weiteren Zustände lässt sich mit der endlichen Steilheit des Magnetfeldgradienten erklären.

Hugger et al. [2008]: In dieser Arbeit wurde eine Einzel-MB in einem langen Quantendraht gelegt. Dabei wurden in den Transportmessungen Fluktuationen als Funktion der Magnetisierung gefunden. Der Ursprung konnte mit Hilfe von Simulationen des Systems, aus der Kombination der Barriere mit Streuern im Kanal, wodurch sich ein gebundener Zustand dazwischen ausbildet, erklärt werden.

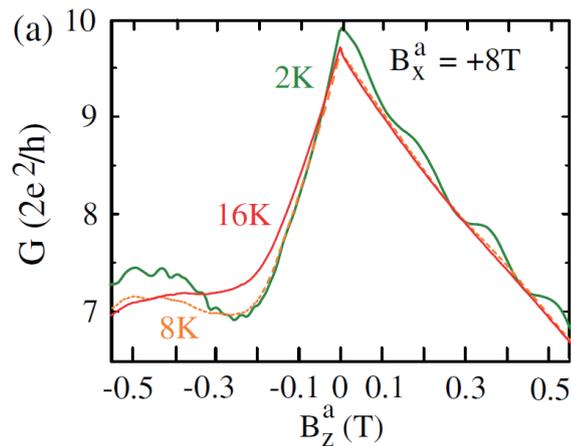


Abbildung 2.24: Zwei-Punkt Leitwert als Funktion des homogenen senkrechten Magnetfeldes. Für $B_z^a < 0$ T ist die Barriere und das homogene Feld antiparallel ausgerichtet. Für $B_z^a > 0$ T koparallel. Aus Ref. [70]

Tarasov et al. [2010]: Diese Arbeit geht noch einen Schritt weiter als Hugger et al. und verkürzt die Länge des Drahtes, wodurch die Störstellen im Draht eliminiert wurden. Die Messung hierbei bestand aus dem Leitwert des Drahtes als Funktion eines homogenen, senkrecht zum Draht ausgerichteten Magnetfeldes (Abb. 2.24), welches zusammen mit der MB ein einzel- und doppel-Grabenpotential erzeugt (Abb. 2.25 (a) und (b)). Die gebundenen Zu-

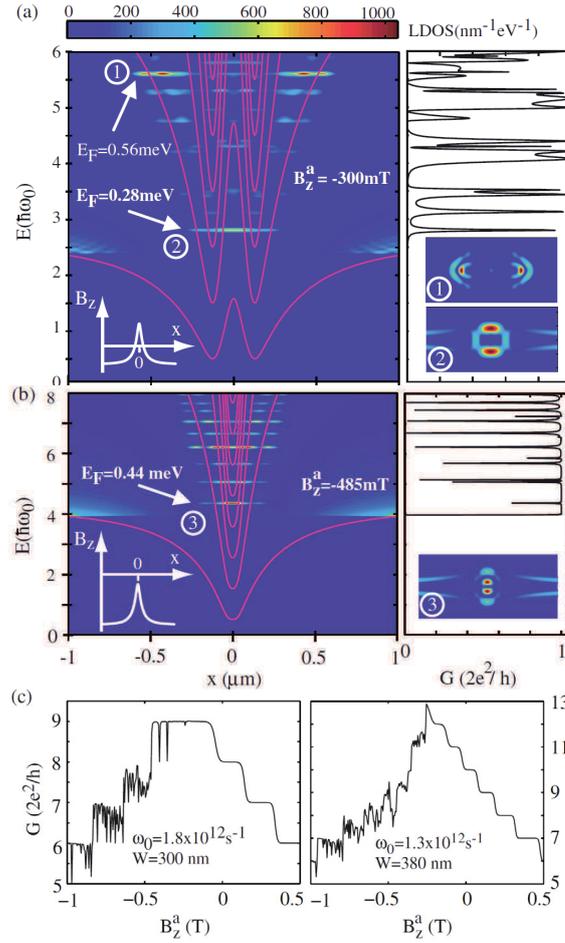


Abbildung 2.25: Numerische Simulationen für einen ballistischen Quantendraht mit einer MB innerhalb des Drahtes. Die LDOS entlang des QPC als Funktion der Fermi Energie E_F für eine konstante Magnetisierung des Films von $\mu_0 M = 2.1 \text{ T}$. Die rote Linie beschreibt den Energieverlauf der Drahtmoden. (a) Ein Doppel-Graben-Potential bildet sich und man beobachtet ringförmige Zustände in der LDOS(x,y). (b) Ein Einzel-Graben-Potential bildet sich und man beobachtet punktförmige Zustände in der LDOS(x,y). (c) Leitwert als Funktion des homogenen Feldes für verschiedene Drahtbreiten. Aus Ref. [70]

stände, die sich ausbilden, sind in Transportmessungen im Leitwert zu sehen (Abb. 2.25) (c).

Kapitel 3

Probenpräparation und Messaufbau

In diesem Kapitel werden im ersten Abschnitt die einzelnen Schritte und Techniken zur Probenherstellung aufgeführt. Im zweiten Abschnitt wird der Messaufbau für die Transportmessungen an den fertigen Proben erläutert.

3.1 Probenherstellung

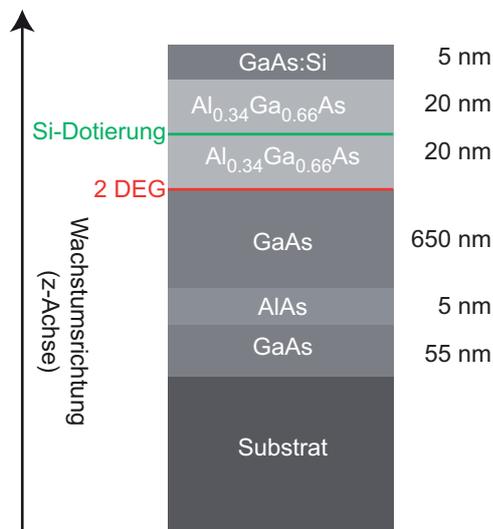


Abbildung 3.1: Schichtabfolge der verwendeten GaAs-HEMT aus der Gruppe Wieck mit der internen Bezeichnung Bochum 13183. Das Wachstumsprotokoll wurde von Prof. A. D. Wieck bereitgestellt.

Als Substrat für die Proben in dieser Arbeit wurde die GaAs-AlGaAs-Heterostruktur benutzt. Diese stellt den Ausgangspunkt einer jeden neuen Probenherstellung dar. Es wurden für die Experimente im Kapitel 4 nur Heterostrukturen verwendet mit einem Abstand von 45 nm zwischen Substratoberfläche und 2DEG. Die Heterostruktur wurde an der Universität Bochum in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Andreas Wieck hergestellt. Die Schichtstruktur ist in Abb. 3.1 dargestellt. Üblicherweise wird ein 2“ Wafer mit der gewünschten Schichtabfolge bewachsen. In vorliegenden Fall werden diese Bruchstücke weiter auf eine Größe von ca. 5 x 5 mm gebrochen. Diese Größe ergibt sich durch produktionstechnische Vorgaben.

3.1.1 Präparation der Hall-Geometrie und der Ohmschen Kontakte

Der erste Strukturierungsschritt, der auf einem ca. 5 mm x 5 mm großen Bruchstück des Wafers erfolgte, ist das Ätzen zur Übertragung der Hallgeometrie in das 2DEG. Zunächst erfolgt ein Reinigungsschritt, der üblicherweise aus einer Kombination von aufeinanderfolgendem Eintauchen der Probe in DMSO, Aceton, Isopropanol und DI-Wasser besteht. Bei dieser ersten Reinigung der Probe wurde häufig zur Verbesserung der Wirkung des Lösemittels die Probe in der Flüssigkeit in ein beheiztes Ultraschallbad gebracht. Dieser erste Reinigungsschritt ist bereits ein kritischer Schritt, der nicht zu vernachlässigen ist. Nach der Reinigung im DI-Wasser wurde die Probe mit reinem Stickstoff trockengeblasen. Anschließend erfolgte eine Kontrolle im Lichtmikroskop. Nach erfolgreicher Reinigung der Oberfläche wurde die Probe noch > 1 min bei einer Temperatur von 110 °C auf die Heizplatte gelegt, um den Wasserfilm auf der Oberfläche zu reduzieren. Danach erfolgte die Belackung mit dem Lack AZ 5214E in der Lackschleuder. Die Lackdicke beträgt üblicherweise $> 1 \mu\text{m}$. Der anschließende Soft-Bake zum Entfernen des Lösemittels in der Lackschicht erfolgte auf der Heizplatte für 45 sek bei 113 °C. Nach dem Soft-Bake muss die Lackschicht wieder rehydriert werden. Die anschließende Belichtung mit einer Dauer von 13 sek im Mask-Aligner erfolgte im Positiv-Verfahren, d.h. die belichteten Bereiche des Lacks werden bei der Entwicklung entfernt. Als Entwicklerlösung wurde AZ 726 MIF eingesetzt. Die Entwicklungszeit beträgt

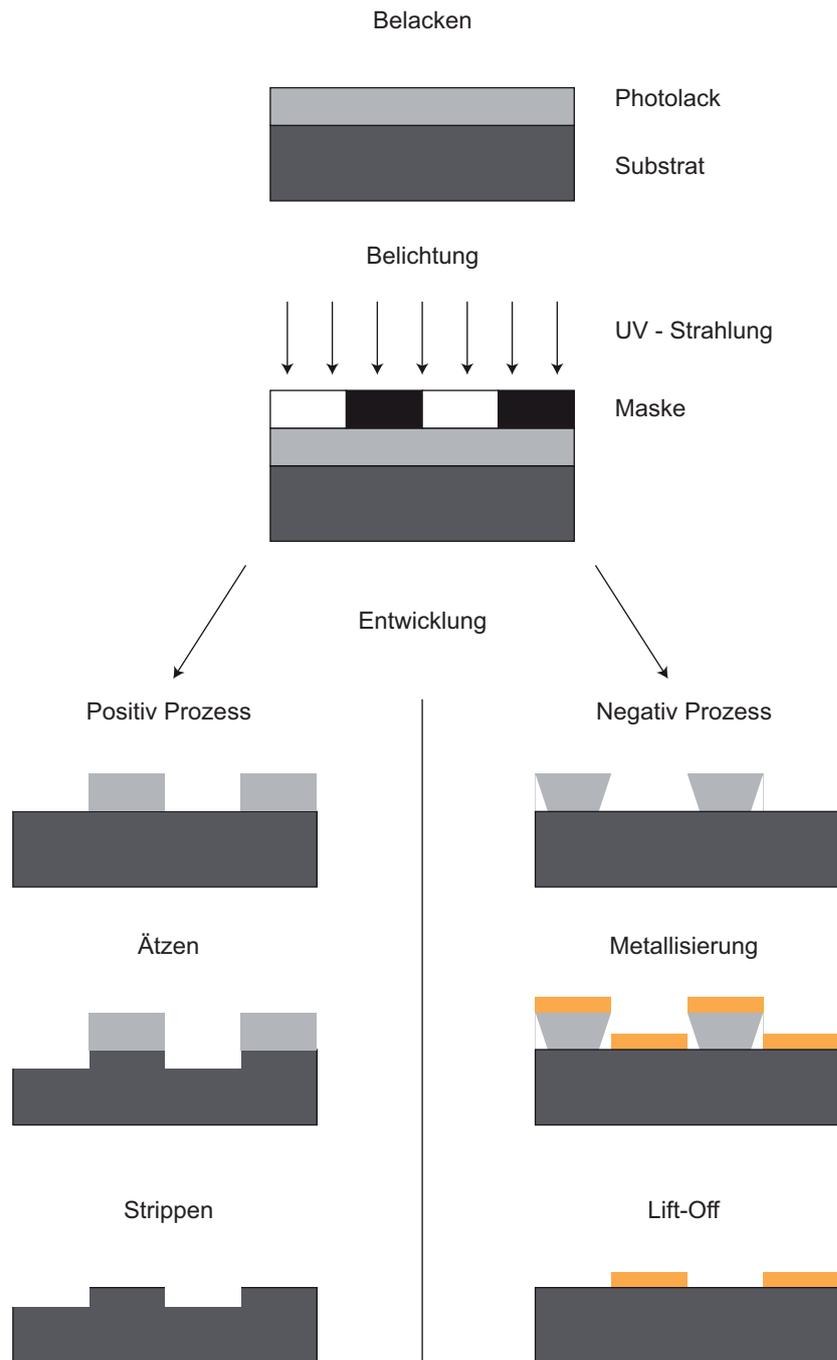


Abbildung 3.2: Skizze der einzelnen Prozessschritte durch optische Lithographie

35 sek. Damit erhält man ein steiles Lackprofil an den Kanten und gleichzeitig ist der Lack an den belichteten Stellen vollständig entfernt. Erhöht man die Entwicklungszeit werden die Kanten flacher und man riskiert bei Auf-

dampfprozessen eine Verbindung zwischen dem Film auf der Probenoberfläche und dem auf der Lackoberfläche, wodurch ein Lösen des Lacks und dem darauf deponierten Film nicht mehr möglich ist. Nachdem die Hallgeometrie in den Lack übertragen wurde, wird diese Lackschicht nun als Ätzmaske verwendet. Hierfür wird eine Ätzlösung mit folgenden Bestandteilen hergestellt: $H_2O_2(32\%) : H_2SO_4(98\%) : H_2O$ mit einem Volumenverhältnis von 1:3:100. Die Ätzrate beträgt ca. 1 nm/s, dies ist jedoch Temperatur als auch stark von der Konzentration des H_2O_2 abhängig. Um verlässliche Bereiche zu erhalten an denen das 2DEG nicht mehr existiert, wurde meistens die Ätzzeit so gewählt, dass der Abstand des 2DEG von der Oberfläche in Nanometer der Ätzzeit in Sekunden entspricht. Nachdem nun die Hallgeometrie definiert wurde, folgt ein Reinigungsschritt zur Entfernung des Lacks von der Oberfläche. Dann erfolgt ein weiterer optischer Lithographie-Schritt zur Herstellung der Ohmschen Kontakte. Dazu wird nach der Lithographie eine Schichtfolge aus Au/Ge im eutektischen Verhältnis (88:12) und einer abschließenden Au-Schicht mittels thermischer Verdampfung in einem Elektronenstrahlverdampfer (BOC Edwards Auto500) aufgebracht. Nach einem Lift-Off-Schritt bei dem der Lack und der darüberliegende Metallfilm entfernt wurde, wird die Probe in einem Eigenbau-Ofen 90 sek lang auf eine Temperatur von ca. 400°C gebracht. Dadurch diffundiert das Ge in das darunterliegende Material und dotiert hiermit das darunterliegende Substrat und stellt einen Ohmschen Kontakt zum 2DEG her.

3.1.2 Lokale anodische Oxidation

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Probe mit einer Hall-Geometrie versehen und das 2DEG kontaktiert wurde, soll nun die Strukturierungsmethode der lokalen anodischen Oxidation dargestellt werden. Mit dem Begriff der anodischen Oxidation bezeichnet man Verfahren bei denen man die Oberfläche von Halbleitern oder Metallen (z.B. Titan oder Aluminium) oxidiert. Hierzu wird das Bauteil in einen Elektrolyten getaucht und bezüglich einer Kathode auf ein positives Potential gelegt (siehe Abb. 3.3 (a)). Dadurch findet folgende

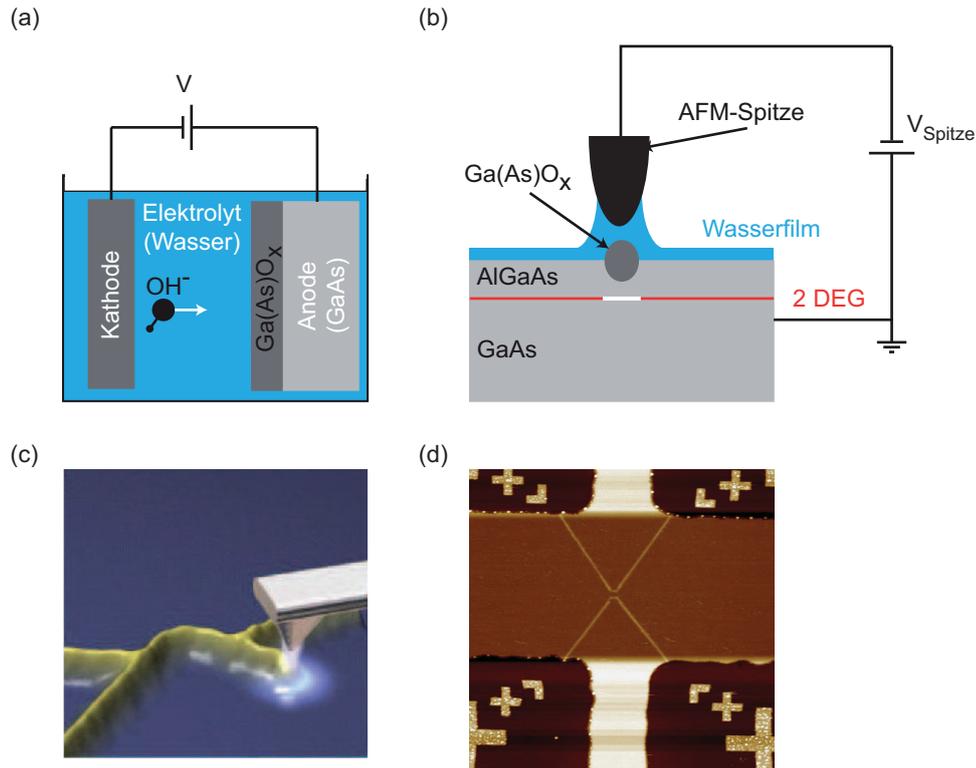
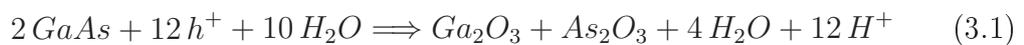


Abbildung 3.3: (a) Aufbau zur anodischen Oxidation von Oberflächen. Vgl. [31]. (b) Skizze AFM-Spitze über einem GaAs-Substrat und die daraus resultierende Oxidation. Vgl. [31]. (c) Darstellung des Schreibvorgangs aus Ref. [30]. (d) AFM-Bild eines mit lokalen anodischen Oxidation geschriebenen Quantendrahtes auf der Oberfläche einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur in der Mitte eines Hallkreuzes.

chemische Reaktion statt [34]



Für die lokale anodische Oxidation wird nun die Kathode durch eine leitfähige AFM-Spitze ersetzt. Die oxidierende Fläche (Anode) stellt die Oberfläche der GaAs-AlGaAs-Heterostruktur dar. Der Elektrolyt ist hierbei ein natürlicher Wasserfilm, der sich bei relativen Luftfeuchtigkeiten im Bereich von 40-60 %, auf der Oberfläche der Probe bildet. Typischerweise ist der Wasserfilm nur einige Nanometer dick. Eine Skizze dieser Konfiguration ist in Abb. 3.3 (b) zu sehen. Im Gegensatz zur oben beschriebenen Methode, großflächig zu oxidieren, wird hier nur in nächster Nähe zur AFM-Spitze das GaAs oxidiert.

Typischerweise ergibt sich bei einer Höhe der Oxidlinie von ca. 10 - 25 nm eine mittlere Breite der Linien von ca. 100 nm. Durch die Oxidation der Oberfläche wird die Ladungsträgerdichte des darunterliegenden Elektronengases reduziert. Bei Heterostrukturen mit nicht sehr tief liegendem Elektronengas (sog. shallow HEMTs) kann eine vollständige Verarmung erreicht werden [33, 34]. Dies ist auch einer der limitierenden Faktoren, denn die Höhe der Oxidlinien kann nur bis zu einem gewissen Grad über eine höhere angelegte Spannung erreicht werden. Eine Oxidlinienhöhe von ca. 25 nm über eine längere Strecke ist gerade noch zuverlässig möglich. D.h. für eine garantierte Verarmung sollte, aufgrund von bisherigen Erfahrung, das 2DEG nicht tiefer als 60 nm liegen. Mit der Erhöhung der Oxidlinien einhergehend ist natürlich auch eine Verbreiterung der Linien, worunter die minimale Strukturgröße leidet. Die Übertragung einer Struktur auf die Oberfläche der Probe erfolgt, indem die AFM-Spitze auf einem vordefinierten Weg möglichst exakt entlangbewegt wird, während eine Spannung zwischen Probe und Spitze angelegt wird. Die Spannung beträgt typischerweise zwischen -10 - -40 V. Diese Positionierungsgenauigkeit wurde in diesem Fall durch den Einsatz eines speziellen Rückkoppel-Regelkreises (closed-feedback-loop) des AFM erreicht. Während des Schreibvorgangs wurde der Spitzen-Proben-Abstand im tapping Modus nachgeregelt. Die Erzeugung und Regelung des Wasserfilms auf der Oberfläche fand durch eine Anlage, welche die Luftfeuchtigkeit in der Kammer um das AFM regelt, statt. Die Geschwindigkeiten mit denen die Spitze über die Probe geführt wurde, liegen im Bereich 10 - 250 nm/s. Dabei hat sich gezeigt, dass die Schreibgeschwindigkeit auch ein Faktor ist der die Höhe und Gleichmäßigkeit der Oxidlinien kritisch beeinflusst. Eine schematische Darstellung des Schreibprozesses ist in Abb. 3.3 (c) zu sehen. Das AFM-Bild eines fertigen Quantenpunktkontakts ist in 3.3 (d) zu sehen. Hierbei wurde durch die Oxidlinien Bereiche der Hall bar abgetrennt, wodurch die Elektronen vom 2D Bereich der Hall bar durch die Engstelle von 500 nm Länge und 400 nm Breite gezwungen werden. Nachdem die Oxidlinien geschrieben wurden, kann man nun durch ein kurzes Eintauchen (< 5 sek) in Salzsäure (HCl) das Oxid direkt wieder entfernen. Dabei zeigt sich, dass Gräben mit ähnlicher Tiefe wie zuvor die Höhe der Oxidlinien entstehen [34]. Diese Behandlung soll eine Erhöhung der Durchbruchspannung zur Folge haben [62]. Abschließend soll noch ein Vergleich der Vor- und Nach-

teile gegenüber einer anderen Strukturierungsmethode der Elektronenstrahl-lithographie, die im folgenden Abschnitt behandelt wird, erfolgen. Ein klarer Vorteil der AFM-Lithographie ist sicherlich die Möglichkeit, direkt nach dem Schreiben einer Struktur das Ergebnis zu untersuchen und gegebenenfalls sofort nachzubessern. Bei vielen Problemen, wie z.B. einer nicht genügend hohen Linie im äußeren Bereich der Struktur nochmals eine Linie nachzuschreiben, ist somit eine Verbesserung möglich. Auch ist die exakte Positionierung von Strukturen bezüglich schon vorhandenen Strukturen gut möglich. Eine Strukturgröße von unter 100 nm ist ebenso gut zu realisieren. Die Nachteile sind jedoch, dass eine Struktur immer sehr stark von der verwendeten Spitze und der Oberfläche abhängt, womit die Reproduzierbarkeit nicht sehr gut ist. Auch kann eine geschriebene Struktur nicht wieder entfernt werden, d.h. die Anzahl der Versuche ist endlich.

3.1.3 Elektronenstrahlolithographie

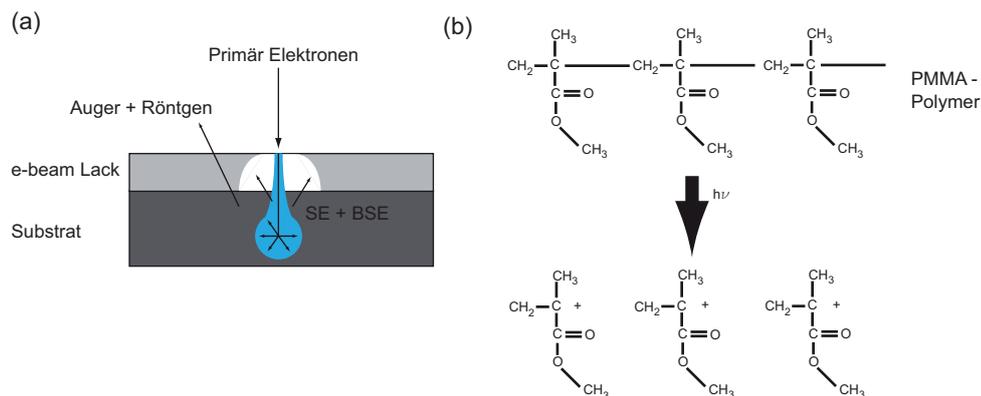


Abbildung 3.4: (a) Skizze der Entstehung verschiedener Rückstreuung bei der ESL. Vgl. [31] (b) Aufspaltung des PMMA-Polymer durch Strahlung.

Nach der Erzeugung der Nanostruktur mit der AFM-Lithographie folgen nun Prozessschritte, welche die Elektronenstrahlolithographie (ESL) verwenden. Dazu wird der fokussierte Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops verwendet, um die Oberfläche eines Substrats, welches mit einem elektronenstrahl-sensitiven Lack (z.B. PMMA) belackte wurde, abzurastern. Dabei entstehen verschiedene Arten von Strahlung (siehe Abb. 3.4). Durch die Elektronen wird der Lack chemisch verändert, bei PMMA bedeutet dies

ein Aufbrechen der langkettigen Moleküle (siehe Abb. 3.4 (b)). Danach kann in einem Entwicklungsschritt mit einem Lösemittel aufgrund der höheren Löslichkeit der aufgebrochenen Ketten die geschriebene Struktur in den Lack übertragen werden. Die abzurasternde Struktur wird zuvor mit einem CAD-Programm erstellt, wodurch im Gegensatz zur optischen Lithographie mit einer Chrommaske, welche normalerweise einige Tage Herstellungszeit benötigt, für jede Belichtung eine individuelle Struktur möglich ist. Die Auflösung bei der ESL wird hauptsächlich durch folgende Parameter bestimmt: Strahldurchmesser ($\approx 0,5$ nm), Resisteigenschaften (PMMA: 10 nm), Entwicklungsverfahren und Substrateigenschaften. Ein weiterer Effekt der häufig berücksichtigt werden muss ist der Proximityeffekt. Bei den Proximityeffekten unterscheidet man zwischen Intra- und Inter-Proximityeffekten. Beim Intra-Proximityeffekt kann es auftreten, dass bei kleinen Strukturen die Dosis, welche bei größeren Strukturen zum durchentwickeln ausreicht, zu gering ist und somit entweder die Struktur kleiner wird als gewünscht oder sogar noch eine Restlackschicht auf der Substratoberfläche zurückbleibt. Beim Inter-Proximityeffekt wiederum beeinflussen sich nahe beieinanderliegende Strukturen, welche den Bereich dazwischen, der unbelichtet sein sollte, auch noch belichten. Diese Effekte können jedoch zu einem großen Teil durch numerische Simulationen (Monte-Carlo-Simulationen) des Strahls, des Lacks und des Substrats sehr gut kompensiert werden, indem die Dosen in den jeweiligen Bereichen entsprechend angepasst werden.

3.1.4 Erzeugung von ferromagnetischen Strukturen durch thermisches Verdampfen

Die ferromagnetischen Materialien, die zur Auswahl standen und getestet wurden sind Nickel, Kobalt, Gadolinium und Dysprosium. Nickel und Kobalt sind Übergangsmetalle und haben bei Raumtemperatur schon ferromagnetische Eigenschaften. Dadurch kann hierbei schon die Methode der Magnetic-Force-Microscopy zur Filmcharakterisierung eingesetzt werden (siehe Kapitel 5.1). Die Sättigungsmagnetisierungen betragen 1.0 T (Ni) und 1.8 T (Co). Die Verdampfungstemperaturen bei einem Druck von im Bereich von 10^{-6} mbar betragen 1072°C (Ni) und 990°C (Co). Die Erzeugung des Films erfolgte hierbei in einem Vakuumbeschichtungssystem (BOC Edwards Auto500) mit einem

Basisdruck von 5×10^{-7} mbar. Es wurde ein Elektronenstrahlverdampfer benutzt. Gadolinium und Dysprosium sind seltene Erden. Gd besitzt eine Curie-Temperatur von 289.15 K [23]. Dy besitzt eine Curie-Temperatur von 105.15 K [23]. Gd ist oberhalb der Curie-Temperatur paramagnetisch. Dy ist oberhalb der Curie-Temperatur antiferromagnetisch. Die Sättigungsmagnetisierungen betragen 2.6 T (Gd) und 3.75 T (Dy). Die Verdampfungstemperaturen bei einem Druck von im Bereich von 10^{-6} mbar betragen 900°C (Gd) und 750°C (Dy). Die Erzeugung des Films erfolgte hierbei in einem Vakuumbeschichtungssystem (Eigenbau der HHU) mit einem Basisdruck von 1×10^{-7} mbar. Es wurde mit einem Wolfram-Schiffchen thermisch verdampft. Alle hier aufgeführten Materialien oxidieren an Luft, weshalb eine Bedeckung z.B. mit einer Schicht Cr und Au notwendig ist. Im Edwards-System erfolgte dies in-situ nach der Verdampfung von Ni oder Co. Bei Gd und Dy mussten die Proben zuerst aus dem System genommen werden und danach im Edwards-System bedeckt werden.

3.1.5 Fertiggestellte Probe

Nachdem alle Prozessierungsschritte zur Herstellung der gewünschten Struktur abgeschlossen sind (siehe Abb. 3.5 (b)), wird die Probe in einen Chip-Carrier eingeklebt und es werden mit einem Ball-Bonder (Fa. DelvoTek) Golddrähte von den Ohmschen Kontakten der Probe zu den Kontaktflächen des Chip-Carriers gezogen (siehe Abb. 3.5 (c)).

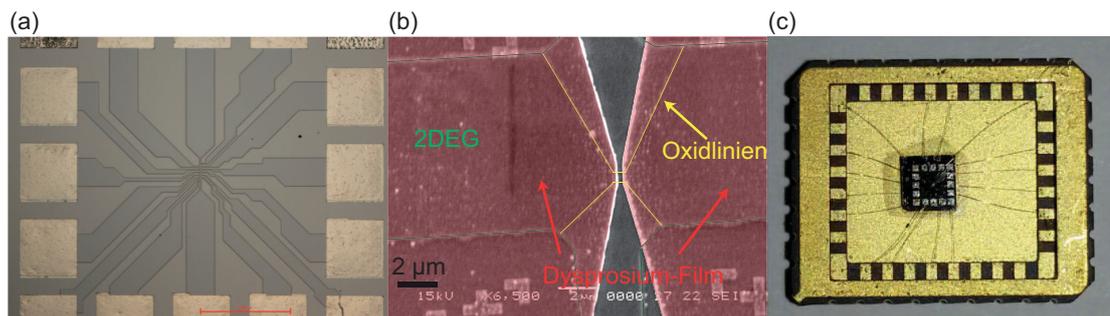


Abbildung 3.5: (a) Lichtmikroskop-Aufnahme der Hall-Geometrie mit Ohmschen Kontakten. (b) SEM-Aufnahme der Mikrostruktur auf der Hall bar. (c) Fotografie einer fertiggestellten Probe, welche eingeklebt und gebondet wurde.

3.2 Messaufbau

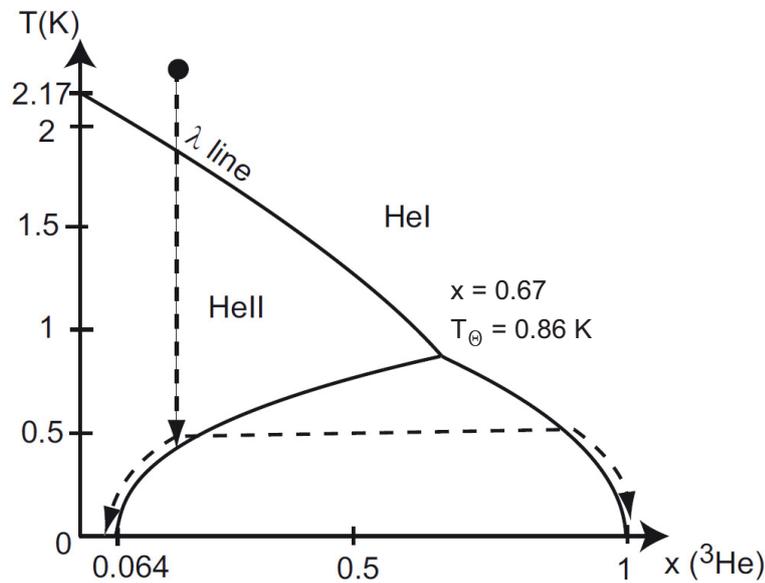


Abbildung 3.6: Phasendiagramm ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$. Aus Ref. [31]

Um die zuvor besprochenen Effekte messen zu können, ist es notwendig die Probe bei tiefen Temperaturen vorliegen zu haben. Wenn die Elektronentemperatur in der Größenordnung der typischen Energieskala des Effekts im untersuchten Systems liegt, dann wird dieser Effekt thermisch verschmiert und ist nicht mehr zu beobachten. Die Energieskala der Systeme, die hier untersucht werden, liegt meist im Bereich weniger meV. Dabei entspricht 1 meV einer Temperatur von ca. 10 K. Bei der Erzeugung tiefer Temperaturen wird meist Helium verwendet, deshalb folgen nun ein paar Eigenschaften dieses Elements (vgl. [31]).

3.2.1 Eigenschaften des flüssigen Heliums

Helium ist bei der Erzeugung tiefer Temperaturen von großer Bedeutung, da es auch bei den kleinsten erreichbaren Temperaturen (weit unterhalb von 1 mK) bei Normaldruck noch flüssig bleibt. Der Grund ist die sehr schwache Wechselwirkung zwischen einzelnen Heliumatomen. Des Weiteren hat es den leichtesten Edelgaskern. Dadurch steigt die zur Verfestigung benötigte Energie. Es gibt jedoch auch Kühlmethoden, bei denen Helium im festen Zustand

verwendet wird (siehe Pomerantchuk-Zelle). Helium existiert in zwei Isotopen, dem Boson ${}^4\text{He}$ und dem Fermion ${}^3\text{He}$. ${}^4\text{He}$ wird flüssig unterhalb von 4.2 K bei 1 atm. Ein zweiter Phasenübergang mit Ähnlichkeiten zur Bose-Einstein-Kondensation findet bei einer Temperatur von 2.17 K (bei 1 atm) statt. Neben all den anderen interessanten Eigenschaften dieser superfluiden Phase ist die hier relevanteste, dass ${}^3\text{He}$ -Atome sich in dieser Phase wie ein ideales Fermi-Gas verhalten. ${}^3\text{He}$ hat eine noch geringere Ruhemasse als ${}^4\text{He}$ und damit eine noch höhere Nullpunktsenergie. Die flüssige Phase beginnt bei 3.2 K. Wird nun eine Mischung aus ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Atomen unter eine Temperatur von 0.86 K gebracht, bilden sich zwei flüssige Phasen aus. Zum einen eine ${}^3\text{He}$ -reiche und zum anderen eine ${}^3\text{He}$ -arme Flüssigkeit, die zum größten Teil aus ${}^4\text{He}$ besteht. Die ${}^3\text{He}$ -reiche Flüssigkeit befindet sich aufgrund der geringeren Dichte des ${}^3\text{He}$ auf der ${}^3\text{He}$ -armen Flüssigkeit. In Abb. 3.6 ist dies auch im Phasendiagramm der Mischung dargestellt. Dabei stellt man fest, dass auch bei sinkenden Temperaturen die Konzentration von ${}^3\text{He}$ niemals unter 6.6 % fällt. Dieser Effekt kann durch den fermionischen Charakter des ${}^3\text{He}$ erklärt werden. Energetisch günstiger für die ${}^3\text{He}$ -Atome ist es, wenn sie sich in der ${}^4\text{He}$ -Phase befinden, da sie hierbei dichter gepackt werden können. Da sich das ${}^3\text{He}$ jedoch dann wie ein ideales Fermi-Gas verhält, müssen hierbei die erlaubten Zustände aufgrund des Pauli-Prinzips besetzt werden. Ab einer gewissen Konzentration ist die Bindungsenergie eines ${}^3\text{He}$ -Atoms in der verdünnten Phase angeglichen an jene in der konzentrierten Phase und es tritt eine Sättigung der Konzentration ein [55].

3.2.2 Verdampfungskryostat

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für Messungen im Temperaturbereich $T = 1.4$ K - 300 K ein Verdampfungskryostat der Firma Oxford Instruments verwendet. Der schematische Aufbau des Kryostaten ist in Abb. 3.7 (a) dargestellt. In der Mitte des Kryostaten befindet sich die Probenkammer, an der mit einer Vakuumpumpe gepumpt wird. Durch ein Nadelventil am Boden der Kammer kann flüssiges ${}^4\text{He}$ aus dem Heliumtank in die Kammer gelassen werden. Der Heliumtank und die Probenkammer sind durch ein Vakuum thermisch voneinander entkoppelt. Durch kontinuierliches Pumpen an der Kammer und durch Regelung des Flusses aus dem Heliumtank kann durch Expansionskühlung eine

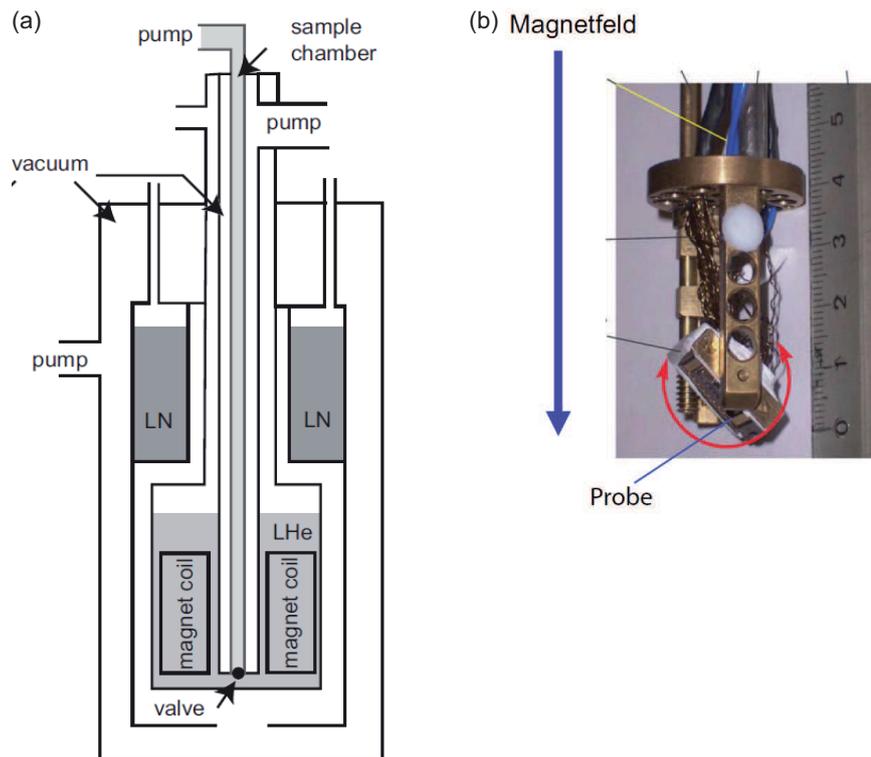


Abbildung 3.7: (a) Skizze des Kryostaten. Aus Ref. [31]. (b) Bild des rotierbaren Probenhalters. Aus Ref. [35].

Temperatur von mindestens 1.4 K (unterster Wert des eingebauten Temperaturwiderstands) erreicht werden. Um die Temperatur in der Probenkammer zu erhöhen befindet sich noch Heizelement in der Kammer. Zur weiteren thermischen Abschirmung sind noch eine Vakuumkammer um den Heliumtank und ein flüssig-Stickstoff-Abschirmtank verbaut. Die Probe befindet sich in einem Chip-Carrier-Socket, der mechanisch um eine Achse rotiert werden kann (siehe Abb. 3.7 (b)). Hierbei ist der Chip-Carrier-Socket mit einem Zahnrad versehen, welches in ein weiteres Zahnrad (Schnecke) greift. Diese Schnecke kann über einen Metallstab, welcher nach außen geführt ist, bewegt werden und somit die Probe rotieren. Der Rotator kann mit Hilfe eines Schrittmotors über einen Computer angesteuert werden. Die Probe befindet sich in der Mitte eines supraleitenden Magneten, der ein Feld von bis zu 8 T erzeugen kann. Der Magnet befindet sich im Heliumtank. Durch den Rotator kann die Probe bezüglich ihrer Ausrichtung gegenüber dem Magnetfeld zwischen parallel und senkrecht eingestellt werden.

3.2.3 Entmischungskryostat

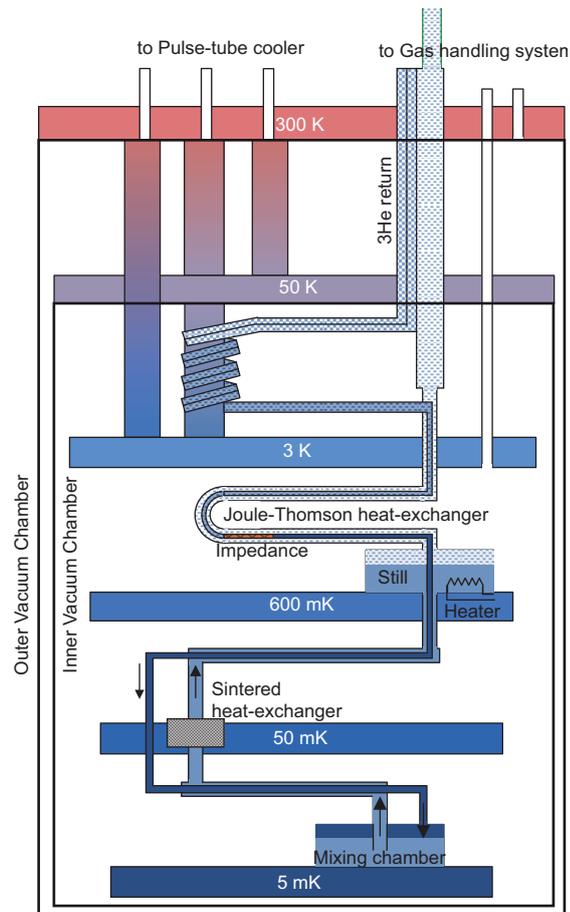


Abbildung 3.8: Skizze des Aufbaus des verwendeten Entmischungskryostaten der Firma Leiden Cryogenics. Aus Ref. [15].

Beim Entmischungskryostaten (engl. dilution refrigerator) wird die zuvor besprochene Eigenschaft einer $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung, dass sich eine feste Konzentration von 6.6 % in der verdünnten ^3He -Phase einstellt, ausgenutzt. Wenn nun ein ^3He -Atom aus der konzentrierten in die verdünnte Phase übergeht, dann wird aufgrund der höheren Entropie in der verdünnten Phase der Umgebung hierbei Wärme entzogen. Das ^3He -Atom kann nun aus der verdünnten Phase aufgrund seines höheren Dampfdrucks abgepumpt und wieder in die konzentrierte Phase gebracht werden. Dadurch entsteht ein geschlossener Kühlkreislauf. Die technische Umsetzung dieses Kühlprinzips ist in Abb. 3.8 dargestellt. Hierbei handelt es sich um ein System der Firma Leiden Cryo-

genics. Die oben beschriebene Phasengrenze liegt hierbei in der sogenannten Mischkammer. Hier wird im Normalbetrieb die tiefste Temperatur erreicht. An der verdünnten Phase werden im still mit einer Turbopumpe die ^3He -Atome abgepumpt. Danach wird das Gas, nachdem es durch eine Stickstoffkühlfalle ging, wieder ins System zurückgeführt. Dabei wird das ^3He -Gas an den 50 K und 3 K Kühlstufen des Pulse-Tube-Kühlkopfes vorgekühlt und danach in der Joule-Thomson-Stufe wieder verflüssigt und gelangt danach wieder in die konzentrierte ^3He -Phase. Die Basis-Temperatur des Systems beträgt typischerweise ca. 7.5 - 25 mK.

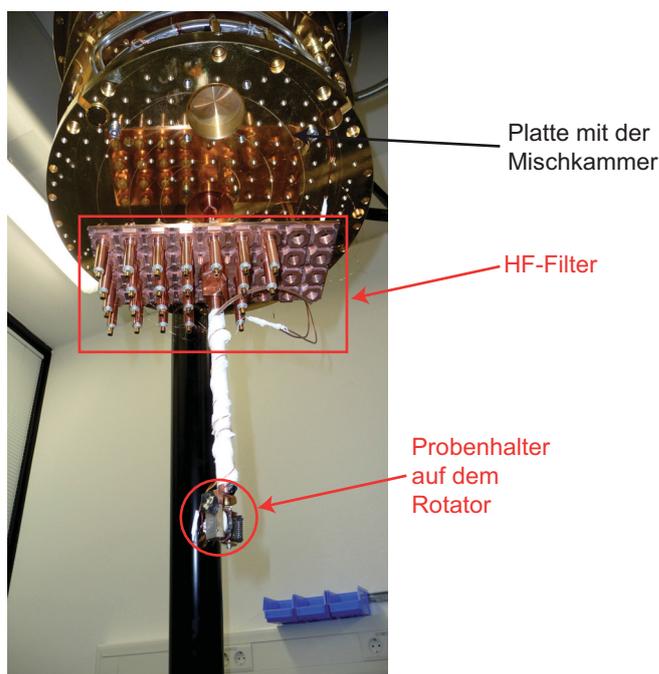


Abbildung 3.9: Bild des rotierbaren Probenhalters und der HF-Filter.

Die Probe wird in einen Chip-Carrier-Socket gesetzt. Dieser ist auf einem Piezo-Rotator der Firma Attocube befestigt. Dieser kann mit Hilfe einer Steuerungseinheit durch Anlegen einer Spannung bewegt werden. Der Rotator wiederum befindet sich am Ende einer Kupferstange, welche an der Platte der Mischkammer befestigt ist (siehe Abb. 3.9). Die Länge des Kupferstabes wurde so gewählt, dass sich die Probe genau in der Mitte des 12 T-Magneten, der am Boden der inneren Vakuummilieu sitzt, befindet. Die Kühlung der Probe erfolgt durch die Messleitungen, welche am Chip-Carrier-Socket angelötet sind, nachdem sie durch eine HF-Filter-Einheit geführt werden und um einen

Kupferzylinder, der sich im thermischen Kontakt mit der Mischkammer-Platte sich befindet und die Leitungen auf Basistemperatur abkühlt.

3.2.4 Messelektronik

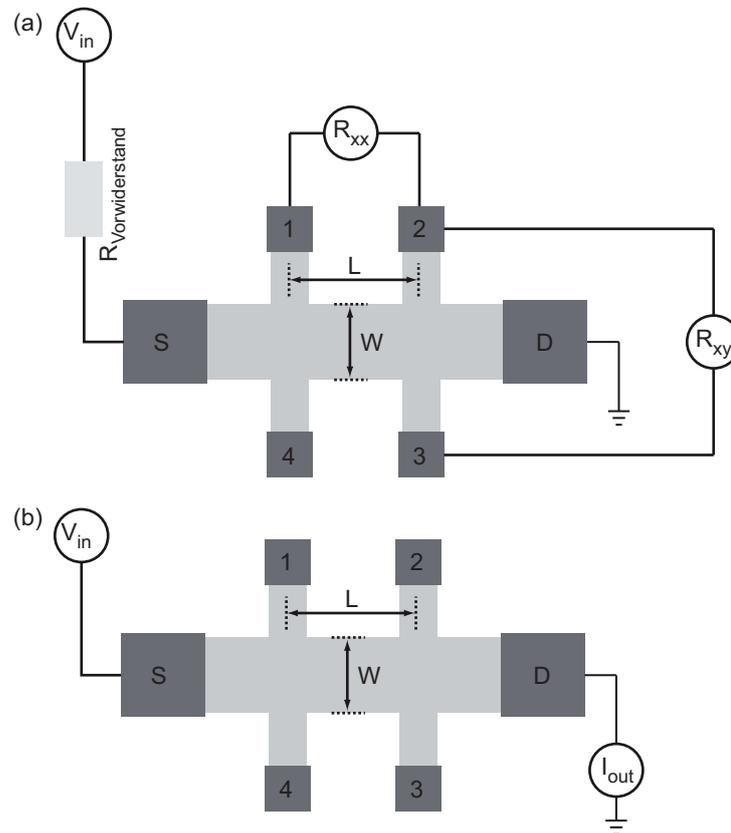


Abbildung 3.10: (a) Skizze einer Hall-Geometrie mit dem Aufbau zur Messung des Widerstands in einer Vier-Punkt-Geometrie mit vorgegebenen Strom. (b) Aufbau zur Messung eines Stroms bei vorgegebener angelegter Spannung.

Die meisten hier gezeigten Transportmessungen wurden mit AC-Signalen durchgeführt. Dabei wurden zur Signalerzeugung und Signalmessung Lock-In-Verstärker des Typs SR830DSP der Firma Stanford Instruments verwendet. Die Frequenzen des Signals lagen meist im Bereich 13 - 17 Hz, jedoch immer unterhalb von 200 Hz. Die zwei häufigsten Messkonfigurationen sind in Abb. 3.10 dargestellt. In (a) wird eine Stromquelle mit Hilfe eines Vorwiderstands definiert, wobei für den Vorwiderstand $R_0 \gg R_{Probe}$ (meist $R_0 = 10 \text{ M}\Omega$) gilt. Damit ist gewährleistet, dass bei angelegter Spannung ein praktisch kon-

stanter Strom $I = U/(R_0 + R_{Probe}) \approx U/R_0$ fließt. Danach kann in einer 4-Punkt-Konfiguration der Spannungsabfall zwischen den Kontakten 1 und 2 mit einem Lock-In-Verstärker gemessen werden. In (b) ist die Konfiguration abgebildet, welche für Probenwiderstände mit $R_{Probe} > 10 \text{ M}\Omega$ eingesetzt wird. Dabei wird eine Spannung im μV -Bereich angelegt und dann der Strom mit Hilfe eines I-V-Wandlers der Firma DL Instruments und einem Yokogawa 7555 Multimeter gemessen. Zum Anlegen von Gleichspannungen an die gate-Kontakte wurde eine Yokogawa 7651 DC-Quelle verwendet, Leckströme und I-V-Kennlinien wurden mit dieser Spannungsquelle, dem I-V-Wandler der Firma DL Instruments und einem Yokogawa 7555 Multimeter gemessen. Zur Bestimmung des spezifischen Probenwiderstands $\rho_{xx} = R_{12} \times \frac{W}{L}$ wurde der mittige Abstand der Spannungskontakte L und die Breite der Hall bar W verwendet. Die minimal messbaren Signale lagen im Bereich weniger nV bei Messung des Spannungsabfalls.

Kapitel 4

Experimente und Simulationen

Im folgenden Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente mit QWR und magnetischen Barrieren beschrieben und die Resultate der Transportmessungen interpretiert. Im Abschnitt 4.1 werden zuerst die Messungen präsentiert, die zum finalen Probedesign führten. Abschnitt 4.2 befasst sich mit Experimenten an Quantendrähten, die zwei magnetischen Barrieren in Elektronentransportrichtung ausgesetzt wurden. Die Ergebnisse hierzu sind in Ref. [60] publiziert worden. Im Abschnitt 4.2 wird der Transport betrachtet, bei dem zusätzlich zu den zwei magnetischen Barrieren noch ein homogenes senkrecht zur Transportrichtung angelegtes Feld benutzt wird. Die Ergebnisse hierzu sind in Ref. [59] publiziert worden. Das Kapitel schließt mit einem Abschnitt über weiterführende Experimente hierzu.

4.1 Vorarbeiten zur Probenauswahl

Zur Untersuchung der in Kapitel 1 aufgeworfenen Frage ergibt sich das Probedesign ganz natürlich. Es wird ein ballistischer Quantendraht benötigt, wobei zwei Kanten eines oder zweier ferromagnetischen Filme innerhalb der Längsausdehnung des Drahtes liegen müssen. Zur Herstellung des Drahtes wurde auf die Methode der AFM-Lithographie zurückgegriffen (Kap. 3.1.2). Ein großer Vorteil besteht darin, dass keine isolierende Schicht zwischen den gate-Elektroden, welche den Draht formen (siehe van Wees et al. [77]) und dem darüber liegenden metallischen und ferromagnetischen Film notwendig ist. Nachteile bestehen darin, dass die Abstimmbarkeit des AFM-geschriebenen QWR

über die in-plane gates recht gering ist. Deshalb wird häufig ein Cr/Au-Film aufgedampft, welcher die ganze Struktur bedeckt. Durch Anlegen einer Spannung an den Film kann die Fermi-Energie des Drahtes variiert werden [32]. Dieser Cr/Au-Film wird im Folgenden als top gate bezeichnet. Da der Film sich über den Drahtbereich hinaus erstreckt wird die Fermi-Energie auch ausserhalb des Drahtes variiert. Bei der Geometrie des Drahtes war zu beachten, dass im Bereich des Barrierenprofils das elektrostatische Potential des Drahtes sich möglichst nicht ändert. Das bedeutet, der Draht sollte durch zwei parallel verlaufende Oxidlinien definiert werden und z.B. keine Rundungen aufweisen. Der Abstand der Linien kann im Prinzip beliebig klein gewählt werden. Jedoch war schon ab einer Breite von weniger als 200 nm, ohne das Anlegen einer Spannung an die gate-Elektroden, die erste Mode nicht mehr besetzt. Für die Breite ist eine sinnvolle obere Grenze ca. 500 nm, da hier die Anzahl der besetzten Moden bei geerdeten gates bei ca. 10 liegt.

Zur Erzeugung einer magnetischen Doppelbarriere mit ferromagnetischen Filmen gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen kann man zwei große Dy-Filme herstellen, wobei jeweils eine Kante eines Filmes im QWR liegt und die zweite Kante in einem genügend großen Abstand dazu. Diese Situation ist in Abb. 4.1 (b) skizziert. Die zweite Möglichkeit besteht darin, nur einen Streifen in der Mitte des Drahtes aufzubringen (siehe Abb. 4.1 (f)). Für die erste Probenserie wurde versucht zwei Filme mit einem konstanten Abstand zwischen den beiden herzustellen (siehe Abb. 4.1 (a) und (b)). Dabei treten Probleme bei der Prozessierung auf. Die Schwierigkeit besteht darin einen Steg aus Lack (PMMA) mit einer Breite von ca. 300 nm und einer Schichtdicke des Lacks von mindestens 300 nm über eine Strecke von $20\ \mu\text{m}$ durch Elektronenstrahlolithographie herzustellen. Dabei war entweder die Belichtungs-dosis oder die Entwicklungsdauer zu hoch, so dass der Steg nicht stehen blieb. Falls die Dosis oder Entwicklungszeit zu gering gewählt ist, lösen sich, wie in Abb. 4.1 (a) zu sehen ist, die aufgedampften Metallfilme beim Lift-Off. Da die Optimierung dieses Prozessschrittes sehr zeitaufwändig ist, wurde stattdessen die Struktur dahingehend verändert, dass der Lack-Steg nur noch über einen kurzen Abschnitt ($1\ \mu\text{m}$) sehr dünn ist (siehe Skizze Abb. 4.1 (d)). Durch die Aufweitung des Abstandes zwischen den beiden Filmen wurde mehr Stabilität für den Steg erreicht. Das Ergebnis nach dem Dy-Aufdampfschritt ist in Abb. 4.1 (c) zu sehen.

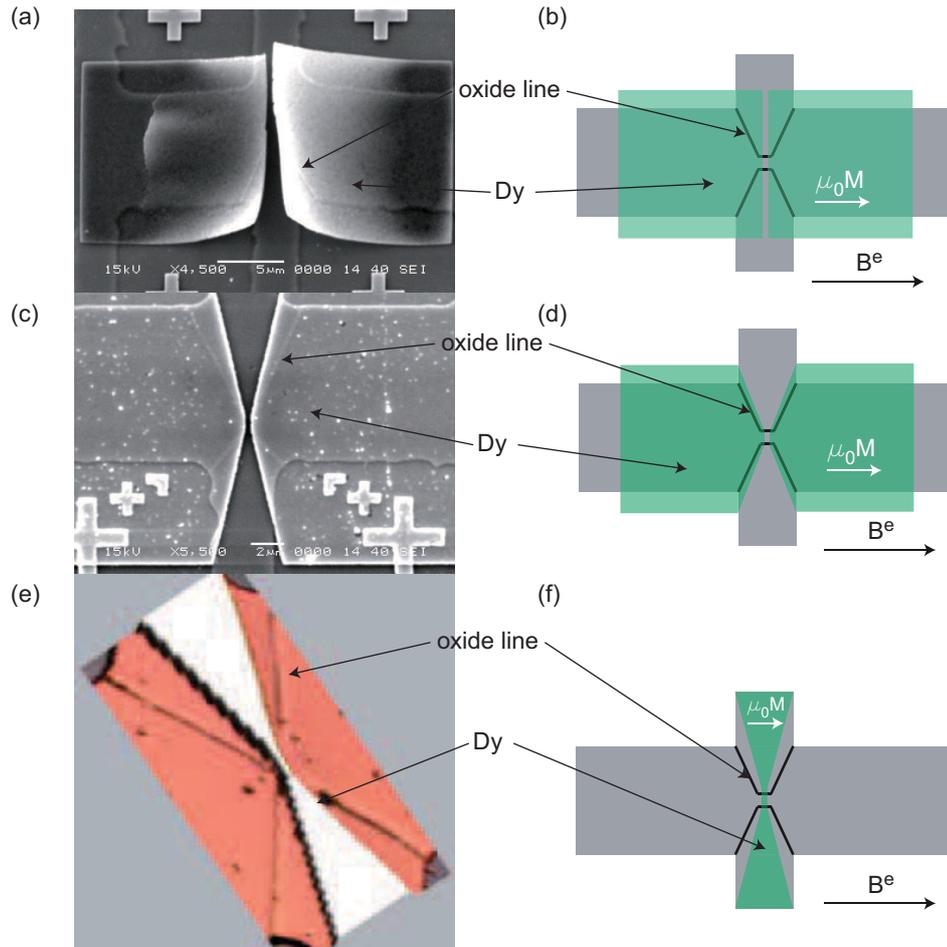


Abbildung 4.1: (a) SEM-Aufnahme eines Dy-Films (Filmstärke: 150 nm) nach dem Lift-Off. (b) Skizze des Designs aus (a). (c) SEM-Aufnahme eines Dy-Films (Filmstärke: 150 nm) nach dem Lift-Off mit dem Design aus Skizze (d). (e) AFM-Aufnahme eines Dy-Streifen (Filmstärke: 250 nm) nach dem Lift-Off mit dem Design aus Skizze (f).

Eine Probe mit diesem Design wurde in Transportmessungen im Mischkryostat bei $T_e = 100$ mK vermessen. In Abb. 4.2 ist eine Messung des Leitwerts als Funktion der Spannung am top gate, welche die Fermi-Energie variiert, gezeigt. Es wurde kein externes Magnetfeld angelegt. Dabei deutet sich in einem gewissen Rahmen die erwartete Leitwertquantisierung an. Jedoch sind die Plateaus scheinbar durch zusätzliche Leitwertfluktuationen überlagert. Diese Abweichung von der erwarteten Leitwertquantisierung ist am deutlichsten jeweils unterhalb der Besetzung einer weiteren Mode (siehe grüne Pfeile in

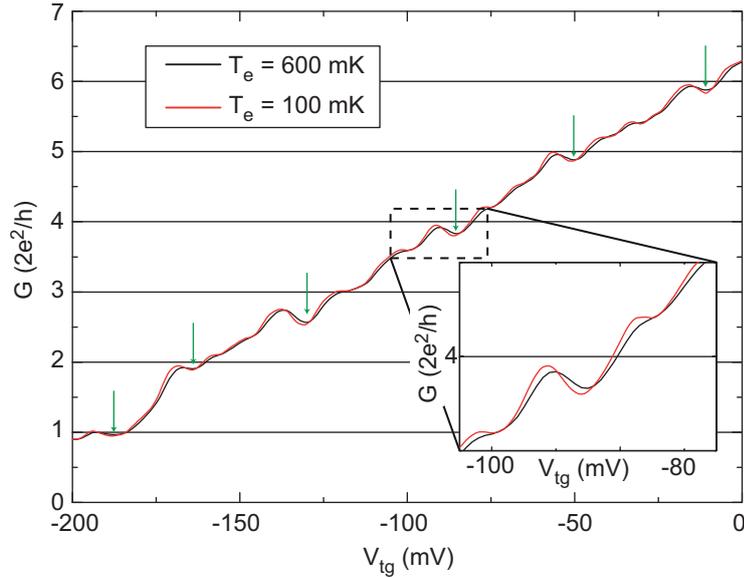


Abbildung 4.2: Leitwert des QWR der Probe aus Abb. ?? gemessen als Funktion der am top gate angelegten Spannung V_{tg} für zwei Temperaturen $T_e = 100$ mK und $T_e = 600$ mK. Der Spannungsabfall über den Draht wurde an den Kontakten 3 und 6 gemessen. Im Einsatz ist eine vergrößerte Darstellung des Leitwertes bei den zwei genannten Temperaturen aufgetragen.

der Abb. 4.2). Im Bereich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Plateaus sind noch weitere Abweichungen zu erkennen. Eine zweite Messung bei einer höheren Temperatur von $T_e \approx 600$ mK zeigt, dass die Resonanzen eine zwar schwache, allerdings sichtbare, Temperaturabhängigkeit zeigen (siehe Einsatz in Abb.4.2). Dieses Verhalten wurde bei einer ganzen Probenserie, d.h. bei vier Proben mit ähnlichem Design, gemessen. Es scheint eine Störung durch Streuer im Draht oder in der Nähe vorzuliegen. Die Ursache ist eventuell auch im Probedesign der zwei ferromagnetischen Filme, welche vor und über dem Kanal liegen, zu finden. Dies würde die Leitwertresonanzen durch einen nicht-idealen Übergang vom 2DEG in den Draht erklären. Dies ist ähnlich zu den Leitwertresonanzen, die in einem längeren Draht von Hugger et al. (2008) (Ref. [37]) aufgrund von Streuern im Kanal gefunden wurden. Zur Vermeidung solcher Effekte wurde in der nächsten Probenserie das Design der zwei Dy-Filme durch einen Dy-Streifen, der im Kanal zentriert liegt, verändert (siehe Abb. 4.1 (e) und (f)). Die Messung des Leitwertes als Funktion der am top gate angelegten

Spannung ist in Abb. 4.6 (d) aufgetragen. Es zeigte sich, dass durch die Anpassung des Designs die gewünschte ungestörte Leitwertquantisierung erreicht wurde.

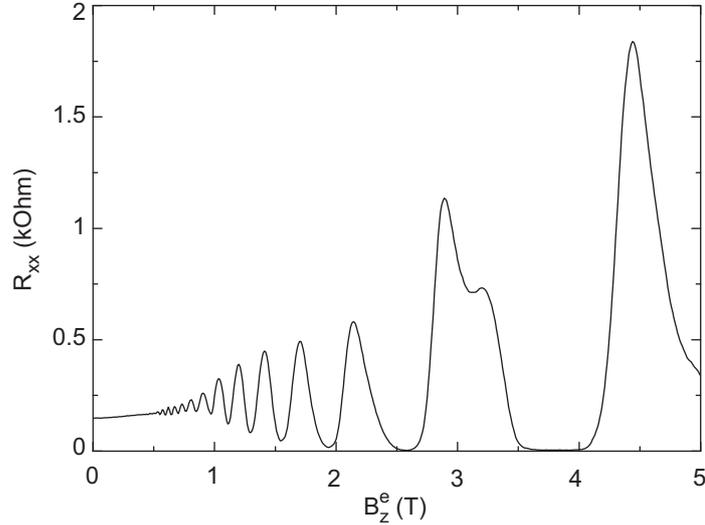


Abbildung 4.3: Messung des longitudinalen Widerstandes R_{xx} im unstrukturierten Bereich der Hallbar als Funktion des homogenen senkrechten Magnetfeldes an einer Probe mit der Heterostruktur (Bochum 13183). Es sind Shubnikov-de-Haas-Oszillationen zu sehen. Die Temperatur lag bei $T_e = 100$ mK.

In Abb.4.4 ist eine Messung des Hallwiderstandes R_{xy} und in Abb.4.3 des Widerstandes R_{xx} als Funktion des homogenen senkrecht zum 2DEG angelegten Magnetfeldes aufgetragen. Die Messung wurde während eines Abkühlzyklus einer Probe der Heterostruktur Bochum 13183 im Mischkryostat (Kap. 3.2.3) bei der Basistemperatur $T = 25$ mK aufgenommen. Dabei sieht man, dass die SdH-Oszillationen bei einem senkrechten Feld $B \approx 400$ mT einsetzen. Hiermit konnte die Elektronentemperatur $T_e = 100$ mK der Messungen bei der Basistemperatur im Mischkryostat abgeschätzt werden. Dazu wurde das Einsetzen der SdH-Oszillationen mit einer Messung derselben Heterostruktur in einem System an der ETH Zürich verglichen. Durch Bestimmung der Steigung des linearen Bereichs des Hallwiderstandes wurde die Dichte des 2DEG mit $n_2 = 3.8 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ bestimmt. Aus der Messung der longitudinalen Leitfähigkeit bei $B = 0$ T konnte die Beweglichkeit zu $\mu = 34 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ bestimmt werden. Damit ergibt sich mit den Relationen aus Kapitel 2.1.1 die Fermi-

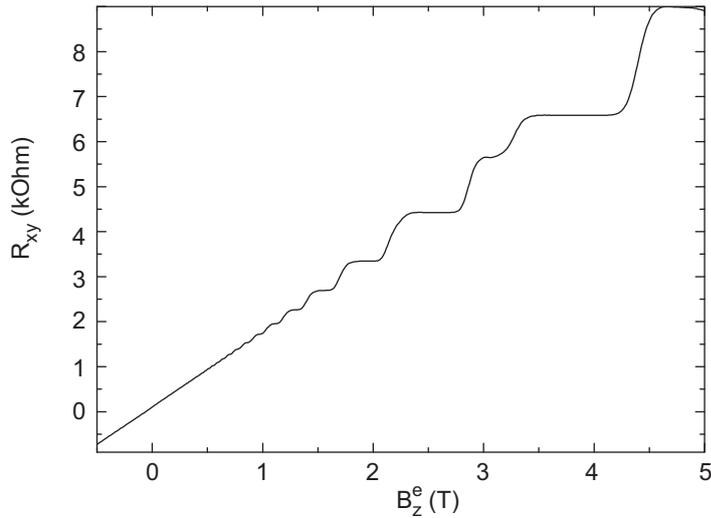


Abbildung 4.4: Messung des transversalen Widerstandes R_{xy} im unstrukturierten Bereich der Hallbar als Funktion des homogenen senkrechten Magnetfeldes an einer Probe mit der Heterostruktur (Bochum 13183). Es sind Quanten-Hall-Plateaus zu sehen. Die Temperatur lag bei $T_e = 100$ mK.

Wellenlänge zu $\lambda_F = 41$ nm, sowie die mittlere freie Weglänge zu $l_e = 3.4 \mu\text{m}$ und die Drude-Streuzzeit zu $\tau = 13$ ps. Die Fermi-Energie des 2DEG lag bei $E_F = 13$ meV.

Der Zusammenhang zwischen dem externen parallel angelegten Magnetfeld und der Magnetisierung des ferromagnetischen Films ist in Abb. 4.5 aufgetragen. Die Hysteresekurve wurde mittels der Methode der Hallmagnetometrie (siehe Kapitel 2.3.4) ermittelt. Dabei konnte jedoch nur die Magnetisierungskurve eines zweiten größeren Dy-Films auf derselben Hallbar benutzt werden. Durch die ungleiche Geometrie zwischen Streifen und Film ergeben sich wahrscheinlich auch die verschiedenen Werte des Koerzitivfeldes.

4.2 Transportmessungen an einem Quantendraht mit Magnetfeldgradient

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse zur Transmission durch elektronische Quantenzustände, die an der Nullstelle eines magnetischen Feldgradienten innerhalb eines ballistischen Quantendrahtes existieren, dargestellt. Zuerst werden

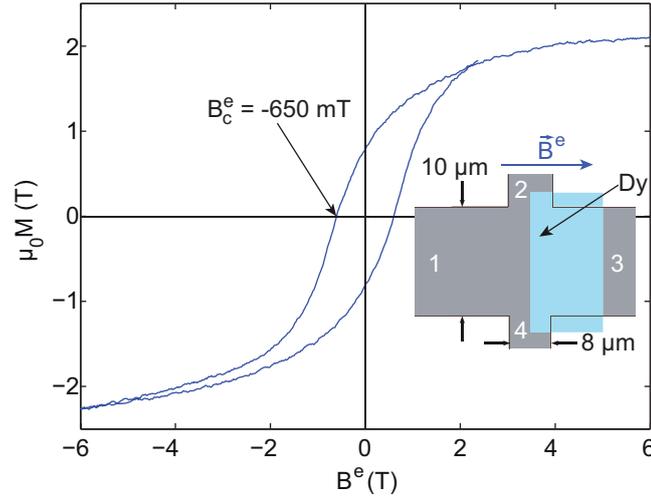


Abbildung 4.5: Magnetisierungskurve eines großen Dy-Films gemessen mit der Methode der Hallmagnetometrie (Kap. 2.3.4). Der Dy-Film wurde im gleichen Aufdampfschritt aufgebracht, wie der Dy-Streifen in der Mitte des Drahtes. Eine Kante des Films wurde, wie in der Skizze im Graphen, in ein Hallkreuz gelegt. Der Strom floß hier von Kontakt 1 zu Kontakt 3. Die Hallspannung, welche durch das Streufeld des ferromagnetischen Films entsteht, wurde mit den Kontakten 2 und 4 gemessen. Daraus erhält man eine Sättigungsmagnetisierung von $\mu_0 M = 2.1 \text{ T}$ und ein Koerzitivfeld von $B_c^e = 650 \text{ mT}$. Das Koerzitivfeld des Dy-Streifens auf dem QWR ist kleiner $B_c^e = 480 \text{ mT}$. Die Ursache könnte in der wesentlich kleineren Breite des Streifens liegen.

die Messergebnisse an einer Probe mit dem Design aus Abb. 4.1 (f) präsentiert. Die Abb. 4.6 (b) zeigt die AFM-Aufnahme der Oxidlinien und des Dy-Streifens. In Abb. 4.6 (a) ist eine Skizze in der x-y-Ebene des Drahtes mit der Länge $L = 500 \text{ nm}$ und der Breite $W = 400 \text{ nm}$ und dem Dy-Streifen gezeigt. In Abb. 4.6 (c) ist die x-z-Ebene bei $y=0$ mit dem Dy-Streifen der Länge $\ell = 300 \text{ nm}$ dargestellt. Der Verlauf des Magnetfeldprofils, lt. analytischer Formel 2.28 bei magnetisiertem Dy-Streifen, ist als blaue Kurve $B_z(x)$ eingezeichnet. Des Weiteren ist der Energieverlauf der ersten Drahtmode E_1 (schwarze Kurve) mit den Auswirkungen durch das x-abhängige Magnetfeldprofil dargestellt. Dieser Energieverlauf ergibt sich für ein parabolisches Ein-

schlusspotential in y -Richtung mit folgender analytischer Formel [84]:

$$E_j(x, B_z) = (j + 1/2)\sqrt{\hbar^2(\omega_0^2 + \omega_c(x)^2)}; \quad \omega_c(x) \equiv \frac{eB_z(x)}{m^*} \quad (4.1)$$

$\omega_c(x)$ bezeichnet hierbei die lokale Zyklotronfrequenz.

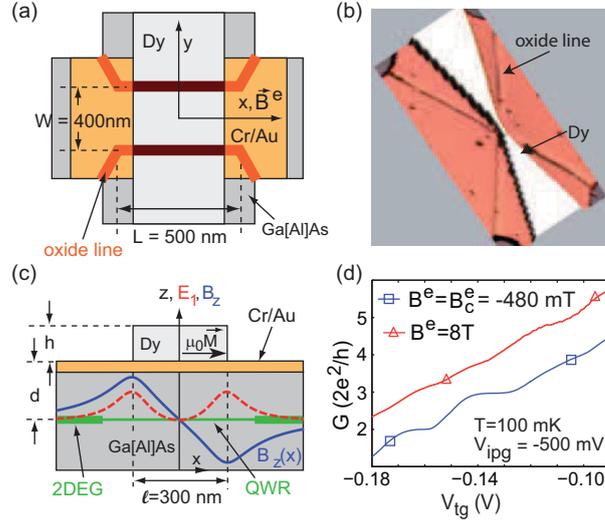


Abbildung 4.6: (a) Skizze der Struktur des Drahtes mit Dy-Streifen und Cr/Au-Film. (b) AFM-Bild eines durch Oxidlinien definierten Drahtes und einem Dy-Streifen im Draht. (c) Skizze der Probe in Richtung der x - z -Ebene bei $y=0$. Das Profil des Magnetfeldes $B_z(x)$ entspricht der blauen Linie. Zusätzlich ist noch der Energieverlauf der ersten Drahtmode $E_1(x)$ eingezeichnet (rote gestrichelte Linie). (d) Leitwert aufgetragen als Funktion der am top gate angelegten Spannung V_{tg} für zwei Werte des Magnetfeldes B^e .

4.2.1 Experiment

Die folgenden Transportmessungen wurden für alle Temperaturen $T \leq 1\text{ K}$ im Mischkryostaten (siehe Kapitel 3.2.3) in der Hauptprobenkammer mit dem 12T-Magneten durchgeführt. Für Messungen $T \geq 1\text{ K}$ wurde der Durchflusskryostat aus Kapitel 3.2.2 verwendet. Die Messungen wurden in der Vierpunkt-Konfiguration aus Abb. 3.10 (a) mit einem AC-Strom von 20 nA durchgeführt. In Abb. 4.8(d) ist der Leitwert des Drahtes als Funktion der top gate-Spannung aufgetragen, wobei das äußere parallele Magnetfeld zum einen auf

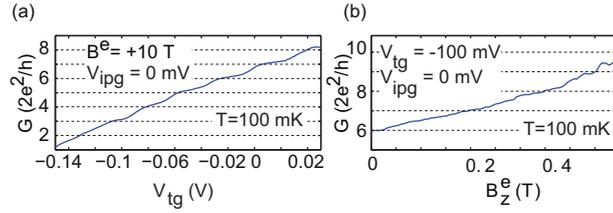


Abbildung 4.7: (a) Leitwert als Funktion der Spannung am top gate, gemessen an einem QWR ohne Dy-Streifen, jedoch mit gleicher Geometrie wie der Draht mit Dy-Streifen. Gleichzeitig wurde ein konstantes äußeres Feld von 10 T angelegt. Es gibt keine Anzeichen von Effekten durch Spinaufspaltung. (b) Leitwert als Funktion eines homogenen senkrechten Magnetfeldes gemessen wiederum an einem Draht ohne Dy-Streifen und mit ähnlicher Geometrie. Der Anstieg des Leitwerts bei steigendem Magnetfeld zeigt die Wirkung des Einkoppeleffekts in den Draht (Kap. 2.2.4). [Diese beiden Messungen wurden von Jakob Schluck durchgeführt.]

den Wert des Koerzitivfeldes $B_c^e = -480$ mT eingestellt wurde und zum anderen auf $B^e = 8$ T. Hierbei beobachtet man, dass bei unmagnetisiertem Dy-Film die Leitwertsplateaus in quantisierten Vielfachen von $2e^2/h$ deutlich zu erkennen sind, speziell die Plateaus der zweiten und dritten Mode. Das Plateau der ersten Mode (nicht in diesem Graph zu sehen), war nicht vergleichbar stark ausgeprägt. Der Grund hierfür könnte in der starken Verarmung des 2DEG auf beiden Seiten des QWR sein. Auch das Plateau der vierten Mode ist nicht ganz deutlich zu erkennen. Bei der zweiten Kurve in der Abbildung mit einem Magnetfeld von $B^e = 8$ T stellt man eine Erhöhung des Leitwerts bei gleicher top gate-Spannung fest. Des Weiteren wird die Ausprägung der Plateaus für $j = 2$ und 3 schlechter im Vergleich zur ersten Kurve. Das vierte Plateau hingegen zeigt sich deutlicher als zuvor. Die Erhöhung des Leitwertes aufgrund des stärkeren angelegten Magnetfeldes kann mit Hilfe des Effektes des Einkoppelns in den Draht (Kap. 2.2.4) erklärt werden. Dabei wird das homogene Magnetfeld durch das von den Barrieren erzeugte Magnetfeldprofil ersetzt. Zum Nachweis, dass es sich hierbei um den Einkoppeleffekt des Drahtes handelt, kann man einen ähnlichen Draht jedoch ohne den ferromagnetischen Film vermessen. Dies ist in Abb. 4.7 (b) dargestellt. Hierbei wurde der Leitwert als Funktion des homogenen senkrecht zum Draht angelegten Magnetfeld gemessen. Dabei

zeigt sich auch hier der Einkoppeleffekt in den Draht im Bereich 0 bis 0.2 T. Eine weitere Messung, siehe Abb. 4.7 (a) an diesem Vergleichsdraht ohne Magnetische Barrieren im parallelen Magnetfeld $B^e = 10$ T zeigt, dass Spineffekte keine Rolle spielen. Dies könnte auf einen niedrigen effektiven g-Faktor deuten. Insgesamt kann somit die Unterdrückung der Leitwertquantisierung und das Entstehen von zusätzlichen Fluktuationen dem Einfluss des Magnetfeldprofils $B_z(x)$ zugeschrieben werden.

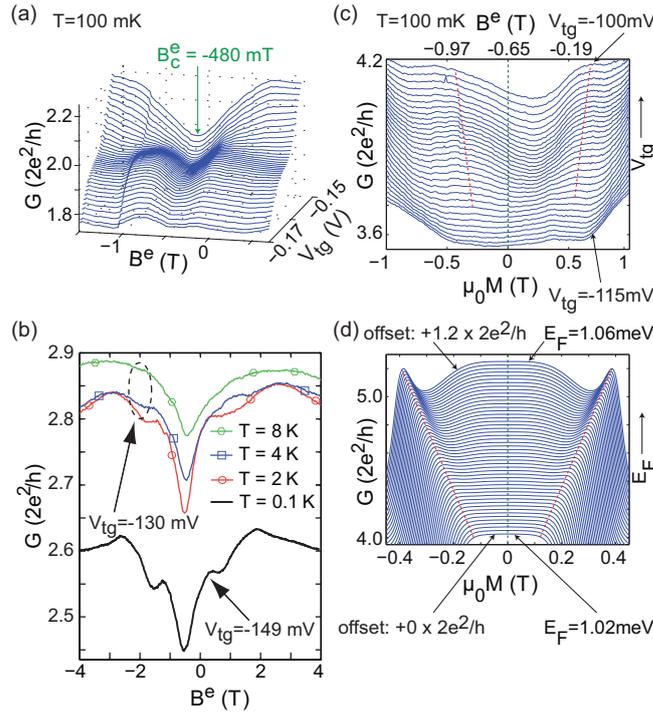


Abbildung 4.8: 3D Diagramme des Leitwertes als Funktion des angelegten Magnetfeldes und der top gate-Spannung $G(B^e, V_{tg})$ für den Bereich um das Leitwertplateau 2 (a) und 4 (c). In (c) ist zusätzlich die $\mu_0 M$ -Achse gezeigt. Die rote Linien sollen zur besseren Erkennbarkeit des Verlaufs der Resonanzen beitragen. (b) Temperaturabhängigkeit des Leitwertes als Funktion des angelegten Magnetfeldes $G(B^e)$. Die Messungen wurden in zwei unterschiedlichen Kryostaten durchgeführt. (d) Numerische Simulation des Leitwertes $G(\mu_0 M, E_F)$ als Funktion der Magnetisierung des Dy-Streifens und der Fermi-Energie für den Bereich des Übergangs zwischen dem dritten und vierten Leitwertplateau. Die rote Linie zeigt den Verlauf der Resonanz im Leitwert. Die Kurven sind jeweils um $0.024 \times 2e^2/h$ gegeneinander verschoben.

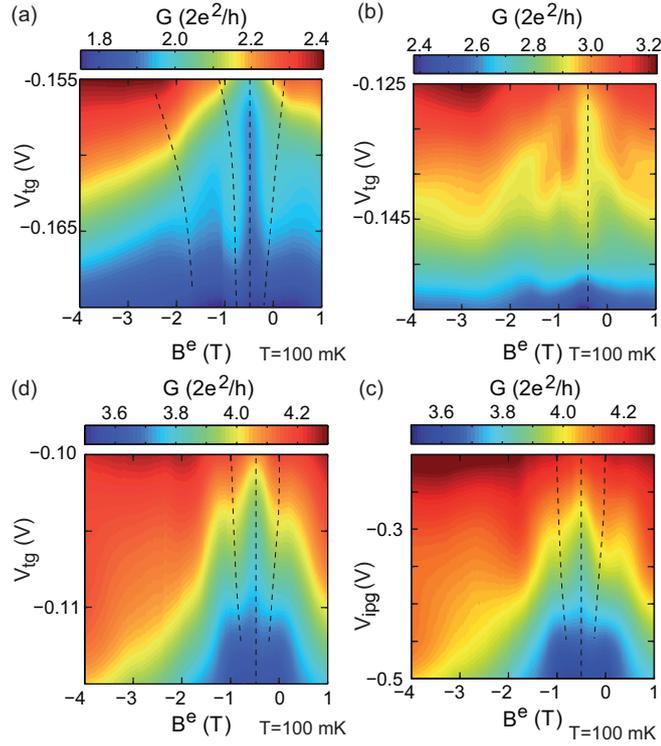


Abbildung 4.9: 2D Diagramm des Leitwerts $G(V_{tg}, B_e)$ in der Nähe des (a) zweiten (b) vierten und (c) dritten Plateaus als Funktion der Spannung am top gate V_{tg} und des externen Magnetfeldes B_e . Die Spannung am in-plane gate lag konstant bei $V_{ipg} = -500$ mV. In (c) weist die Messung bei $B_e = -1$ T einen Sprung in den Messdaten auf, der wahrscheinlich durch eine Umladung begründet ist. (d) Leitwert $G(V_{ipg}, B_e)$ eines QWR in der Nähe des vierten Plateaus als Funktion der Spannung am in-plane gate V_{ipg} und des externen Magnetfeldes B_e . Die Spannung am top gate lag konstant bei $V_{tg} = -115$ mV. Die Struktur weist starke Ähnlichkeit mit der Struktur in (b) auf, wobei dort die Spannung des top gate variiert wurde.

Die schwarze Kurve in Abb. 4.8 (b) zeigt eine Messung des Leitwerts bei einer Temperatur von 100 mK als Funktion des Magnetfeldes B^e bei einer konstanten top gate-Spannung $V_{tg} = -149$ mV, so dass zwei Drahtmoden besetzt sind. In dieser als auch allen weiteren Messungen wurde, soweit nicht explizit erwähnt, die angelegte Spannung der beiden in-plane gates konstant bei -500 mV gehalten. Als prinzipiellen Trend stellt man fest, dass der Leitwert sich erhöht wenn $|B^e - B_c^e|$ erhöht wird. Dies kann mit Hilfe des Einkoppeleffekts durch die sich ändernden Magnetfelder am Ein- und Ausgang des Drahtes

erklärt werden. Zusätzlich sind jedoch lokale Maxima des Leitwertes mit etwas Abstand auf der B-Achse auf beiden Seiten von $B_c^e = -480$ mT sichtbar. Die Temperaturabhängigkeit der Struktur wurde im Rahmen eines zweiten Abkühlzyklus im ${}^4\text{He}$ -Kryostat untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.8 (b) dargestellt. Hierbei beobachtet man ein Verschwinden der Resonanzen im Leitwert bei einer Temperatur von $T \approx 8$ K. Dies deutet darauf hin, dass es sich bei den beobachteten Resonanzen tatsächlich um Effekte mit quantenmechanischem Ursprung handelt. Abb. 4.8(a) zeigt eine Transportmessung des Leitwertes des Drahtes als Funktion des Magnetfeldes B^e und der top gate-Spannung V_{tg} . Hierbei wurde die Spannung am top gate variiert, so dass ein bis zwei Drahtmoden besetzt sind. Der Abstand zu B_c^e erhöht sich, wenn die Spannung des top gates V_{tg} erhöht wird. Für den Fall mit vier besetzten Moden, siehe Abb. 4.9 (c), zeigen sich die Resonanzen nicht so deutlich wie zuvor, jedoch erkennt man weiterhin einen ähnlichen Verlauf. Zur Verdeutlichung des Verlaufs wäre es von Vorteil, den sich aufgrund des Einkoppeleffektes variierenden Hintergrund, zu entfernen. Hierfür könnte man eine Anpassungskurve von den Messdaten abziehen. Dies ist jedoch kritisch zu sehen, da man durch kleine Veränderungen der Parameter der Anpassungskurve schon die Struktur und den Verlauf der Resonanzen verändert. Man sieht jedoch trotzdem, dass die Resonanzen von $|B^e - B_c^e| \approx 500$ mT und einer top gate-Spannung von $V_{tg} = -100$ mV zu ≈ 250 mT bei $V_{tg} = -112$ mV verschoben werden. Es wurde noch eine weitere Messung mit drei besetzten Moden, siehe Abb. 4.9 (c), durchgeführt. Dabei beobachtet man stets die Resonanzen um B_c^e , mit ähnlichem Verlauf bezüglich der Parameter B^e und V_{tg} . In der Messung in Abb. 4.9 (c) hat während der Messung wahrscheinlich eine Umladung im Bereich von $B^e \approx -1$ T stattgefunden, wodurch hier ein Sprung in den Messdaten auftritt. Eine weitere Messung, die dazu beiträgt zu zeigen, dass die Resonanzen nicht aufgrund von Störstellen auftreten, ist in Abb. 4.9 (d) zu sehen. Hier wurde bei konstanter top gate-Spannung die Spannung an den beiden in-plane gates variiert. Dabei findet man eine gute Übereinstimmung mit den Daten aus Abb. 4.9 (b). In Abb. 4.10 sind noch die Leitwertkurven als Funktion des Magnetfeldes für fünf und sechs besetzte Drahtmoden aufgetragen. Auch hier sind die lokalen Maxima zu erkennen.

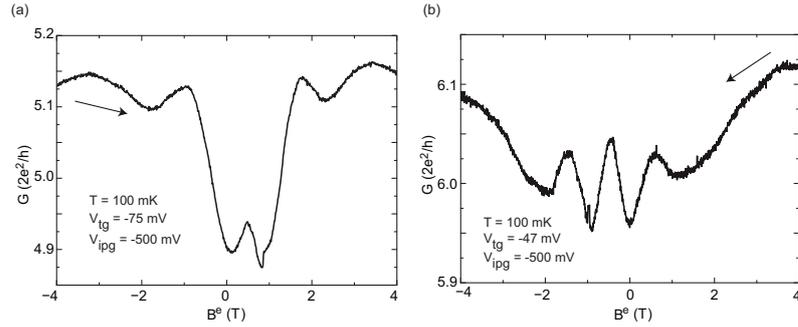


Abbildung 4.10: Leitwert $G(B_e)$ des QWR als Funktion des externen Magnetfeldes bei fünf (a) und sechs (b) besetzten Moden. Die Richtung der Änderung des Feldes ist durch den Pfeil markiert.

4.2.2 Simulation und Diskussion

Da die Messdaten aus dem vorherigen Abschnitt darauf hindeuten, dass die Resonanzen aufgrund der Kombination des ballistischen Drahtes und dem magnetischen Profil $B_z(x)$ resultieren, sollte es möglich sein mit Hilfe von numerischen Simulationen des Systems die Resonanzen zu reproduzieren und dabei auch die zugrunde liegenden gebundenen Zustände, durch welche das resonante Tunneln stattfindet, zu bestimmen. Die Modellierung des Systems erfolgte hierbei im Rahmen der schon in Kapitel 2.2.5 angesprochenen Methode der rekursiven Green's Funktion. Die Parameter zur Modellierung des Drahtes sind hierbei eine Länge von $L = 3 \mu\text{m}$ und eine Drahtbreite von $W = 300$ nm. Der Übergang vom Draht in ein 2DEG ist hierbei nicht berücksichtigt worden, da es hierfür einer sehr zeitaufwendigen Implementierung bedarf. Der Vorteil einer solchen Modellierung wäre, dass man den Effekt des Einkoppelns in den Draht am Ein- und Ausgang aufgrund der senkrechten Komponente des $B_z(x)$ -Profils darstellen könnte. Für die Interpretation der Resonanzen ist dieser Übergang jedoch nicht von Bedeutung. Das Einschlusspotential des Drahtes in y-Richtung wird hierbei durch harte Wände modelliert. Dies kann bei QWR, die mit der AFM-Lithographie definiert wurden, angenommen werden, wie auch schon in Ref. [27] dargelegt wurde. Für die Modellierung des Magnetprofils $B_z(x)$ wird die analytische Formel 2.28 mit den realen Probenparametern benutzt. Die Temperatur wurde in den Simulationen auf $T = 0$ K gesetzt. Zuerst soll der Fall mit vier besetzten Moden untersucht werden wie in Abb. 4.8 (c) und Abb. 4.9 (c) und (d). Die Ergebnisse dieser Simulation sind

in Abb. 4.8 (d) und Abb. 4.11 gezeigt. Es wird der Leitwert des Drahtes als Funktion der Magnetisierung des Films $\mu_0 M$ und der Fermi-Energie E_F aufgetragen. Die Magnetisierung wird hierbei in einem Bereich variiert, welcher dem Experiment entspricht. Dabei zeigt sich eine Depopulation einer Drahtmode sowohl wenn man die Fermi-Energie herabsetzt, als auch bei Erhöhung der Magnetisierung. Zusätzlich zeigt sich jedoch auch am Übergang zwischen dritter und vierter Mode eine Resonanz, die bei größerer Magnetisierung zu größerer Fermi-Energie verschoben wird (siehe Abb. 4.8 (d) und Abb. 4.11 (a)). Die Übereinstimmung mit der Entwicklung im Experiment ist qualitativ zu erkennen. Die Amplitude der Resonanz hängt sehr stark sowohl von der Wahl der Parameter, als auch von dem Leitwertsplateau ab. Dies wird anhand der Simulation über einen größeren Bereich der Magnetisierung deutlich, die in Abb. 4.11 (b) gezeigt ist. Hier sieht man, dass es nur eine Resonanz beim Übergang von Plateau vier zu drei gibt, jedoch keine Resonanz zwischen drei und zwei.

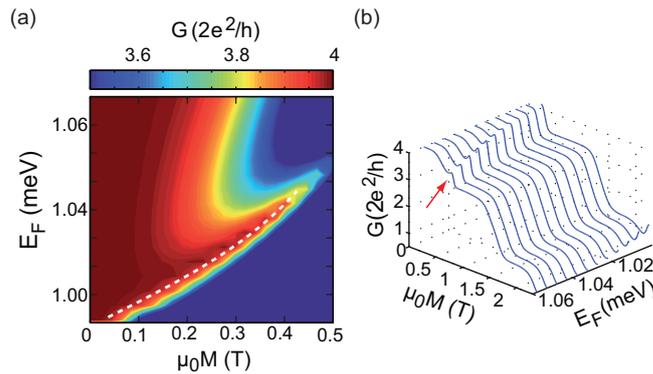


Abbildung 4.11: Numerische Simulationen für einen realistischen Quantendraht mit einem Magnetfeldgradienten innerhalb des Drahtes. Berechneter Leitwert $G(E_F, \mu_0 M)$ als Funktion der Fermi-Energie und der Magnetisierung des Films. (a) Leitwert für den Übergangsbereich zwischen dem vierten und dem dritten Leitwertsplateau. Der Verlauf des Resonanzmaximums ist mit einer gestrichelten Linie angedeutet. (b) Leitwert für einen größeren Bereich von Magnetisierungswerten. Die Resonanz aus (a) ist durch den Pfeil markiert.

Als Ursprung der Resonanzen konnten gebundene Zustände bei $B_z(x) = 0$ für $x = 0$ identifiziert werden. Dazu wird die lokale Zustandsdichte (LDOS)

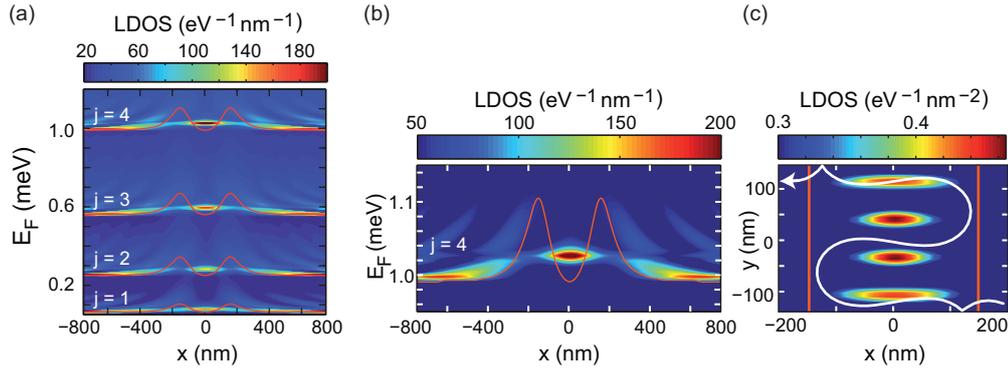


Abbildung 4.12: Numerische Simulationen für einen realistischen Quantendraht mit einem Magnetfeldgradienten innerhalb des Drahtes. (a) Die LDOS entlang des QWR als Funktion der Fermi-Energie E_F für eine konstante Magnetisierung des Films von $\mu_0 M = 0.38$ T. An der Stellen $x = 0$ befindet sich ein 0-dimensionaler Zustände je Drahtmode. Die rote Linie beschreibt den Energieverlauf der Drahtmoden. (b) Die LDOS entlang des QWR als Funktion der Fermi-Energie E_F für eine konstante Magnetisierung des Films von $\mu_0 M = 0.38$ T. An der Stellen $x = 0$ befindet sich ein 0-dimensionaler Zustand. Die rote Linie beschreibt den Energieverlauf der vierten Drahtmode. (c) LDOS(x, y) für die Simulations-Parameter aus (b) mit der Fermi-Energie $E_F = 1.04$ meV. Die rote Linie markiert die Extrempunkte der Magnetfeldprofils $B_z(x)$. Zusätzlich ist noch eine weiße Kurve eingezeichnet, welche die Trajektorie eines Elektrons für den klassischen Fall darstellt.

geplottet. In Abb. 4.12 (a) und (b) wurde die LDOS als Funktion von x und der Fermi-Energie aufgetragen, dabei wurde in y -Richtung aufintegriert. Für die Magnetisierung des Films wurde $\mu_0 M = 0.38$ T gewählt, da dies vergleichbar ist zu $|B^e - B_c^e| = 0.5$ T, siehe hierzu Hysteresekurve in Abb. 4.5. Der Energieverlauf der Moden ist im Graphen durch die rote Linie dargestellt. Dabei sind die Maxima durch die Extrema der beiden magnetischen Barrieren verursacht. Man sieht, dass sich zwischen den beiden Barrieren je Drahtmode ein eindimensionaler Zustand ausbildet. Zur Untersuchung dieses Zustands wird nun für eine feste Fermi-Energie $E_F = 1.04$ meV die LDOS in x - und y -Richtung geplottet, siehe 4.12 (b). Das Muster, das man hierbei sieht, hat den Charakter einer stehenden Welle in y -Richtung und kann der vierten Mode zugeordnet

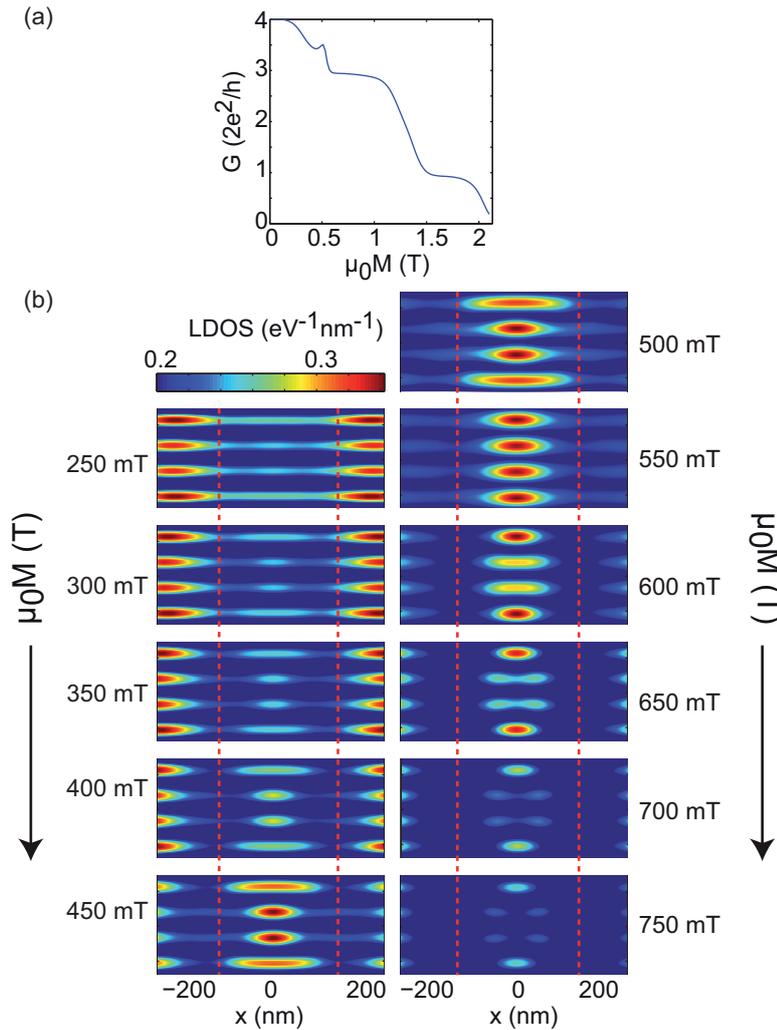


Abbildung 4.13: Numerische Simulationen für einen realistischen Quantendraht mit einem Magnetfeldgradienten innerhalb des Drahtes. (a) Berechneter Leitwert $G(\mu_0 M)$ als Funktion der Magnetisierung des Films bei einer Fermi-Energie $E_F = 1.05$ meV. (b) Evolution des gebundenen Zustandes um $x = 0$ in LDOS(x, y)-Bildern bei verschiedenen Magnetisierungen $\mu_0 M$.

werden, da drei Knoten zu sehen sind. Die Evolution eines solchen Zustandes in der Darstellung von LDOS(x, y) als Funktion der Magnetisierung $\mu_0 M$ ist in Abb. 4.13 (b) gezeigt. Dabei wurde die Fermi-Energie $E_F = 1.05$ meV nicht verändert. Man sieht zu Beginn die nahezu ungestörte Ausbreitung der transversalen Welle der vierten Mode (250 mT). Ab einer Magnetisierung von 450 mT sieht man jedoch, dass sich durch die lokalen diamagnetischen Verschie-

bung, verursacht durch die Barriere ein Zustand wie in Abb. 4.12 (b) formt. Durch eine weitere Erhöhung verschwindet der Zustand wieder.

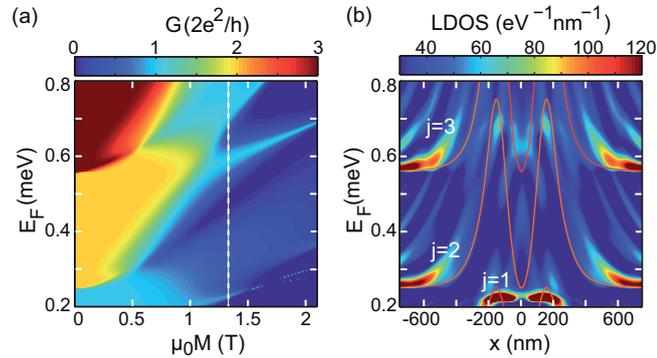


Abbildung 4.14: Numerische Simulationen des Systems für einen weiten Bereich von Magnetisierungswerten und niederen Fermi-Energien. Die berechneten Leitwerte sind in (a) gezeigt. Die eingezeichnete gestrichelte weiße Linie markiert die Magnetisierung $\mu_0 M = 1.33$ T, diese ist für die LDOS als Funktion von E_F und der x-Koordinate in (b) gezeigt. j bezeichnet hier den Modenindex.

Dieser Zustand hat prinzipiell die gleiche Struktur wie der von Reijniers et al. [56] vorhergesagte Zustand an einer B-Feld-Stufe, siehe Kapitel 2.4. Dabei wurde vorausgesagt, dass dieser Zustand ein rein quantenmechanischer Zustand ist und kein semiklassisches Äquivalent besitzt. Zum Vergleich mit einer klassischen Trajektorie wurde diese in den Graphen in Abb. 4.12 (b) eingefügt. In einer quantenmechanischen Berechnung der Energiedispersion wiederum zeigt sich, dass Zustände mit einer Gruppengeschwindigkeit mit entgegengesetzter Polarität im Vergleich zu den semiklassisch erklärbaren snake orbits existieren. Daraus resultiert dann eine stehende Welle (vgl. Kap. 2.4). Im Experiment hier gibt es ein paar Abweichung zu dem Vorschlag von Reijniers et al. [56] bezüglich der unendlich scharfen Stufen-Form des B-Feldes. Erstens entspricht die scharfe Stufe einer konstanten diamagnetischen Verschiebung entlang des Drahtes, außer bei $x = 0$ wo die Verschiebung Null ist. Konsequenterweise hat das effektive Einschlusspotential den Charakter eines δ -Potentials und es gibt nur einen gebundenen Zustand pro Mode in x-Richtung. In der experimentellen Implementierung wiederum ist der magnetische Feldgradient endlich und das effektive Einschlusspotential in x-Richtung ist weicher, so dass es möglich ist mehrere Zustände entlang der x-Richtung zu erhalten. Ebenso

ist eine eindrucksvolle paramagnetische Verschiebung der gebundenen Zustände in Reijniers et al. [56] gefunden worden, was sich durch die zunehmende Lokalisierung an der magnetischen Stufe zeigt, sobald B_0 erhöht wird. Für das magnetische Profil hier wiederum wird das effektive Potential schmaler, wenn die Magnetisierung zunimmt, was wiederum die Energie der Zustände erhöht mit zunehmender Magnetisierung. Weiterhin stellt man fest, dass für die hier betrachteten Parameter alle besetzten Moden zum Leitwert am Fermi-Niveau beitragen, jedoch nur die oberste Mode 0-dimensionale Zustände formt. Man erwartet deshalb, dass die Transmission den Charakter einer Fano-Resonanz besitzt und dass die LDOS Beimischung der propagierenden Zustände der darunter liegenden Moden beinhaltet. Im Rahmen des hier verwendeten numerischen Algorithmus ist es allerdings nicht möglich, die LDOS in die Anteile der verschiedenen Moden zu zerlegen. Der Fano-Charakter der Resonanzen sollte sich also auch im Kurvenverlauf zeigen. Aufgrund des stark variierenden Hintergrunds sind solche Anpassungen an die gemessenen Daten jedoch fraglich. Die Konsequenzen der Abweichungen der experimentellen Implementierung von der idealen magnetischen Stufe in einem QWR sind in Abb.4.14 (a) gezeigt. Hier ist der Leitwert über einen weiten Bereich von Fermi-Energien und Magnetisierungen aufgetragen. Wenn die Magnetisierung erhöht wird, dann entwickeln sich die schwach ausgeprägten Leitwertmodulationen in scharfe Resonanzen, welche die Zunahme des effektiven Einschlusspotentials widerspiegeln (siehe Abb.4.14 (a)). Weiterhin beobachtet man, dass sich eine zweite Resonanz pro Drahtmode ausbilden kann. Dies beobachtet man zum Beispiel beim Leitwert als Funktion der Magnetisierung $\mu_0 M$ für $E_F \approx 0.62$ meV oder als Funktion von E_F bei $\mu_0 M \approx 1.33$ T. Für den zweiten Fall ist die LDOS (E_F, x) in Abb.4.14 (b) dargestellt. Hier sind zwei LDOS Maxima sichtbar: Zum einen bei $E_F \approx 0.62$ meV und zum anderen bei $E_F \approx 0.68$ meV. Beide gehören zur dritten Drahtmode. Hierbei stellt man fest, dass der gebundene Zustand mit größerer Energie in x-Richtung bei $x = 0$ einen Knoten aufweist. Diese Struktur in der Energie spiegelt die Tatsache wieder, dass in dieser Probe die Flankensteilheit der magnetischen Stufe endlich ist und dass das Einschlusspotential in x-Richtung schwächer ist, als in y-Richtung.

4.2.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnten resonante Transmissionen durch einen ballistischen Quantendraht über bisher unbeobachtete magnetisch gebundene Zustände, die an der Nullstelle eines Magnetfeldgradienten sitzen, wie von Reijniers et al. [56] prognostiziert, gefunden werden. Diese Zustände sind rein quantenmechanisch zu erklären und haben kein klassisches Äquivalent. Es konnten bis zu zwei solcher Zustände pro Drahtmode beobachtet werden, die sämtlich eine diamagnetische Reaktion zeigten. Beide Merkmale sind gegensätzlich zur ursprünglich vorgeschlagenen Implementierung. Dies konnte jedoch durch die endliche Steilheit der magnetischen Stufe der experimentellen Implementierung erklärt werden.

4.3 Quantendraht mit zwei magnetischen Barrieren im parallelen Magnetfeld und zusätzlicher homogener senkrechter Komponente

In diesem Abschnitt sollen nun die Ergebnisse präsentiert werden, die sich bei Magneto-Transport-Messungen eines Quantendrahtes mit einer magnetischen Doppelbarriere und einem überlagerten homogenen äußeren Magnetfeld zeigten. Dabei wurden Resonanzen im Leitwert gefunden als Funktion des homogenen externen Feldes. Diese Resonanzen konnten hierbei in zwei Arten eingeteilt werden, welche aufgrund unterschiedlicher Arten von gebundenen Zuständen entstehen, was durch numerische Simulationen näher untersucht werden konnte.

4.3.1 Experiment

Die folgenden Messungen wurden alle an der in Kapitel 4.1 beschriebenen Probe durchgeführt. Die Messungen erfolgten im Mischkryostaten. Wie schon in Kapitel 3.2.3 beschrieben, besteht die Möglichkeit, die Probe bezüglich des externen Feldes zu verkippen, d.h. nahezu kontinuierlich zwischen dem Zustand QWR parallel zum äußeren B-Feld und senkrecht hierzu zu drehen. Durch eine solche Rotation der Probe um die y-Achse kann die Komponente des externen

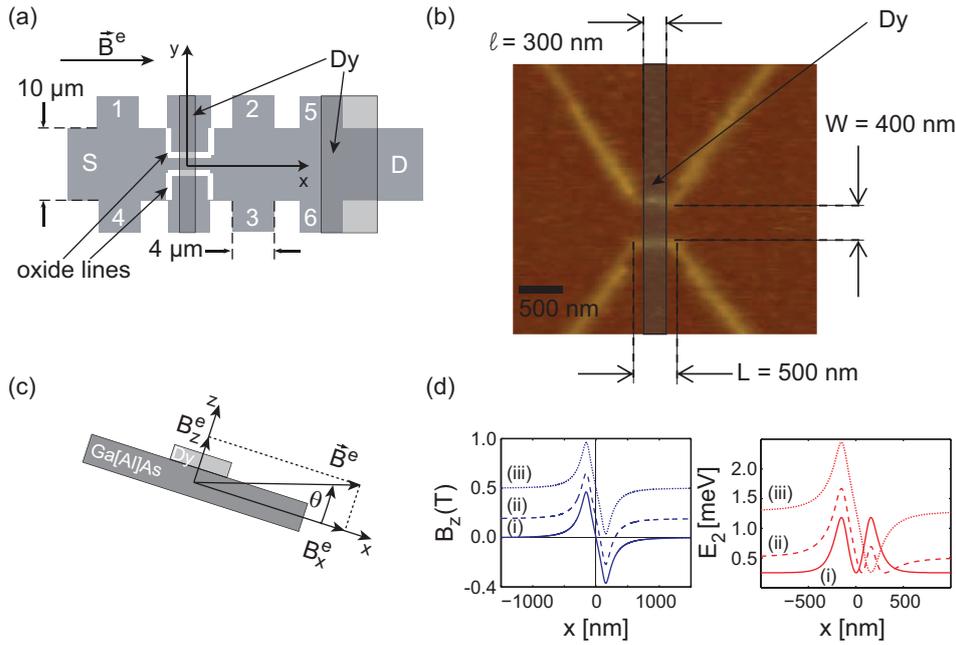


Abbildung 4.15: (a) Skizze der Hall-Geometrie mit dem QWR und dem Dy-Streifen. (b) AFM-Bild der Oxidlinien welche den QWR definieren, bevor der Dy-Streifen aufgedampft wurde. Der Dy-Film wurde hier graphisch an der späteren Position eingefügt. (c) Skizze der Probe in Richtung der x-z-Achse zur Definition der Drehrichtung und der Komponenten des Magnetfeldes im Experiment. (d) Links: Magnetfeldprofile in z-Richtung für verschiedene Werte des homogenen senkrechten Magnetfeldes: (i) $B_z^e = 0$ mT, (ii) $B_z^e = 192$ mT and (iii) $B_z^e = 500$ mT. Rechts: Der Energieverlauf der zweiten Mode $E_2(x)$ für die jeweiligen Magnetfeldprofile. Berechnet für ein parabolisches Einschlusspotential in y-Richtung mit Gleichung 4.2.

Magnetfeldes in x-Richtung (parallel zum QWR) und in z-Richtung (senkrecht zum QWR) verändert werden (siehe Abb. 4.15 (c)). Alle Messungen wurden als Vier-Punkt-Messung mit einem AC-Strom-Signal von 20 nA durchgeführt. Der resultierende Spannungsabfall wurde über dem QWR zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessen (siehe Abb. 4.15 (a)). Die Hallspannung wurde zwischen den Kontakten 1 und 4 gemessen. Der longitudinale Hintergrundwiderstand R_{BG} wurde an Kontakten, die etwas entfernt vom QWR liegen, bestimmt. Der Dy-Film kann magnetisiert werden, indem ein externes Magnetfeld parallel zum QWR angelegt wird (B_x^e). Die Magnetisierungscharakteristik des Dy-Films $\mu_0 M(B_x^e)$ kann mit Hilfe der Hallmagnetometrie bestimmt werden, wo-

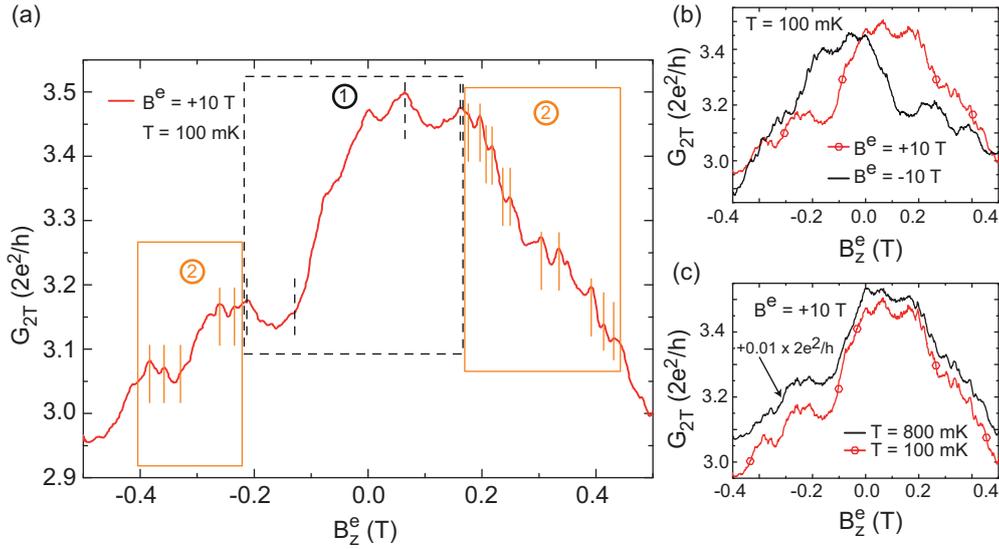


Abbildung 4.16: (a) Zwei-Punkt-Leitwert G_{2T} der Probe als Funktion der homogenen senkrechten Komponente des B-Feldes B_z^e , welches durch den Rotationswinkel um die y-Achse der Probe bestimmt wird. Das äußere angelegte B-Feld beträgt $B^e = +10$ T. (b) Zwei-Punkt-Leitwert G_{2T} der Probe als Funktion der homogenen senkrechten Komponente des B-Feldes B_z^e für $B^e = +10$ T (rote Kurve) und $B^e = -10$ T (schwarze Kurve). (c) Zwei-Punkt-Leitwert G_{2T} der Probe als Funktion der homogenen senkrechten Komponente des B-Feldes B_z^e mit $B^e = +10$ T für die Temperaturen $T = 100$ mK und $T = 800$ mK.

bei die vom Streufeld erzeugte Hallspannung zwischen den Kontakten 5 und 6 gemessen werden kann. Das Streufeld des Dy-Streifens erzeugt unter den beiden Kanten des Films ein von x -abhängiges magnetisches Profil mit der z -Komponente $B_z(x)$. Der Verlauf von $B_z(x)$ kann durch die analytische Formel aus Kapitel 2.28 beschrieben werden [42].

Wenn der Ferromagnet mit $\mu_0 M$ magnetisiert wird, entstehen zwei Barrieren mit entgegengesetzter Polarität an den Stellen $x = \pm 150$ nm im QWR. Der Verlauf von B_z^M ist im linken Teil von Abb. 4.15(d) mit Markierung (i) gezeigt. Dabei wurde die maximale Magnetisierung von $\mu_0 M = 2.1$ T angenommen. Daraus ergibt sich eine maximale Barrierenhöhe von $|B_z^M(x = +/- 150 \text{ nm})| = 466$ mT. Hierzu kann ein homogenes Magnetfeld in z -Richtung überlagert werden, das durch Ändern des Winkels θ eingestellt werden kann. Das gesamte Magnetfeld in z -Richtung ist somit gegeben durch $B_z(x) = B_z^e + B_z^M(x)$ (siehe linke

Seite der Abb. 4.15(d)). Der kleinste Winkel der aufgelöst werden konnte liegt bei $\theta \approx 0.01^\circ$. Dies entspricht einer Änderung von $\Delta B_z^e = 1 \text{ mT}$. Das externe Magnetfeld im Experiment betrug $B_x^e = 10 \text{ T}$. In den folgenden Experimenten wurde die Probe im Intervall von $-3^\circ < \theta < +3^\circ$ rotiert. Dies entspricht einer Änderung der senkrechten Komponente von $-0.5 \text{ T} < B_z^e < 0.5 \text{ T}$. Für kleine Drehwinkel ($\theta < 4^\circ$) kann der Dy-Film als vollständig, in die Richtung parallel zum QWR, magnetisiert betrachtet werden [36]. Dementsprechend wird durch die Rotation effektiv nur B_z^e verändert, während $B_z^M(x)$ davon nicht beeinflusst wird. Des Weiteren gilt noch zu bemerken, dass das Streufeld des Ferromagneten auch die in-plane Komponente des Magnetfeldes moduliert. Dies kann jedoch vernachlässigt werden, solange die Modulation klein gegenüber 10 T ist und sich der Ferromagnet im Sättigungsbereich befindet. Wie zuvor schon bemerkt, kann der Effekt von $B_z(x)$ auf die Transmission im Rahmen von x-abhängigen diamagnetischen Verschiebungen der Modenenergie $E_j(x)$ des QWR diskutiert werden. Ein solches System ist für ein parabolisches elektrostatisches Einschlusspotential in y-Richtung analytisch lösbar. Dabei wird die Stärke des Einschlusspotentials durch ω_0 festgelegt. Damit ergibt sich für die Energie $E_j(x)$ der Mode j folgender Zusammenhang [22] (siehe Formel 4.2)

$$E_j(x, B_z) = (j + 1/2) \sqrt{\hbar^2(\omega_0^2 + \omega_c(x)^2)}; \quad \omega_c(x) \equiv \frac{eB_z(x)}{m^*} \quad (4.2)$$

$\omega_c(x)$ bezeichnet hierbei die lokale Zyklotronfrequenz. Mit dieser Formel ist nun in Abb. 4.15 (d) (rechte Seite) der Energieverlauf der zweiten Mode $j = 2$ für drei Werte von B_z^e dargestellt. Dabei zeigt sich für $B_z^e = 0$ zu Beginn ein effektives Doppel-Wand-Potential (i). Eine Erhöhung von B_z^e auf 192 mT erhöht die linke koparallele magnetische Barriere und reduziert die Stärke der Rechten mit antiparalleler Ausrichtung (ii). Im letzten Fall (iii) für $B_z^e = 500 \text{ mT}$ ist das externe Feld größer als die Amplituden der magnetischen Barrieren. Dadurch werden alle Nulldurchgänge des B-Feldprofils aufgehoben und ein Magnetfeldprofil mit nur einem Vorzeichen bleibt übrig. Das Verhalten für ein Harte-Wände-Potential ändert sich qualitativ nicht, jedoch ist hierbei das Problem nicht mehr analytisch lösbar. Zur Umrechnung der gemessenen longitudinalen und transversalen Widerstände in einen Zwei-Punkt-Leitwert wurde folgende Formel, welche sich aus dem Landauer-Büttiker-Formalismus

ergibt, benutzt [22]

$$G_{2T} = \frac{1}{R_{12} - R_{BG} + |R_{14}|} \quad (4.3)$$

Dies ist notwendig um die experimentellen Ergebnisse mit den numerischen Simulationen, welche nur als Zwei-Punkt-Leitwert vorliegen, vergleichen zu können.

In Abb. 4.16(a) ist die Messung des Zwei-Punkt-Leitwerts G_{2T} als Funktion von B_z^e gezeigt. Dabei beobachtet man, dass der Leitwert abnimmt während die homogene senkrechte Komponente des äußeren Magnetfeldes $|B_z^e|$ erhöht wird. Zusätzlich zu dieser Änderung sind noch Fluktuationen zu beobachten, welche die sinkende Leitwertskurve überlagern. Dabei kann man diese Fluktuationen hinsichtlich ihrer Breite bezüglich des Magnetfeldes B_z^e in zwei Arten einteilen. Die erste Art befindet sich hauptsächlich im Bereich $B_z^e < |0.2 \text{ T}|$ (siehe hierzu Bereich Nummer 1 in Abb. 4.16(a)). Hier beträgt der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima $\approx 0.1 \text{ T}$. Die zweite Art von Fluktuationen identifiziert man im Bereich $|0.2 \text{ T}| < B_z^e < |0.5 \text{ T}|$ (siehe hierzu Bereich Nummer 2 in Abb. 4.16(a)). Hier wird der charakteristische Abstand zwischen zwei Maxima geringer und beträgt nur noch $\approx 20 \text{ mT}$. In Abb. 4.16(b) wurde die Messung aus (a) (rote Kurve) wiederholt, wobei jedoch die Polarität des äußeren angelegten Feldes zu $B_z^e = -10 \text{ T}$ geändert wird (schwarze Kurve). Dabei findet man, dass keine Symmetrie unter dieser Operation stattfindet. Bei einer Spiegelung der B_z^e -Achse an $B_z^e = 0 \text{ T}$ stimmen die beiden Kurven jedoch überein. Dies deutet darauf hin, dass die jeweiligen Barrieren nicht von der Polarität des äußeren Feldes beeinflusst werden, die Barrieren allerdings nicht das gleiche Magnetisierungsverhalten aufweisen. Eine Erklärung hierfür könnten asymmetrische Kanten des Dy-Streifens oder unterschiedliche Verteilungen der Defekte innerhalb des Streifens sein. Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Resonanzen ist in Abb. 4.16(c) zu sehen. Dabei findet man eine Abschwächung der Amplituden der Resonanzen bei Erhöhung der Temperatur auf 800 mK . Dies deutet darauf hin, dass es sich um einen Effekt mit quantenmechanischem Ursprung handelt. Insgesamt lässt sich anhand der Daten schließen, dass der Ursprung dieser Resonanzen des Leitwertes im resonanten Tunneln der Elektronen durch 0-dimensionale Zustände innerhalb des Drahtes liegt, welche durch das Magnetfeldprofil $B_z(x)$ gebunden sind.

4.3.2 Simulation und Diskussion

Zur Interpretation der Messdaten wurden numerische Simulationen durchgeführt. Das Modell beruht auf dem in Kapitel 2.2.5 besprochenen Formalismus.

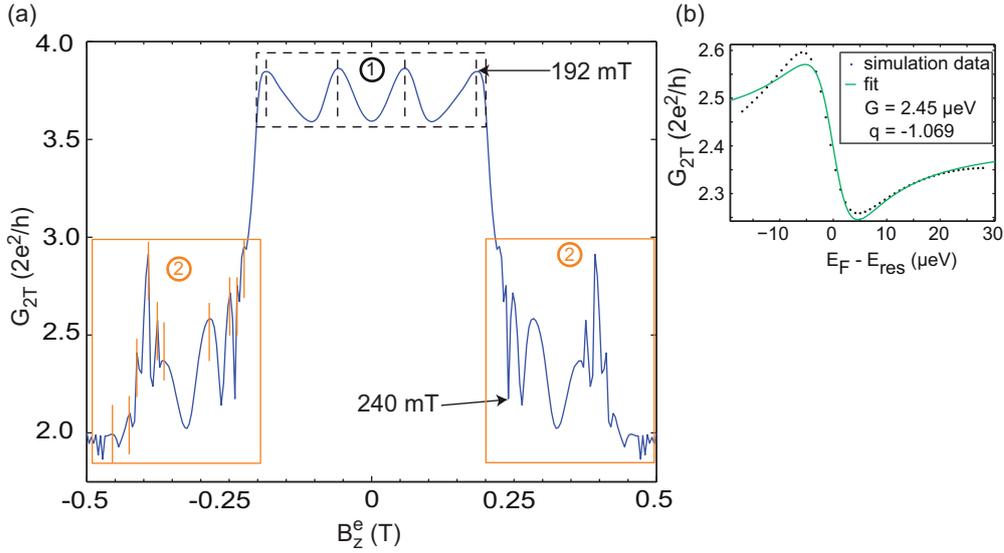


Abbildung 4.17: (a) Numerische Simulation des zwei-Kontakte Leitwertes als eine Funktion des homogenen senkrechten Magnetfeldes B_z^e . Als Simulationsparameter für den Draht wurde eine Länge von $3\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $300\ \text{nm}$ angenommen. Das Einschlusspotential in y -Richtung wird durch harte Wände modelliert. Die Fermi-Energie beträgt hierbei $E_F = 3.5\ \text{meV}$. (b) Auswahl einer Resonanz im Leitwert der Simulationsdaten von (a) für ein Magnetfeld von $B_z^e = 375\ \text{mT}$ (blau gepunktete Kurve). Die grüne Kurve ist eine Anpassung zur Bestimmung des Fano-Parameters und der Kopplungsenergie. Das Resonanzzentrum bezüglich der Energie-Achse befindet sich bei $E_{res} = 3.5\ \text{meV}$.

Die Parameter zur Modellierung des Drahtes wurden wie schon in Kapitel 4.2 gewählt, d.h. Drahtlänge $L = 3\ \mu\text{m}$ und Drahtbreite $W = 300\ \text{nm}$. Der Übergang vom Draht in das 2DEG wurde nicht berücksichtigt. Die Elektronenreservoirs wurden direkt an den Draht angebracht. Dadurch können die Einkoppeleffekte durch das magnetische Profil nicht berücksichtigt werden. Das Einschlusspotential in y -Richtung wurde mit harten Wänden simuliert. Die Geometrie-Parameter des Dy-Films wurden von der Probe übernommen und

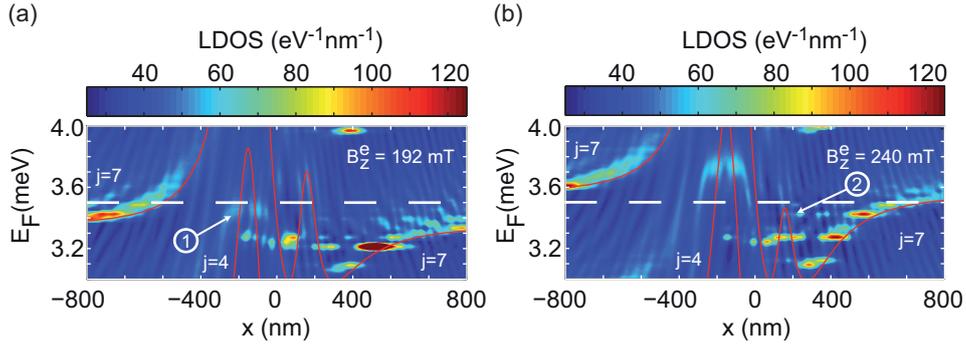


Abbildung 4.18: $LDOS(E_F, x)$ für (a) $B_z^e = 192 \text{ mT}$ und (b) $B_z^e = 240 \text{ mT}$. Der Energieverlauf $E_j(x)$ für die Moden $j = 4$ und $j = 7$ entsprechen der roten Kurve in den Diagrammen.

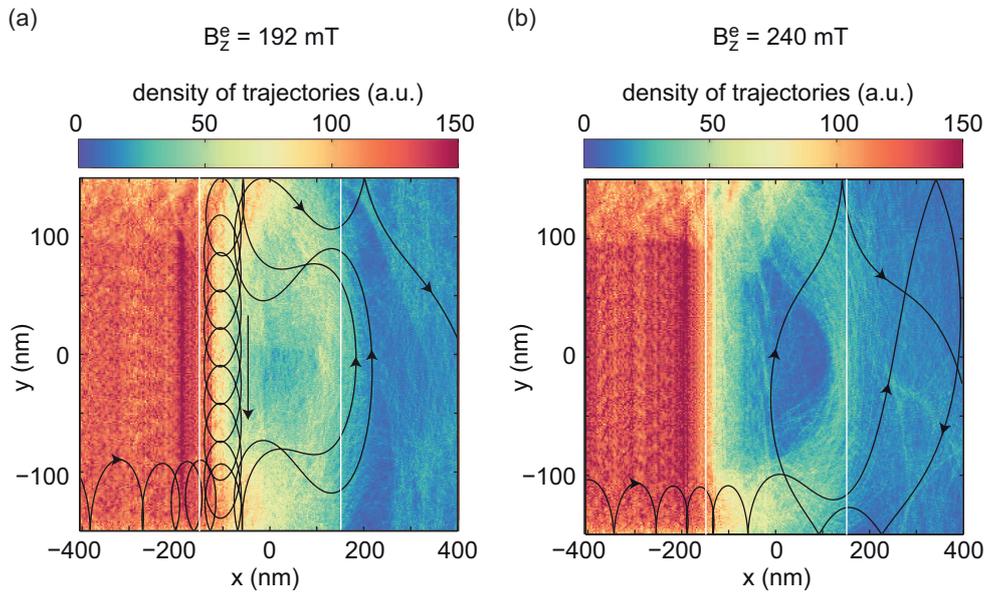


Abbildung 4.19: Simulationen von semiklassischen Trajektorien der Elektronen für zwei Magnetfeldprofile (a) $B_z^e = 192 \text{ mT}$ und (b) $B_z^e = 240 \text{ mT}$. Die Elektronen kommen von links. In beiden Fällen stellt die schwarze Kurve eine Trajektorie eines Elektrons dar. Die Positionen der Extrema des jeweiligen Magnetfeldprofils werden durch die weißen Linien markiert.

die Magnetisierung wurde auf $\mu_0 M = 2.1 \text{ T}$ gesetzt. Die Fermi-Energie wurde auf $E_F = 3.5 \text{ meV}$ gesetzt. Die Temperatur ist in allen Simulationen Null. Die Effekte der Spin-Aufspaltung als auch die aufgrund der diamagnetischen Verschiebung durch das in-plane-Magnetfeld wurden vernachlässigt. Unter diesen

Bedingungen erhält man ohne Magnetfeld sieben besetzte Moden im Draht.

In Abb.4.17(a) ist der simulierte Leitwert G_{2T} als Funktion des homogenen senkrechten Magnetfeldes B_z^e aufgetragen. Beim Vergleich der simulierten Daten mit den gemessenen Daten aus Abb. 4.16 zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung. Im Bereich von $B_z^e < |0.2\text{T}|$ beobachtet man Leitwertfluktuationen mit langer Periode, wobei das charakteristische Magnetfeld der Periode $\approx 0.1\text{T}$ beträgt. Diese Fluktuationen sind auch teilweise bei höheren Magnetfeldern vorhanden, werden hier jedoch durch Fluktuationen mit einer kleineren charakteristischen Periode des Magnetfeldes von $\approx 0.005 - 0.01\text{T}$ überlagert. Weiterhin findet man am Übergang zwischen diesen beiden Bereichen, dass der durchschnittliche Leitwert signifikant um etwa $2e^2/h$ sinkt. Dies deutet an, dass der Übergang der magnetischen Depopulation einer Drahtmode entspricht. Die Variationen der Simulationsparameter innerhalb eines experimentell sinnvollen Rahmens verändert sowohl die Details der Struktur, als auch den ganzen Verlauf des Leitwerts, aber nicht das prinzipielle Vorhandensein der zuvor diskutierten Fluktuationen.

Zur Untersuchung des zugrundeliegenden Mechanismus der Transmission ist in Abb. 4.18 die LDOS als Funktion der Fermi-Energie und der Position im Draht entlang der x-Achse für zwei ausgewählte Fälle, für $B_z^e = 192\text{mT}$ in (a) und für $B_z^e = 240\text{mT}$ in (b), aufgetragen. Für diese Magnetfeldorientierung gilt, dass die linke magnetische Barriere $B_z^M(x)$ aufgrund der gleichen Polarität mit dem äußeren Feld B_z^e erhöht wird und die Stärke der rechten Barriere wegen der entgegengesetzten Polarität der beiden Magnetfelder abnimmt. Die ursprünglich berechneten LDOS als Funktion von x und y wurden entlang der y-Achse aufintegriert.

Für den Fall mit $B_z^e = 192\text{mT}$ beobachtet man eine Zunahme der Zustandsdichte an der Kante der Fermi-Energie. Dies deutet daraufhin, dass es einen eindimensionalen Zustand gibt, der für das beobachtete Leitwertmaximum verantwortlich ist. Ähnliche Fluktuationen können im ganzen untersuchten Wertebereich von B_z^e beobachtet werden. Des Weiteren kann man ein bis zwei solcher Zustände pro Drahtmode finden. Zur Interpretation dieser Zustände ist zusätzlich der Energieverlauf der Moden $j = 4$ und 7 im Graphen als rote Kurve eingezeichnet. Diese Modenenergien besitzen zum einen ein Maximum in etwa bei Position $x = -150\text{nm}$ in Transport-Richtung im Draht und

ein zweites lokales Maximum bei $x = 150$ nm. An diesen beiden Positionen befinden sich die Kanten des ferromagnetischen Films und somit die Extrema des magnetischen Profils der Barrieren. Offensichtlich ist hier die LDOS nahe der Fermi-Energie am Maximum von $E_j(x)$ lokalisiert. Da die LDOS zwei Maxima entlang der x-Richtung aufweist, ist man geneigt anzunehmen, dass es einen äquivalenten semiklassischen gebundenen Zustand gibt, der sich aus Zykloidbahnen entlang der y-Richtung, wie zum Beispiel in der vierten Mode, in Kombination mit skipping orbits aufgrund von $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift entlang der Drahtkanten zusammensetzt.

In Abb. 4.19 (a) ist die Dichte der klassischen ballistischen Trajektorien von Elektronen gezeigt, welche von links in den Draht gelangen und dort dem Doppelbarrierenprofil ausgesetzt sind. Die Elektronen bewegen sich mit der Fermi-Geschwindigkeit und werden $20 \mu\text{m}$ entfernt von den Barrieren zufällig verteilt bezüglich der Start-Positionen und -Winkel losgeschickt [17]. Die schwarze Kurve beschreibt die Trajektorie eines ausgewählten Elektrons. Aufgrund des homogenen senkrechten Magnetfeldes können die Elektronen nur am unteren Rand des Drahtes Richtung Barriere durch skipping orbits gelangen. Wenn die Elektronen die linke Barriere erreichen, bewegen sie sich in Zykloidbahnen zum oberen Rand des Drahtes. Dort angelangt können die Elektronen sich nur nach links bewegen, falls der Zyklotronradius bezüglich der Barrierebreite kleiner oder vergleichbar ist. Für die Elektronen gibt es hier keine Möglichkeit, auf der linken Seite dieser Barriere zum unteren Rand zu gelangen. Dies impliziert, dass es in einer klassischen Beschreibung nicht möglich ist, eine geschlossene Elektronenbahn um eine Einzelbarriere mit homogenem senkrechten koparallelen Magnetfeld zu erhalten. Eine andere Situation ergibt sich, falls das Elektron die Barriere am unteren Rand in skipping orbits passiert. Das Magnetfeld der zweiten Barriere mit geringerer, jedoch entgegengesetzter Polarität kann die Elektronen reflektieren. Dadurch entsteht eine höhere Wahrscheinlichkeit, dass sich die Elektronen zwischen den beiden Barrieren aufhalten. Dies wird deutlich wenn man die Trajektorie in Abb. 4.19 (a) betrachtet. Diese höhere Wahrscheinlichkeit sollte in den quantenmechanischen Simulationen des Systems in den LDOS als höhere Zustandsdichte auftreten.

Von Xu et al. [83] wurden resonante Reflektionen an Einzel-Barrieren für Drähte mit einer besetzten Mode vorhergesagt. Diese Fluktuationen werden

jedoch bei höheren Besetzungszahlen unterdrückt. Wenn man die obigen Parameter für die Simulation verwendet und eine einzelne Barriere annimmt, beobachtet man auch keine derartigen Fluktuationen. Dadurch wird klar, dass, wenn auch die LDOS der gebundenen Zustände um das Maximum von $E_j(x)$ für die Fluktuationen mit der langen Periode verantwortlich sind, es sich um einen Zustand handelt, der nur an einer Doppel-Barrieren Struktur auftreten kann und nicht an einer Einzel-Barriere.

Für $B_z^e = 240$ mT, siehe hierzu Abb. 4.18 (b), gibt es kein Maximum der LDOS bei E_F nahe dem Maximum von $E_j(x)$ bei $x = -150$ nm. Die LDOS suggeriert eher, dass eine Serie von nahe beieinanderliegenden Energielevel existieren, die sich um die zwei Minima von $E_j(x)$ bei $x = +150$ nm anordnen. Für diese Art von quantenmechanischen Zuständen wiederum gibt es entsprechende geschlossene semiklassische Bahnen. Diese setzen sich aus Zykloid-, snake- und skipping-Bahnen zusammen, wie in Abb. 4.19 (b) dargestellt ist. Diese Trajektorien bilden sich innerhalb des Magnetfeldverlaufs der rechten Barriere, welche antiparallel zu B_z^e ausgerichtet ist. Dabei ist der Ursprung der gleiche wie schon in Tarasov et al. (2011) [70] beschrieben. Eine solche Trajektorie um die rechte Barriere ist durch die schwarze Kurve in Abb. 4.19 (b) dargestellt.

Bei der hier verwendeten numerischen Methode ist anzumerken, dass es nicht möglich ist die LDOS spezifischen Moden zuzuordnen, man erhält eher die Summe aus allen besetzten Moden. Dies impliziert, dass die LDOS nicht notwendigerweise die Wahrscheinlichkeit der Zustandsdichte darstellt aufgrund von Interferenzen zwischen Elektronenwellen mit verschiedenem Modenindex. Solche Interferenzen sind ebenso verantwortlich für die asymmetrische Form einiger Resonanzen in Abb. 4.16 (a), welche einen Fano-Charakter aufweisen. Hierbei interferiert der gebundene Zustand einer Mode mit der frei propagierenden Welle aus einer energetisch darunterliegenden Mode. In Abb. 4.16 (b) ist beispielhaft die Fano-Formel [25] angepasst worden. Es wurde hierfür im Vergleich zum Diagramm in (a) die Fermi-Energie variiert und das Magnetfeld auf konstant $B_z^e = 375$ mT gesetzt. Das Resonanzzentrum befindet sich hier bei $E_{res} = 3.5$ meV. Die Fano-Formel wurde in folgender Form benutzt:

$$G(E) = \frac{1}{1 + q^2} \frac{(q + E/2\Gamma)^2}{1 + (E/2\Gamma)^2}. \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet Γ die Kopplungsenergie des gebundenen Zustands mit den Reservoirs, $E = E_F - E_{res}$ ist die Abweichung vom Resonanzzentrum E_{res} und q ist der Fano-Parameter. Die Übereinstimmung der Messdaten mit der angepassten Kurve aus der Fano-Formel ist gut und man erhält folgende Anpassungs-Parameter $q = -1.069$ und $\Gamma = 2.45 \mu\text{eV}$. Daraus ergibt sich allerdings, dass es nicht unbedingt möglich ist die semiklassischen Trajektorien, welche den quantenmechanischen Zuständen entsprechen, komplett zu identifizieren.

Aus dieser Analyse kann man schließen, dass die länger periodischen Fluktuationen aus quantenmechanischen Zuständen, die vorzugsweise an der magnetischen Barriere, an welcher $B_z^M(x)$ und B_z^e sich in die gleiche Richtung ausrichten, resultieren. Die Simulationen lassen vermuten, dass nur ein oder zwei Zustände pro Drahtmode mit einer dementsprechend großen Energieaufspaltung existieren. Konsequenterweise wird ein relativ starkes Magnetfeld B_z^e benötigt um die Zustände mit Hilfe von diamagnetischen Verschiebungen durch das Fermi-Niveau zu schieben. Diese Zustände haben einen größeren Energieabstand als die Zustände, welche für die Fluktuationen mit kürzerer Periode verantwortlich sind, welche in der Nähe der magnetischen Barriere lokalisiert sind, wo $B_z^M(x)$ und B_z^e entgegengesetzt ausgerichtet sind. Dieser Typus von Zuständen befindet sich nahe der Minima der Modenenergien und eine genügend große diamagnetische Verschiebung ist notwendig um diese auf das Niveau der Fermi-Energie zu heben. Dies ist auch der Grund, weshalb diese Zustände in der Transmission nur oberhalb einer Schwelle des magnetischen Feldes (hier: $|B_z^e| \approx 200\text{mT}$) auftreten. Viele dieser Zustände existieren pro Drahtmode und konsequenterweise ist ihr Energieabstand geringer.

Die Simulationen weisen eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten auf, wobei trotzdem noch einige Abweichungen übrig bleiben. Zuerst ist die Abnahme des gesamten Leitwerts, wenn B_z^e erhöht wird, im Experiment geringer als im Vergleich zu den Simulationen. Eine Erklärung könnte der Effekt von $B_z(x)$ auf die Übergangsregion zwischen dem Draht und dem 2DEG sein. Es ist bekannt, dass kleine senkrechte Magnetfelder die Injektion der Elektronen vom 2DEG in den Draht, aufgrund der reduzierten Rückstreuung, verbessern [76]. Dieser Effekt wurde in der Simulation nicht berücksichtigt. Die zweite Abweichung zwischen Simulation und Experiment

ist die experimentell beobachtete Periode der schnellen Fluktuationen, welche ungefähr um einen Faktor zwei größer ist als in den Simulationen. Dies könnte eine Auswirkung der thermischen Verschmierung sein.

Schlussendlich sollen noch die Beobachtungen mit den Ergebnisse einer einzelnen magnetischen Barriere in einem ballistischen Quantendraht verglichen werden [70]. In diesem Experiment wurden die gebundenen Zustände, welche eine starke Ähnlichkeit zu jenen, die für die kurz-periodischen Fluktuationen in der obigen Messung verantwortlich sind, durch die antiparallele Superposition von B_z^e und $B_z^M(x)$ erzeugt. Dies ist verständlich, da die Potentiallandschaft in den Bereichen, in denen die Zustände lokalisiert sind, in beiden Experimenten sehr ähnlich sind. Jedoch wird die lang-periodische Fluktuation in Ref. [70] nicht beobachtet, welches anhand der Daten für die koparallele Ausrichtung von B_z^e und $B_z^M(x)$ deutlich wird. Man findet hier nur die quantisierten Leitwertstufen, aber keine Transmissionsresonanzen. Ebenso findet man keine solchen Resonanzen in den Simulationen einer einzelnen magnetischen Barriere. Daher ergibt sich, dass die gebundenen Zustände, welche die lang-periodischen Fluktuationen erzeugen, echte Doppel-Barrieren-Zustände sind, trotz der Tatsache, dass die LDOS nahe der Barriere konzentriert ist, welche koparallel zu B_z^e ist.

4.3.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde das Energiespektrum eines ballistischen Quantendrahtes mit einer magnetischen Doppelbarriere darin als Funktion eines dazu überlagerten homogenen senkrechten Magnetfeldes untersucht. Hierbei wurden nahe beieinanderliegende Zustände gefunden. Diese sind an der magnetischen Barriere lokalisiert, welche antiparallel zum externen Magnetfeld orientiert ist. Die Zustände haben einen ähnlichen Charakter wie Zustände die man bei Einzel-Barrieren findet. Es zeigt sich noch ein zweiter Typus von Quantenzuständen, welcher nur bei Doppelbarrieren existiert und nicht bei Einzelbarrieren. Diese zweite Art von Zuständen haben größere Energieabstände und befinden sich bevorzugt bei der magnetischen Barriere, welche in die gleiche Richtung wie das äußere homogene Magnetfeld orientiert ist. Zusätzlich handelt es sich um einen rein quantenmechanisch beobachtbaren Zustand, da es keine semiklassischen Trajektorien gibt, welche diesem Zustand zugeordnet

werden können.

4.4 Ausblick auf weiterführende Experimente

In diesem Abschnitt werden noch weiterführende Probendesigns besprochen, die teilweise schon realisiert wurden. Außerdem sollen die Erkenntnisse aus den ersten Messungen hierzu kurz angesprochen werden.

4.4.1 Messungen mit einer Modenzahl ≤ 1

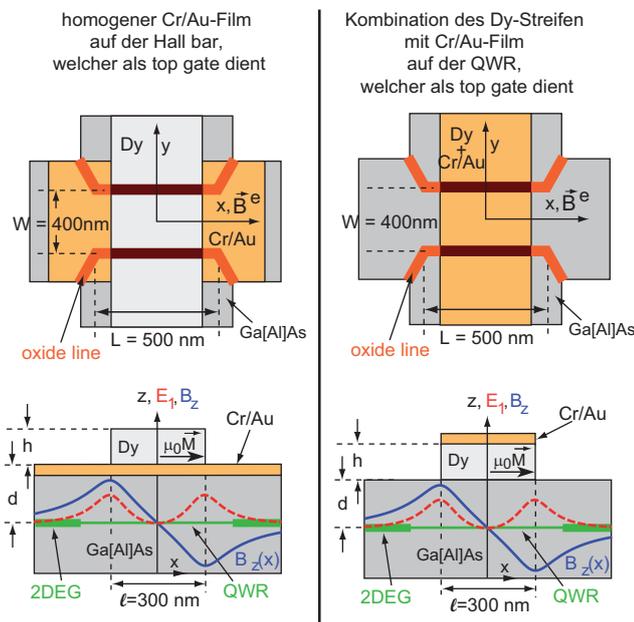


Abbildung 4.20: (a) Probendesign bei den Experimenten aus Kapitel 4.2 und 4.3. Es wird ein homogener, die ganze Hall bar bedeckender, Cr/Au-Film als top gate für das QWR verwendet. (b) Verändertes Probendesign ohne Cr/Au-Film auf der Hall bar.

Bisher wurden nur der Transport durch ballistische Drähte mit mindestens zwei besetzten Moden betrachtet. Wie in Xu et al. (2011) jedoch beschrieben ist, sollte sich noch eine ganze Reihe an Zuständen zwischen den beiden Barrieren, durch die resonantes Tunneln möglich ist, ausbilden, wenn nur noch eine Drahtmode für den Transport zur Verfügung steht. Da hierbei der gemessene Drahtwiderstand sehr stark ansteigt, wenn man auch den Bereich unterhalb der

ersten Mode untersucht, sollte nun anstatt der Messung bei konstantem vordefinierten Strom eine Spannung angelegt und der daraus resultierende Strom gemessen werden. Dies wurde sowohl bei der Probenserie mit zwei Dy-Filmen im QWR als auch dem Dy-Streifen im QWR durchgeführt. Bei diesen Proben wurde jedoch ein top gate verwendet, welches nicht nur die Dichte des QWR, sondern auch die Bereiche vor den Eingängen in den Draht verändert. Dadurch ist es schwierig zu beurteilen, welche Effekte vom Draht stammen und welche durch eine Wechselwirkung mit den Bereichen vor dem Draht entstehen. Die Möglichkeit stattdessen auf die in-plane gates zurückzugreifen bestand nicht, da diese kaum eine Veränderung hervorrufen in dem Bereich nahe des Pinch-off-Bereichs. Bei diesen Geometrien des QWR waren die Leitwertsplateaus der ersten Mode nicht deutlich ausgeprägt, wahrscheinlich aufgrund des großflächigen top gate (siehe Abb. 4.20 (a)). Eine Möglichkeit dies zu umgehen ist, auf das homogene top gate zu verzichten und den ferromagnetischen Streifen mit Cr/Au bedeckt gleichzeitig als top gate nur für den Draht zu benutzen (siehe Abb. 4.20 (b)). Bei der Probenserie mit dem Streifen-top gate wurde zudem noch die Breite des AFM-geschriebenen Drahtes auf 300 nm lithographische Breite verkleinert und ein HCl-Dip zur Erhöhung der Durchbruchspannung der in-plane gates gemacht.

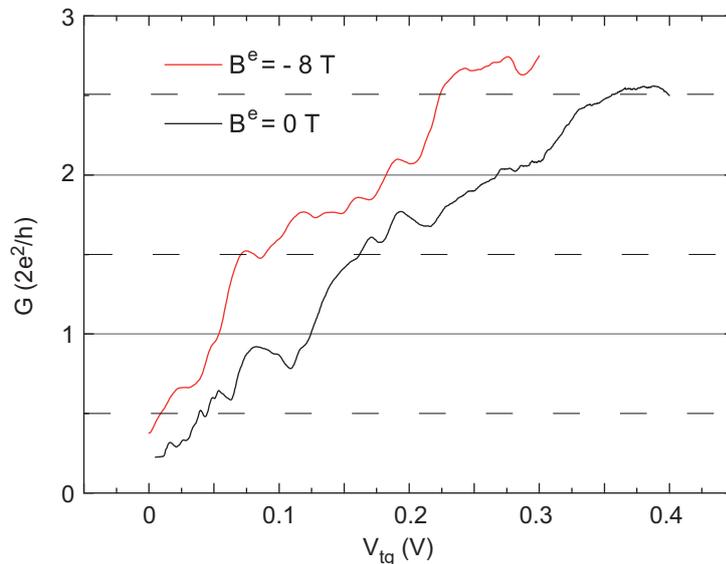


Abbildung 4.21: Leitwert des QWR als Funktion der Spannung V_{tg} am Streifen-top gate. $T = 1.4$ K

Eine dieser drei Proben dieser Serie wurde im Verdampfungskryostat bei 1.4 K vermessen. Dabei wurde ein AC-Strom von 20 nA verwendet und der Spannungsabfall in Vier-Punkt-Geometrie gemessen. Die Messung des Leitwertes als Funktion der am Streifen-top gate angelegten Spannung ist in Abb. 4.21, zum einen ohne Magnetfeld (schwarze Kurve) und zum anderen mit einem parallel ausgerichteten Magnetfeld von -8 T, zu sehen. Es wurde keine Spannung an die in-plane gates angelegt. Man sieht, dass der Draht sich bei $V_{tg} = 0$ mV im Pinch-off befindet und erst durch eine positive Spannung die erste Mode besetzt wird. Man erkennt eine gewisse Art von Leitwertquantisierung, welche jedoch durch weitere Oszillationen des Leitwerts stark überlagert ist. Der Ursprung dieser Abweichung von der glatten Leitwertplateaus scheint vom Kanal zu stammen. Dabei kann zum einen ein Streuer im Kanal sein, zum anderen könnten aufgrund von Verspannungen zwischen dem Dy-Film und der Oberfläche zusätzlich Störstellen im Drahtbereich entstehen. Eine weitere Untersuchung der Probenserie speziell bei Temperaturen < 1 K steht zu diesem Zeitpunkt jedoch noch aus.

4.4.2 Verwendung der magnetischen Doppelbarriere zur Spin-Polarisation

Wie in Kapitel 2.4 schon dargestellt, wurde im Rahmen von theoretischen Arbeiten [39, 47, 64, 86] die Verwendung von magnetischen Doppelbarrieren zur Spin-Polarisation vorgeschlagen. Hierbei wurde auch eine Kombination aus dem Potential des Magnetfeldprofils einer Doppelbarriere und einem zusätzlich elektrostatischen Potential durch eine Spannung, welche an den Doppelbarrieren erzeugenden Film angelegt wird, diskutiert. Durch diese sogenannte ferromagnetische Hybrid-Struktur wäre es, im Gegensatz zum Fall nur mit der Doppelbarriere, möglich die Spin-Polarisation noch zu verbessern. Dahingehend könnte die Struktur mit dem Dy-Streifen top gate prinzipiell für Experimente zur Untersuchung der Spin-Polarisation geeignet sein. Jedoch konnte bei den bisher untersuchten AFM-geschriebenen Drähten von uns noch kein Spin-aufgespaltener Transport, d.h. $G = e^2/hN$, beobachtet werden. Es scheint, dass dies in einem sehr geringen effektiven g^* -Faktor begründet liegt, welcher sich im QWR deutlich im Vergleich zum umgebenden 2DEG unterscheiden

kann. Dies ist eine Frage, welche sicherlich noch genauer untersucht werden sollte.

Kapitel 5

Weitere Experimente

In diesem Kapitel sind weitere Experimente aufgeführt, die sich mit der Kombination aus lokalisierten Magnetfeldern auf den Transport in zweidimensionalen Elektronengasen befassen. Die Ergebnisse im Kapitel 5.1 wurden schon veröffentlicht [40]. Die Ergebnisse im Kapitel 5.2 sind noch unveröffentlicht [61].

5.1 Nachweis des Domänenwand-pinning über den longitudinalen Magnetowiderstand in einem zweidimensionalen Elektronengas.

Es wird der Vorgang des Domänenwand-pinning in dünnen Kobalt-Drähten untersucht, welche sich auf der Oberfläche einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur befinden. Dabei wird der longitudinale Widerstand des 2DEG gemessen während das Magnetfeld variiert wird. Dies stellt eine Analogie des Barkhausen-Effekts dar [5]. Zum Vergleich wird am ferromagnetischen Film der gleichen Probe in einer darauffolgenden Messung, bei der das Magnetfeld variiert wurde, der Widerstand gemessen. Im Vergleich zu Messungen mit Hilfe der Hallmagnetometrie [49] sind auch die Auswirkungen der Änderung der Magnetfeldkonfiguration über größere Strecken in der Messung des longitudinalen Widerstandes enthalten. Zusätzlich liefert die longitudinale Messung, verglichen mit Messungen am ferromagnetischen Draht, noch weitere Informationen bezüglich des Verankerns (pinning) und Lösens (unpinning) der Domänenwände, wobei

nur die Komponenten des Magnetfeldes senkrecht zum Film berücksichtigt werden.

Die Kontrolle von Domänenwänden ist eine der möglichen Routen für Anwendungen wie zum Beispiel für neue Generationen von Speichermedien [54] oder logische Schaltungen [2]. Es wurden in den letzten Jahren Fortschritte beim Verständnis und der Verwendung des Domänenwand-pinning [14] gemacht. Auch die Möglichkeit des Schaltens durch Strompulse, die vom Spin-Impuls-Transfer möglich sind, nimmt an Bedeutung zu [8, 54, 66, 71]. Eine Herausforderung besteht in der Detektion einer Domänenwandbewegung. Es gibt verschiedene Wege diese Bewegung zu detektieren. Ein Beispiel nutzt den anisotropen Magnetowiderstand (AMR) [48, 73]. Dabei kann man anhand der Abnahme des Widerstandes eines ferromagnetischen Drahtes mit zusätzlichen Engstellen während des Ummagnetisierungsprozesses Rückschlüsse auf den zugrundeliegenden Prozess erhalten [12, 13, 26]. Eine weitere Möglichkeit der Detektion stellt die Hallmagnetometrie dar (siehe Abschnitt 2.3.4). Hierbei wird der ferromagnetische Draht in einem Hallkreuz auf der Oberfläche eines 2DEG platziert. Dabei detektiert man durch das Streufeld im Halleffekt [21] sogenannte Barkhausen-Sprünge [5] die aufgrund von uneinheitlichen Domänenwänden im Draht entstehen. In diesem Experiment wird jedoch das Verankern der magnetischen Domänenwände untersucht indem der longitudinale Widerstand eines 2DEG mit Hallgeometrie mit einem geeigneten darüber gelegten ferromagnetischen Co-Draht gemessen wird. In einer darauffolgenden Messung wird dies nochmals über die Messung des AMR verifiziert. Es zeigt sich, dass die Messung des longitudinalen Widerstandes auf das Verankern der Domänenwände sensitiver reagiert als die AMR-Messung, indem es zusätzliche Informationen liefert und auch noch mehrfache Sprünge der Domänenwände durch Verankerung an verschiedenen Stellen detektiert.

5.1.1 Experiment

Für das Experiment wurden eine Hall bar mit einer Breite von $1.5 \mu\text{m}$ durch Elektronenstrahlolithographie und nasschemisches Ätzen in einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur hergestellt. Das 2DEG befindet sich 85 nm unter der Oberfläche und besitzt eine Dichte von $n = 1.8 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und eine Mobilität von $84 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Diese Heterostruktur wurde in der Gruppe von Dr. Ulf Gennser am

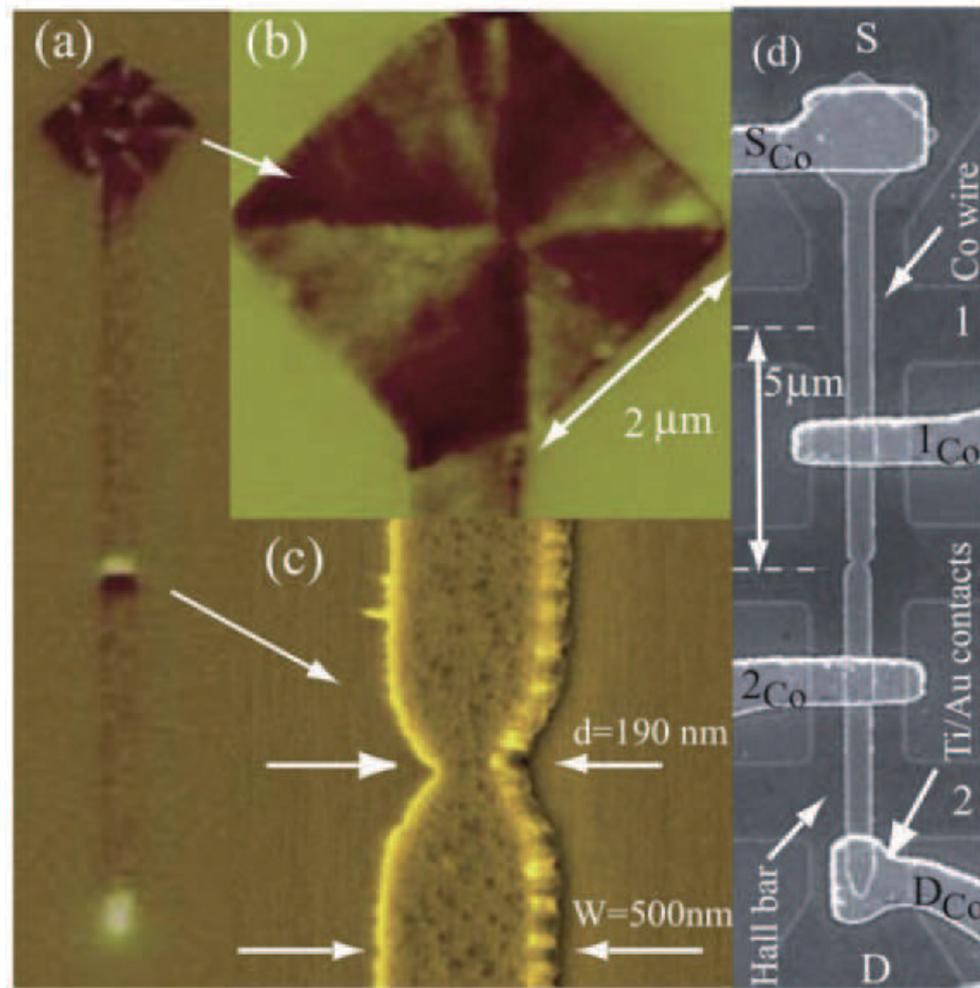


Abbildung 5.1: (a) MFM-Aufnahme eines typischen Co-Drahtes mit einem großen Nukleationsfeld (b) und einer Engstelle (c) der Größe d . (d) SEM-Aufnahme eines Co-Drahtes auf der Oberfläche der Hall bar mit den Bezeichnungen der Co-Draht und Hallkontakte.

CNRS in Marcoussis (Frankreich) gewachsen. Die Co-Drähte mit einer Länge von $15 \mu\text{m}$, einer Breite von 500 nm und einer Filmdicke von $25\text{-}70 \text{ nm}$ wurden auf der Oberfläche der Hall bar aufgedampft. Die Proben wurden von Dr. Dimitris Kazazis am CNRS in Marcoussis (Frankreich) prozessiert. In Abb. 5.1 (a) wird eine Aufnahme mittels des Verfahrens der Magnetic-Force-Microscopy (MFM) gezeigt. Die Aufnahme wurde bei Raumtemperatur gemacht, nachdem der Film durch ein Magnetfeld von 0.5 T magnetisiert wurde, wobei während der Aufnahme kein Feld anlag. Die Form des Drahtes wurde so gewählt, dass

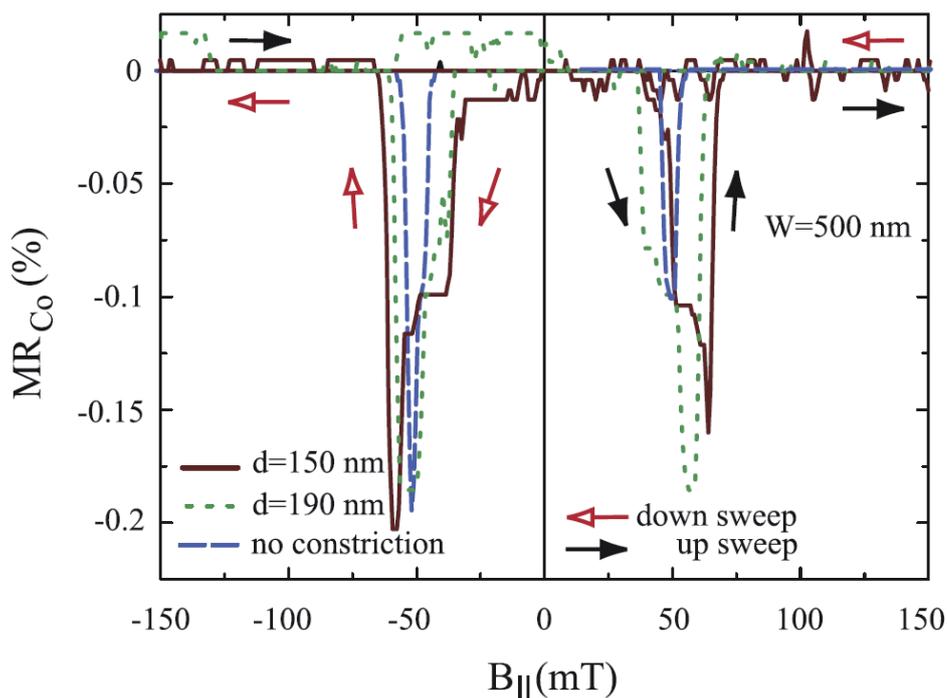


Abbildung 5.2: Der AMR als Funktion des parallel zur Drahtrichtung angelegten Magnetfeldes, für drei Drähte mit unterschiedlichen Breiten der Engstelle (d) und der jeweils gleichen Drahtbreite (W).

sich an einem Ende ein großes Feld befindet, durch das vereinfachte Nukleation möglich ist und das im Remanenzzustand Domänenwände aufnehmen kann [45, 85] (siehe Abb. 5.1 (b)). Das andere Ende des Drahtes hat eine spitzzulaufende Form um die Nukleation von Domänenwänden zu verhindern [72]. Aufgrund der Form und der Polykristallinität liegt die Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Filmebene und entlang des Drahtes. Bei einigen der Drähte befindet sich in der Mitte des Drahtes eine Engstelle von ≈ 150 nm (siehe Abb. 5.1 (c)). Diese Engstelle dient als Ort mit erhöhter Wahrscheinlichkeit für pinning von Domänenwänden. Eine Übersicht der ganzen Probe ist in Abb. 5.1 (d) zu sehen. In Abb. 5.2 wird eine Vier-Punkt-Messung des Widerstandes als Funktion des angelegten Magnetfeldes an drei Co-Drähten gezeigt. Die Drähte sind auf halb-isolierenden GaAs deponiert worden und wurden in-situ mit einer 5 nm dicken Au-Schicht gegen Oxidation geschützt. Die Temperatur während der Messung betrug 4.2 K. Für die Messung wurden vier Ti/Au-Elektroden mit dem Draht verbunden (siehe Abb. 5.1 (d)). Die

Drähte haben alle eine Breite von 500 nm und drei unterschiedlich breite Engstellen. Die Abmessungen sind vergleichbar mit den in Ref. [46] untersuchten, wobei dort, im Gegensatz zum vorliegenden Experiment, der AMR-Effekt den Magnetowiderstand verursachte. Die MFM-Aufnahmen bei Raumtemperatur zeigten, dass bei dieser Breite die Drähte durch die Engstelle in zwei Regionen aus Einzel-Domänen aufgeteilt sind (siehe Abb. 5.1 (a)). Dies wird unterstützt durch die Beobachtung, dass der Magnetowiderstand in Remanenz derselbe ist wie bei Sättigungsmagnetisierung mit angelegtem Magnetfeld. Aufgrund der polykristallinen Struktur des Drahtes wird erwartet, dass es keine magnetokristalline Vorzugsrichtung der Anisotropie gibt. Ebenso können sich während der Umkehr der Magnetisierung mehrere Domänenstrukturen im Draht ausbilden, wodurch ein gewisses Maß an magnetischer Unordnung entsteht. Das Maximum hierbei sollte, wenn der Draht unmagnetisiert ist, beim Koerzitivfeld liegen. Zum gleichen Zeitpunkt weist der AMR des Drahtes ohne Engstelle ein Minimum beim Koerzitivfeld auf, wenn die mikro-magnetischen Momente ihre maximale Komponente senkrecht zum Stromfluss im Draht besitzen. Im Vergleich zum Draht ohne Engstelle, welcher schmale Spitzen im Widerstand beim Koerzitivfeld zeigt, weisen die Drähte mit Engstelle eine höhere Koerzitivität auf und neigen dazu sich zu verbreitern. Weiterhin beobachtet man für Drähte mit kleinerer Engstelle eine höhere Koerzitivität aufgrund einer höheren pinning-Energie. An der Stelle des Koerzitivfeldes kehrt sich die Magnetisierung um. Dies zeigt sich an dem abrupten Anstieg des Drahtwiderstandes. Zur Beobachtung des Umkehrprozesses im Magnetowiderstand (MR_{2DEG}) eines in der Nähe liegenden 2DEG, soll nun die Probe mit dem Co-Draht in der Hall-Geometrie benutzt werden. Dazu wird ein AC-Strom $I_{Co} = 1 \mu A$ vom Kontakt S_{Co} zu D_{Co} der Elektroden auf dem Co-Draht geschickt. Im darunterliegenden 2DEG wird auch ein AC-Strom vom Kontakt S zum Kontakt D geschickt. Der Widerstand des Draht und des 2DEG wurden in zwei getrennten Messungen als Funktion des externen Magnetfeldes gemessen. Dies verhindert, dass die beiden Messungen sich gegenseitig beeinflussen, wie z.B. derart, dass der Draht auf dem 2DEG als gate fungiert und die Dichte des darunterliegenden 2DEG moduliert. Der Magnetowiderstand des Ferromagneten wurde zwischen den Kontakten 1_{Co} und 2_{Co} gemessen. Der Widerstand des 2DEG wurde zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessen, so dass mögliches pinning der Domänenwän-

de an den Kontakten 1_{Co} und 2_{Co} auch detektiert wird (siehe Abb. 5.1 (d)). Alle Messungen wurden bei 1.5 K im Kryostaten (siehe Kapitel 3.7) durchgeführt. Das Magnetfeld wurde entlang des Drahtes angelegt. Während der Messung des 2DEG waren alle vier Elektroden am Draht geerdet, so dass keinerlei Interferenzen mit dem darunterliegenden 2DEG auftreten. Es wurde ein Draht gemessen, der Luft ausgesetzt war, so dass sich eine wenige Nanometer dünne selbstpassivierende Kobaltoxidschicht auf der Oberfläche bildet [82]. Dies äußert sich in einer zusätzlichen geringeren Koerzitivität der pinning-Stellen [13]. Trotzdem erwartet man, dass sich die wichtigsten pinning-Stellen an der Engstelle in der Mitte befinden. An den Kontakten 1_{Co} und 2_{Co} werden sich aufgrund von Verspannungen und Unregelmäßigkeiten die sich zwischen der GaAs-Oberfläche und dem darauf liegenden Co-Draht ergeben ebenso mit geringerem Einfluss pinning-Stellen bilden. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.3 gezeigt.

5.1.2 Diskussion

Man stellt fest, dass der Magnetowiderstand des unbedeckten Co-Drahtes MR_{Co} sich ändert, wenn man das Magnetfeld vom Sättigungswert zum Remanenzwert variiert. Bei den bedeckten Drähten findet man keine solche Veränderung. Das deutet daraufhin, dass das natürlich entstandene Oxid auf der Oberfläche zusätzliche Nukleationszentren erzeugt und eine poly-Domänenstruktur auch bei Remanenz schon vorhanden ist. Der longitudinale Widerstand des 2DEG wurde zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessen und reagiert sehr sensitiv auf Veränderungen von senkrechten Magnetfeldkomponenten im Bereich zwischen den Kontakten [17, 79]. Solche Veränderungen werden sowohl an der Engstelle als auch an den Pinning-Stellen erwartet, da hier die Änderung des magnetischen Moments innerhalb der Wand von der einen zur anderen Richtung nicht vollständig in der Ebene des Films stattfinden wird. Es wird auch erwartet, dass bei Abständen zwischen den magnetischen Domänen, die größer als die mittlere freie Weglänge sind, der dazugehörige Magnetowiderstand hinzukommt. Somit sollten individuelle Veränderungen der Domänenwandkonfiguration im Magnetowiderstand zu sehen sein. Sobald man von der negativen Sättigungsmagnetisierung in Richtung positiver Magnetfelder geht, zeigt der Widerstand des 2DEG MR_{2DEG} eine Vielzahl an reproduzierbaren Maxima

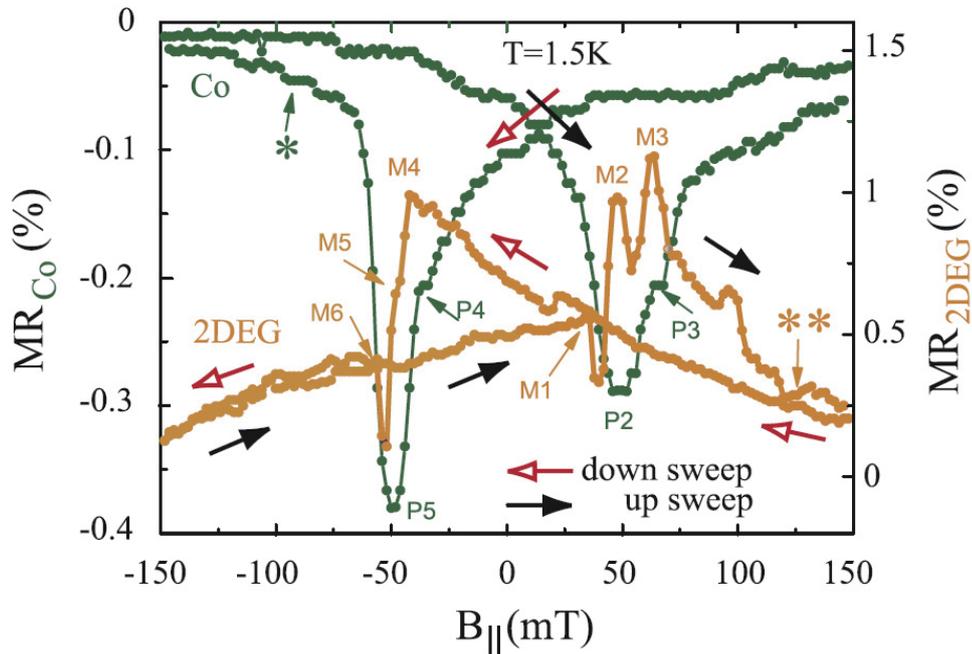


Abbildung 5.3: Der AMR des Co-Drahtes MR_{Co} und der longitudinale Magnetowiderstand MR_{2DEG} des 2DEG sind als Funktion des angelegten parallelen Magnetfeldes gezeigt. Die Maxima bei MR_{2DEG} sind durch M_i gekennzeichnet. Durch die Pfeile sind die nicht deutlich ausgeprägten Maxima markiert. Die dazugehörigen Plateaus in der MR_{Co} -Kurve sind durch P_i markiert.

und Minima. Die Maxima bei MR_{2DEG} können mit den Plateaus bei MR_{Co} in Verbindung gebracht werden. Dies wird besonders deutlich bei den Plateaus P2 und P3, welche sich als Maxima M2 und M3 im Widerstand des 2DEG zeigen. Dies lässt vermuten, dass die Maxima bei MR_{2DEG} aufgrund von gepinnten Domänenwänden entstehen. Das Plateau P2 bei MR_{Co} deutet daraufhin, dass, zumindest lokal, die Magnetfeldkonfiguration in einer Ebene senkrecht zur Stromflussrichtung konstant bleibt. Die Variation von MR_{2DEG} , welche nur sensitiv bezüglich der out-of-plane Komponente des Magnetfeldes ist, zeigt, dass die Domänenwand an einer gewissen Stelle gepinnt ist. Die out-of-plane Komponente hat ein Maximum, wenn das Magnetfeld über den Punkt M2 erhöht wird und die mikro-magnetischen Momente beginnen sich in der x-y-Ebene selbst auszurichten, so dass die out-of-plane Komponente abnimmt, wenn die Domänenwand die Pinning-Stelle verlässt. Die Domänenwand macht dann einen Barkhausen Sprung zu einer anderen Pinning-Stelle, welches ei-

nem weiteren Plateau entspricht (siehe Position M3 und P3). Danach sinkt MR_{2DEG} monoton während die Domänen und Domänenwände verschwinden, da sich alle magnetischen Momente entlang der Richtung des angelegten Feldes ausrichten. Betrachtet man das erste Maximum, dann fällt auf, dass bis zum Punkt M1, zugleich mit der monotonen Abnahme des Widerstandes des Co-Drahtes, die poly-Domänenstruktur eine gewisse magnetische Feldkomponente formt, welche einen Anstieg des Widerstandes MR_{2DEG} verursacht. Weiterhin ist zu bemerken, dass im Widerstand des Drahtes MR_{Co} kein Plateau auftritt. Dies könnte zum einen an der Auflösung der Messung liegen. Zum anderen könnte das Plateau auch durch die allgemeine Variation an diesem Punkt verdeckt werden. Der plötzliche Abfall des Widerstandes MR_{2DEG} deutet daraufhin, dass eine Domänenwand sich von einer pinning-Stelle löst und die magnetischen Momente sich wieder in der Filmebene orientieren. Dies zeigt sich nur im Widerstand MR_{Co} . In beiden Magnetowiderstandskurven treten noch weitere kleinere Strukturen auf. Diese weisen jedoch keine Korrelation zwischen den beiden Kurven auf und sind nicht reproduzierbar. Es deutet daraufhin, dass diese Strukturen durch Rauschen, wie im Plateau mit der Markierung * zu sehen und durch Ladungseffekte, wie durch ** gekennzeichnet verdeckt werden.

5.1.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde ein 2DEG als Sensor zur Beobachtung von Änderungen der lokalen out-of-plane Komponente eines Magnetfeldes, welches hauptsächlich durch Domänenwände verursacht wird, verwendet. Der Widerstand eines 2DEG ist extrem sensitiv beim pinning von Domänenwänden. Dies zeigt sich in abrupten Änderungen, wenn eine Domänenwand sich bewegt. Es wurde eine Änderung von 1 % beim Widerstand MR_{2DEG} , im Vergleich zu einer Änderung von weniger als 0.4 % im Widerstand des Drahtes MR_{Co} beobachtet. Eine weitere Verbesserung wäre möglich, indem eine Heterostruktur mit einem geringeren Abstand des 2DEG zur Oberfläche verwendet wird und eine Anpassung des Verhältnisses zwischen dem Draht und den Hall bar-Breiten gemacht wird.

5.2 Quasi-ballistischer Elektronentransport durch ein magnetisches Doppelbarrieren-Profil

In diesem Abschnitt soll der Transport durch zwei magnetische Barrieren in einem 2DEG untersucht werden. Die Frage, die hierbei im Mittelpunkt steht, ist, ob sich der durch die magnetischen Barrieren verursachte Widerstand aus der einfachen Addition ergibt oder ob eine andere Abhängigkeit besteht. Die Ergebnisse dieses Abschnitts sollen zur Publikation eingereicht werden, welche sich in Vorbereitung befindet (siehe Ref. [61]).

5.2.1 Experiment

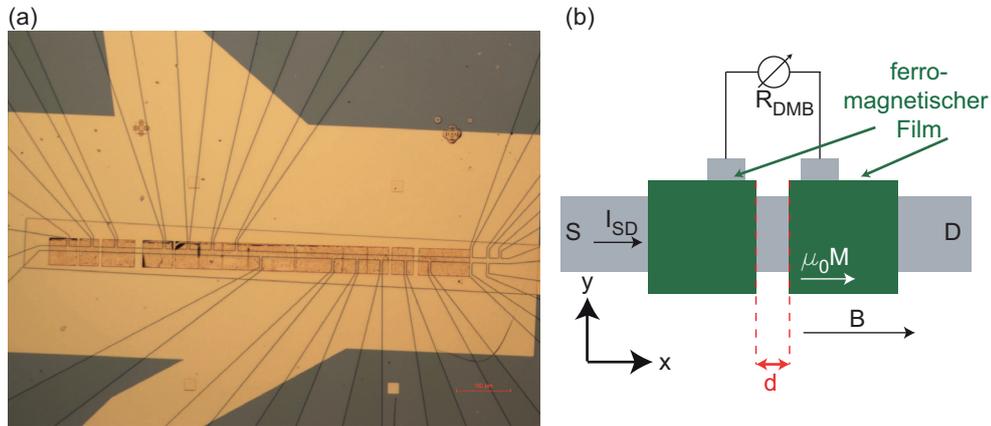


Abbildung 5.4: (a) Aufnahme mit dem optischen Mikroskop der Probe mit Doppelbarrieren mit 12 verschiedenen Abständen d . (b) Skizze der Probengeometrie zur Messung einer magnetischen Doppel-Barriere.

Für das Experiment wurde eine GaAs-Heterostruktur mit einem Abstand von 150 nm des 2DEG zur Oberfläche der Heterostruktur verwendet. Die Heterostruktur wurde von K. Pierz und H. K. Schuhmacher an der PTB in Braunschweig hergestellt. Die Dichte und die Mobilität des Elektronengases betragen $n = 2 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und $\mu = 347 \text{ m}^2/\text{Vs}$ bei einer Temperatur von 2 K im unbeleuchteten Zustand. Durch optische Lithographie und nasschemisches Ätzen wurde eine Hall-Geometrie ins 2DEG übertragen. Die Kontaktierung des 2DEG erfolgte durch einen weiteren Lithographieschritt und Einlegierung des zuvor aufgedampften Au/Ge. Danach folgte ein ESL-Schritt und ein Auf-

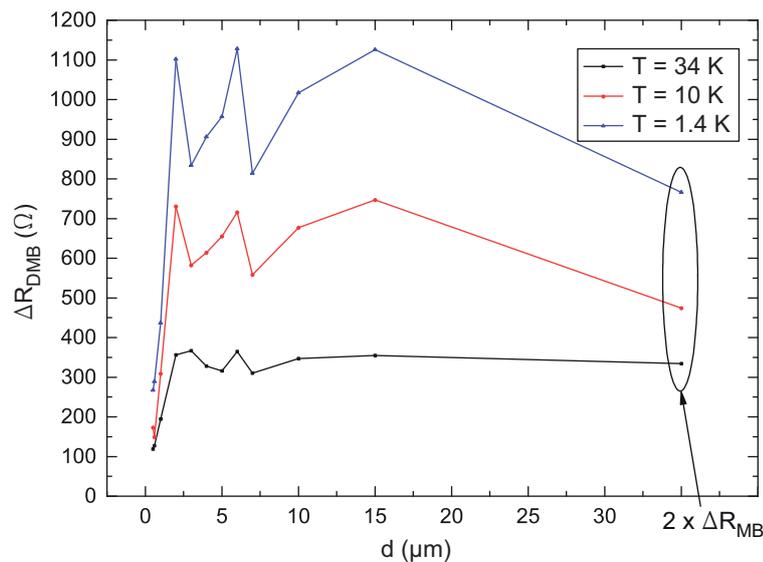


Abbildung 5.5: Messung des Barrierenwiderstandes ΔR als Funktion des Barrierenabstandes d bei verschiedenen Temperaturen.

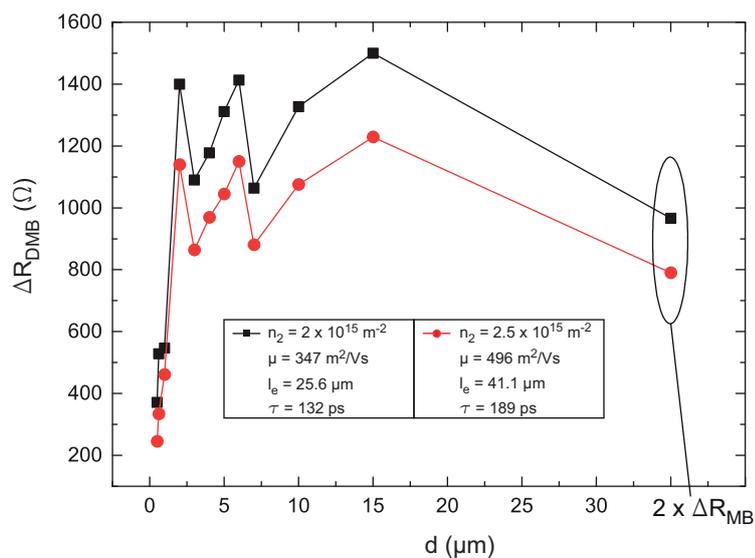


Abbildung 5.6: Messung des Barrierenwiderstandes ΔR als Funktion des Barrierenabstandes d im unbeleuchteten und beleuchteten Fall. Die Temperatur lag bei 1.4 K.

dampfschritt zur Deposition der ferromagnetischen Filme mit 12 unterschiedlichen Abständen zwischen den Filmen. Die ganze Hall bar wurde zum Schluss noch mit einem Cr/Au-Film bedeckt, der als top gate für das 2DEG dient. In Abb. 5.4 ist ein Bild der fertigen Probe abgebildet. Die Hallbar wurde speziell

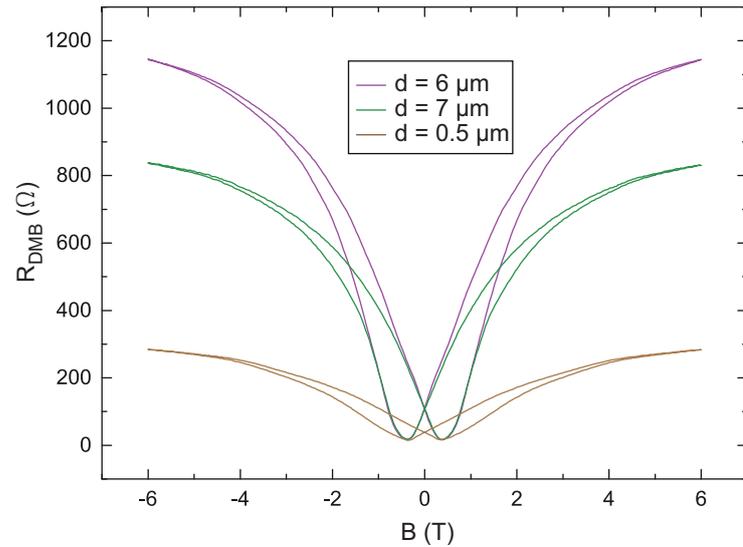


Abbildung 5.7: Messung des Barrierenwiderstandes R_{DMB} als Funktion des externen parallelen Magnetfeld B im beleuchteten Fall für verschiedene Barrierenabstände. Die Temperatur lag bei 1.4 K.

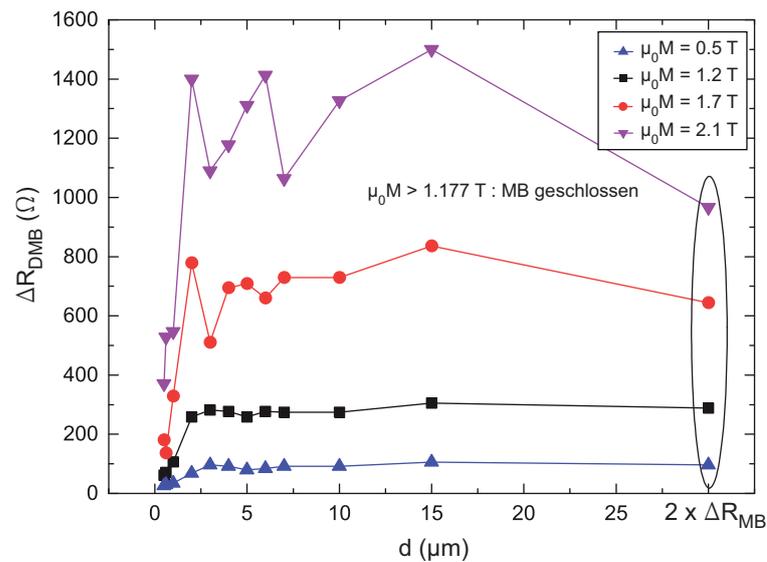


Abbildung 5.8: Messung des Barrierenwiderstandes ΔR als Funktion des Barrierenabstandes d bei verschiedenen Werten der Magnetisierung des Films $\mu_0 M$ im unbeleuchteten Fall. Die Temperatur lag bei 1.4 K.

dahingehend angepasst, dass möglichst viele Doppelbarrieren mit verschiedenen Abständen auf einer Probe vereint wurden. In einer vorherigen Probenreihe wurde für jeden Abstand eine separate Probe hergestellt. Dies bedeutet zum

einen höheren Messaufwand, da jede Probe abgekühlt werden muss. Zum anderen weisen verschiedene Proben unterschiedliche Eigenschaften des 2DEG auf und somit leidet die Vergleichbarkeit der Messergebnisse. Zusätzlich zu den Kontakten mit den Doppelbarrieren wurde noch ein Bereich mit einer Geometrie versehen, um Hallmagnetometrie durchzuführen und den longitudinalen und transversalen Widerstand ohne Bedeckung mit einem Dy-Film zu messen. Die Breite der Hall bar beträgt $W = 25 \mu\text{m}$ und die Abstände der Mitte zweier Kontakte variiert von $L = 35 - 130 \mu\text{m}$. Die Messungen erfolgten alle im Verdampfungskryostaten (siehe Kapitel 3.2.2) bei Temperaturen von $T = 1.4 - 34 \text{ K}$. Die Daten wurden in zwei Abkühlzyklen an einer Probe aufgenommen. Es wurde ein AC-Strom von 50-200 nA bei einer Frequenz von 17.7 Hz verwendet. Der Strom wurde von S nach D geschickt (siehe Abb. 5.4 (b)) und der Spannungsabfall jeweils zwischen zwei benachbarten Kontakten bestimmt um den Magnetowiderstand der jeweiligen Doppelbarrieren zu messen. Die Probe wurde so ausgerichtet, dass das 2DEG parallel zum äußeren Magnetfeld ist. In Abb. 5.7 sind für einige Barrierenabstände die Kurven des Barrierenwiderstandes als Funktion des externen parallelen Magnetfeldes aufgetragen. Dabei ist der bekannte Verlauf des Widerstandes mit einer Sättigung bei 6 T und einem Minimum beim Wert des Koerzitivfeldes der Dy-Filme zu sehen. Es wird deutlich, dass der Barrierenabstand d keinen Einfluss auf den prinzipiellen Kurvenverlauf hat. Jedoch ändert sich die Differenz zwischen dem geschlossenen Bereich (bei 6 T) und dem offenen Bereich (beim Koerzitivfeld) abhängig vom Barrierenabstand. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 5.6 dargestellt. Es wird die Differenz der Widerstände $\Delta R_{DMB} = R_{max,6T} - R_{min,0,6T}$ als Funktion des Barrierenabstandes d dargestellt. Dabei stellt man fest, dass sich bei gewissen Barrierenabständen ($d = 1$ und $6 \mu\text{m}$) lokale Maxima ergeben. Ein ähnliches Verhalten wurde auch schon in der ersten Probenreihe gesehen, hier jedoch bei anderen Abständen [18]. Die Temperaturabhängigkeit der Messung ist in Abb. 5.5 aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Effekt bei höheren Temperaturen schwächer ausgeprägt ist und auch die Position der Maxima bezüglich des Barrierenabstandes zu größeren Abständen wandert. In Abb. 5.8 ist die Veränderung der Maxima im Widerstand bei verschiedenen Magnetisierungen des Filmes aufgetragen. Man stellt fest, dass auch hier die Maxima bei geringerer Barrierenstärke verschwinden. Auch nachdem die Probe beleuchtet wurde und

eine höhere Dichte und Beweglichkeit vorlag, konnte außer den geringeren Barrierenwiderständen keine Veränderung des Kurvenverlaufs festgestellt werden (siehe Abb. 5.6). Insgesamt zeigt sich in den Messungen, dass eine einfache Addition des Widerstandes der Barrieren das Experiment nicht beschreiben kann. Zur näheren Untersuchung des Zustandekommens der Maxima sollen nun numerische Simulationen betrachtet werden.

5.2.2 Simulation und Diskussion

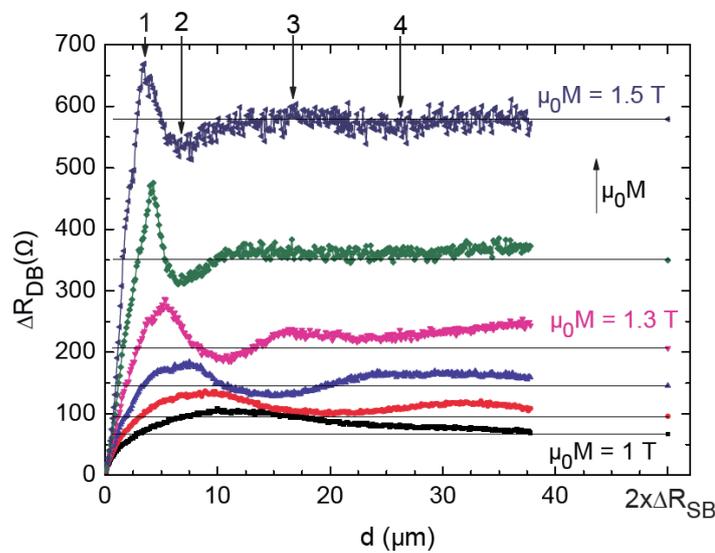


Abbildung 5.9: Numerische Simulation des Barrierenwiderstandes ΔR als Funktion des Barrierenabstandes d für verschiedene Filmmagnetisierungen $\mu_0 M$. Aus Ref.[19].

Die numerischen Simulationen beruhen auf dem semiklassischen Simulationsprogramm von PD Dr. Mihai Cerchez (siehe Kapitel 2.2.1) und wurden im Rahmen der Masterarbeit von Tudor Chirila durchgeführt. Die verwendeten Parameter waren hierbei eine Dichte von $n_2 = 2.45 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, eine Mobilität von $\mu = 30 \text{ m}^2/\text{Vs}$, eine mittlere freie Weglänge von $l_e = 3 \mu\text{m}$, eine Hallbarbreite von $W = 10 \mu\text{m}$ und ein Abstand des ferromagnetischen Films mit einer Dicke $h = 250 \text{ nm}$ zum 2DEG von $d = 65 \text{ nm}$. Die Drude-Streuzeit wurde als $\tau = 10.4 \text{ ps}$ angenommen. Die verwendeten Parameter wurden von der ersten Probenserie übernommen. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 5.9

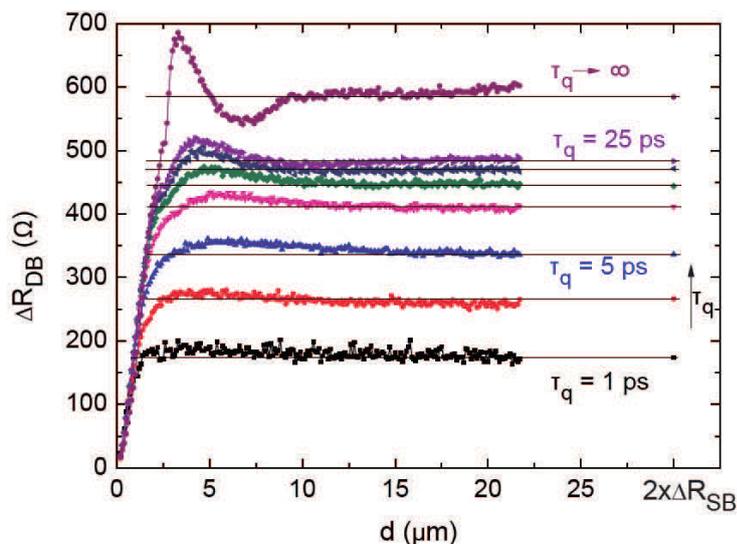


Abbildung 5.10: Numerische Simulation des Barrierenwiderstandes ΔR als Funktion des Barrierenabstandes d für verschiedene Streuzeiten τ_q . Aus Ref.[19].

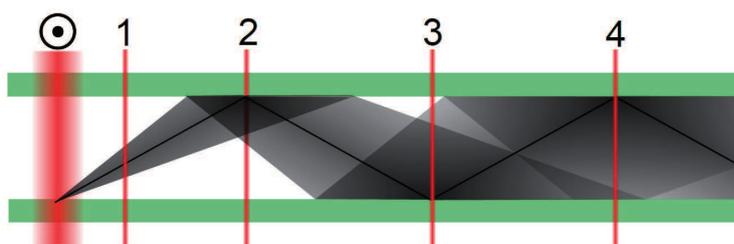


Abbildung 5.11: Skizze zur Erklärung der Fokussierungseffekte der Elektronen bei Doppelbarrieren. Aus Ref.[19].

zu sehen. Zum einen wurde die Entwicklung des Widerstandes ΔR als Funktion des Abstandes aufgetragen, als auch für verschiedene Magnetisierungen des ferromagnetischen Films. Das System wurde als ballistisch angenommen. Dabei beobachtet man lokale Maxima und Minima im Kurvenverlauf. Diese verschwinden kontinuierlich, wenn man die Magnetisierung senkt. Nun soll jedoch nur der Kurvenverlauf mit der höchsten dargestellten Magnetisierung ($\mu_0 M = 1.5 \text{ T}$) diskutiert werden. Bis zur Markierung 1 ist ein linearer Anstieg des Widerstandes bei größer werdendem Abstand d zu sehen. Dies erklärt sich dadurch, dass die Barrieren sich in diesem Bereich sehr stark gegenseitig aufheben. Am Punkt 1 jedoch ist ein lokales Maximum zu sehen, welches

einen höheren Widerstand als zwei sich nicht mehr beeinflussende Barrieren mit Abständen $> 40 \mu m$ besitzt. Der Ursprung dieses Maximums kann folgendermaßen erklärt werden. In Abb. 5.11 ist die Situation dargestellt, die an der ersten Barriere entsteht. Wenn die Barriere im Sättigungsbereich ist, so findet laut Ref. [17] hauptsächlich nur noch Transmission am Rand der Barriere statt. Dies führt zu einer Art fokussiertem Elektronenstrahl der von der ersten Barriere in Richtung zweiter ausgesandt wird. Im Falle des Abstandes beim Punkt 1 befindet sich die Barriere in einem solchen Abstand, dass der fokussierte Elektronenstrahl eher die Mitte der zweiten Barriere trifft. Da diese Barriere ebenso hauptsächlich Transmission am Rand der Barriere zulässt, wird der Elektronenstrahl reflektiert und verursacht damit einen höheren Widerstand. Betrachtet man jedoch den Fall mit der Markierung 2, so tritt hier das Gegenteil ein. Der fokussierte Elektronenstrahl von der ersten Barriere trifft hier genau den oberen Rand der zweiten Barriere, welcher aufgrund der entgegengesetzten Polarität dort Transmission erlaubt. Dies äußert sich in einem lokalen Minimum im Widerstand wie in Abb. 5.9 bei Markierung 2 zu sehen ist. Das Maximum bei Markierung 3 hat eine analoge Erklärung wie bei Markierung 1, jedoch mit einem etwas aufgeweiteten Elektronenstrahl. Dadurch erstreckt sich das Maximum über einen weiten Bereich an Abständen. Die Markierung 4 entspricht wiederum der Randtransmission wie in Markierung 2. Somit ergibt sich ein Minimum, wenn auch schwächer ausgeprägt. Die Situation bei einem nicht mehr ballistischen System mit Streuung ist in Abb. 5.10 gezeigt. Man sieht, dass die Ausprägung der Oszillation im Widerstand durch mehr Streuung abnimmt. Die Parameter der Probenserie aus dem vorherigen Abschnitt lassen jedoch nur die Beobachtung des ersten Maximum zu, da die Hallbarbreite mit $25 \mu m$ größer als der größte Abstand auf der Probe mit $15 \mu m$ ist. Somit findet die zuvor beschriebene Randtransmission an der zweiten Barriere nicht statt, wenn man von einem Austrittswinkel an der ersten Barriere von 45° des fokussierten Elektronenstrahls ausgeht. Die Probe war Teil eines Bruchstücks mit vier Hallgeometrien mit jeweils derselben Barrierenabstandsverteilung, jedoch mit unterschiedlichen Hallbarbreiten von $10/15/20/25 \mu m$. Bei der Herstellung der Ohmschen Kontakte, als auch beim Aufdampfen der Dy-Filme traten Probleme auf, so dass nur diese Probe verwendet werden konnte. Die Beobachtung des ersten Maximums, welches in der Simulation auf-

tritt, sollte jedoch möglich sein. Anstatt eines Maximum beobachtet man zwei Peaks ($d = 1$ und $6 \mu\text{m}$) und ein drittes Maximum bei $15 \mu\text{m}$. Daher scheint es als könnte für die hier verwendete Probe mehr als eine Bedingung vorhanden sein, welche zu einer Erhöhung des erwarteten Widerstandes bei bestimmten Barrierenabständen führt. Dazu muss jedoch als nächstes unbedingt die Simulation mit den Probenparametern durchgeführt werden, um herauszufinden, ob es sich um Effekte aufgrund der Barrieren-Konfiguration handelt und nicht um ein Artefakt, das auf unterschiedliche Kanten des ferromagnetischen Films beruht. Dabei sollte durch eine Repräsentation der Trajektorien-dichte analog zu Abb. 4.19 in Kapitel 4.3 ein besseres Verständnis der vorliegenden Situation möglich sein.

Literaturverzeichnis

- [1] N. Agrait, J. G. Rodrigo, and S. Vieira. *Phys. Rev. B*, 47:12345, 1993.
- [2] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. *Science*, 309:1688, 2005.
- [3] T. Ando. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 36:959, 1974.
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, Van Dau Nguyen, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuset, A. Friedrich, and J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, 1988.
- [5] H. Barkhausen. *Phys. Z.*, 20:401, 1919.
- [6] C. W. J. Beenakker and H. van Houten. *Phys. Rev. Lett.*, 63:1857, 1989.
- [7] C. W. J. Beenakker and H. van Houten. *Solid State Physics*, volume 44. Academic Press, 1991.
- [8] L. Berger. *Phys. Rev. B*, 54:9353, 1996.
- [9] K. F. Berggren, G. Roos, and H. van Houten. *Phys. Rev. B*, 37:10118, 1988.
- [10] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. *Phys. Rev. B*, 39:4828, 1989.
- [11] M. Büttiker. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1761, 1986.
- [12] L. K. Bogart and D. Atkinson. *Appl. Phys. Lett.*, 94:042511, 2009.
- [13] M. Brands, R. Wieser, C. Hassel, D. Hinzke, and G. Dumpich. *Phys. Rev. B*, 74:174411, 2006.

- [14] L. O'Brien, D. Petit, E.R. Lewis, R.P. Cowburn, D.E. Read, J. Sampaio, H.T. Zeng, and A.V. Jausovec. *Phys. Rev. Lett.*, 106:087204, 2011.
- [15] Leiden Cryogenics BVL. *Manual des Kryostaten*, 1:1, 2012.
- [16] M. Cerchez and T. Heinzl. *Appl. Phys. Lett.*, 98:232111, 2011.
- [17] M. Cerchez, S. Hugger, T. Heinzl, and N. Schulz. *Phys. Rev. B*, 75:035341, 2007.
- [18] T. Chirila. *Masterarbeit*. Universität Düsseldorf, 2012.
- [19] T. Chirila, B. Schüler, M. Cerchez, T. Heinzl, K. Pierz, and H. W. Schumacher. *Posterbeitrag bei der DPG Frühjahrstagung 2013 in Regensburg*, 2013.
- [20] K. K. Choi, D. C. Tsui, and S. C. Palmateer. *Phys. Rev. B*, 33:8216, 1986.
- [21] D. A. Christian, K. S. Novoselov, and A. K. Geim. *Phys. Rev. B*, 74:064403, 2006.
- [22] S. Datta. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1997.
- [23] Fachbereich Physik der Universität Frankfurt. https://elearning.physik.uni-frankfurt.de/data/FB13-PhysikOnline/lm_data/lm_324/daten/pdf_tabs/t.pdf, 2002.
- [24] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. *Appl. Phys. Lett.*, 33:665, 1978.
- [25] U. Fano. *Phys. Rev.*, 124:1866, 1961.
- [26] J. Ferré, V. Grolier, P. Meyer, S. Lemerle, A. Maziewski, E. Stefanowicz, S. V. Tarasenko, M. Kisielewski, and D. Renard. *Phys. Rev. B*, 55:15092, 1997.
- [27] A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Heinzl, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler. *Phys. Rev. B*, 63:125309, 2001.

- [28] A. N. Garroway, P. K. Grannell, and P. Mansfield. *J. Phys. C*, 7:L457, 1974.
- [29] M. Governale and D. Boese. *Appl. Phys. Lett.*, 77:3215, 2000.
- [30] S. Gustavsson. Dissertation. ETH Zürich, 2008.
- [31] T. Heinzel. *Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures*. Wiley-VCH, 2007.
- [32] T. Heinzel, G. Salis, R. Held, S. Lüscher, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler. *Phys. Rev. B*, 61:13353, 2000.
- [33] R. Held, S. Lüscher, T. Heinzel, K. Ensslin, and W. Wegscheider. *Appl. Phys. Lett.*, 75:1134, 1999.
- [34] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland, and W. Wegscheider. *Appl. Phys. Lett.*, 73:262, 1998.
- [35] S. Hugger. *Mesoskopischer Transport durch magnetische Barrieren in Niederdimensionalen Elektronensystemen*. Dissertation, 2007.
- [36] S. Hugger, M. Cerchez, H. Xu, and T. Heinzel. *Phys. Rev. B*, 76:195308, 2007.
- [37] S. Hugger, Hengyi Xu, A. Tarasov, M. Cerchez, T. Heinzel, I. V. Zozoulenko, D. Reuter, and A. D. Wieck. *Phys. Rev. B*, 78:165307, 2008.
- [38] T. Ihn. *Semiconductor Nanostructures - Quantum States and Electronic Transport*. Oxford University Press Inc., New York, first edition, 2010.
- [39] M. B. A. Jalil. *J. Appl. Phys.*, 97:024507, 2005.
- [40] D. Kazazis, B. Schüler, M. Granada, U. Gennser, G. Faini, M. Cerchez, and T. Heinzel. *Superlattices and Microstructures*, 52:11, 2012.
- [41] V. Kubrak, A. Neumann, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, C. H. Marrows, and B. J. Hickey. *J. Appl. Phys.*, 87:5986, 2000.
- [42] V. Kubrak, F. Rahman, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, C. H. Marrows, and M. A. Howson. *Appl. Phys. Lett.*, 74:2507, 1999.

- [43] R. Landauer. *IBM J. Res. Dev.*, 1:223, 1957.
- [44] P. C. Lauterbur. *Nature*, 242:190, 1973.
- [45] P. Lendেকে, R. Eiselt, G. Meier, and U. Merkt. *J. Appl. Phys.*, 103:073909, 2008.
- [46] B. Leven and G. Dumpich. *Phys. Rev. B*, 71:064411, 2005.
- [47] M.-W. Lu, L.-D. Zhang, and X.-H. Yan. *Phys. Rev. B*, 66:224412, 2002.
- [48] T. R. McGuire and R. I. Potter. *IEEE Trans. Magn.*, 11:1018, 1975.
- [49] F. G. Monzon, M. Johnson, and M. L. Roukes. *Appl. Phys. Lett.*, 71:3087, 1997.
- [50] A. Nogaret. *J. Phys. Cond. Mat.*, 22:253201, 2010.
- [51] A. Nogaret, S. J. Bending, and M. Henini. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2231, 2000.
- [52] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Dubonos, E. W. Hill, and I. V. Grigorieva. *Nature*, 426:812, 2003.
- [53] G. Papp and F. M. Peeters. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2184, 2001.
- [54] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. *Science*, 320:190, 2008.
- [55] F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures*. Springer, 2007.
- [56] J. Reijniers, A. Matulis, K. Chang, F. M. Peeters, and P. Vasilopoulos. *Europhys. Lett.*, 59:749, 2002.
- [57] J. Reijniers and F. M. Peeters. *J. Appl. Phys.*, 87:8088, 2000.
- [58] J. Reijniers and F. M. Peeters. *Phys. Rev. B*, 63:165317, 2001.
- [59] B. Schüler, M. Cerchez, H. Xu, T. Heinzl, D. Reuter, and A. D. Wieck. *Superlattice Microst.*, 79:54, 2015.
- [60] B. Schüler, M. Cerchez, H. Xu, J. Schluck, T. Heinzl, D. Reuter, and A. D. Wieck. *Phys. Rev. B*, 90:201111 (R), 2014.

- [61] B. Schüler, T. Chirila, M. Cerchez, T. Heinzl, K. Pierz, and H. K. Schumacher. *in Vorbereitung*, 2015.
- [62] R. Schleser, S. Kicin, C. Roth, C. Ebnetter, R. Leturcq, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard. *Semiconductor Science and Technology*, 22:337, 2007.
- [63] L. Schubnikow and W. J. de Haas. *Nature*, 126:500, 1930.
- [64] K. C. Seo, G. Ihm, K.-H. Ahn, and S. J. Lee. *J. Appl. Phys.*, 95:7252, 2004.
- [65] D. Y. Sharvin and Y. V. Sharvin. *JETP Lett.*, 34:272, 1995.
- [66] J. C. Slonczewski. *J. Magn. Mater.*, 159:L1, 1996.
- [67] J. Stenger and J. Ullrich. *Physik Journal*, 11:27, 2014.
- [68] F. Stern. *Phys. Rev. Lett.*, 21:1687, 1968.
- [69] H. Stormer. *Solid State Commun.*, 84:95, 1992.
- [70] A. Tarasov, S. Hugger, Hengyi Xu, M. Cerchez, T. Heinzl, I. V. Zozoulenko, U. Gasser-Szerer, D. Reuter, and A. D. Wieck. *Phys. Rev. Lett.*, 104:186801, 2010.
- [71] L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin. *Science*, 330:1810, 2010.
- [72] L. Thomas, C. Rettner, M. Hayashi, M. G. Samant, S. S. P. Parkin, A. Doran, and A. Scholl. *Appl. Phys. Lett.*, 87:262501, 2005.
- [73] W. Thomson. *Proc. R. Soc.*, 8:546, 1857.
- [74] T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, and G. J. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, 56:1198, 1986.
- [75] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1559, 1982.
- [76] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, and B. J. van Wees. *Semiconductors and Semimetals*, volume 35. Academic Press, 1992.

- [77] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harman, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, and C. T. Foxon. *Phys. Rev. B*, 43:12431, 1991.
- [78] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, 60:848, 1988.
- [79] T. Vančura, T. Ihn, S. Broderick, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler. *Phys. Rev. B*, 62:5074, 2000.
- [80] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, 45:494, 1980.
- [81] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. *J. Phys. C*, 21:L209, 1988.
- [82] U. Wiedwald, M. Spasova, E.L. Salabas, M. Ulmeanu, M. Farle, Z. Frait, A.F. Rodriguez, D. Arvanitis, N.S. Sobal, M. Hilgendorff, and et al. *Phys. Rev. B*, 68:064424, 2003.
- [83] H. Xu, T. Heinzl, M. Evaldsson, S. Ihnatsenka, and I. V. Zozoulenko. *Phys. Rev. B*, 75:205301, 2007.
- [84] H. Xu, T. Heinzl, and I. V. Zozoulenko. *Phys. Rev. B*, 84:035319, 2011.
- [85] Y. Yokoyama, Y. Suzuki, S. Yuasa, K. Ando, K. Shigeto, T. Shinjo, P. Gogol, J. Miltat, A. Thiaville, T. Ono, and et. al. *J. Appl. Phys.*, 87:5618, 2000.
- [86] F. Zhai and H. Q. Xu. *Appl. Phys. Lett.*, 88:032502, 2006.
- [87] H. Z. Zheng, H. P. Wei, D. C. Tsui, and G. Weimann. *Phys. Rev. B*, 34:5635, 1986.
- [88] I. V. Zozoulenko, F. A. Maa, and E. H. Hauge. *Phys. Rev. B*, 53:7975, 1996.
- [89] I. V. Zozoulenko, F. A. Maa, and E. H. Hauge. *Phys. Rev. B*, 53:7987, 1996.

Abkürzungsverzeichnis

2DEG Zweidimensionales Elektronengas

n_2 Elektronendichte eines zweidimensionalen Elektronengas

μ Mobilität der Elektronen

l_e mittlere freie Weglänge der Elektronen

λ_F Fermi-Wellenlänge

k_F Fermi-Wellenvektor

E_F Fermi-Energie

v_F Fermi-Geschwindigkeit

m^* effektive Masse

$\hbar = h/(2\pi)$ Planksches Wirkungsquantum

D Zustandsdichte

l_b magnetische Länge

r_c Zyklotronradius

ω_c Zyklotronfrequenz

T Temperatur

T_e Elektronentemperatur

θ Winkel zwischen Probe und externem Magnetfeld

G Leitwert

G_{2T}	Leitwert einer Zwei-Punkt-Messung
ρ	spezifische Leitfähigkeit
R	Widerstand
I	Strom
V	Spannung
B	Magnetfeld
B^e	Angelegtes Magnetfeld
B_x^e	Magnetfeld parallel zum 2DEG
B_z^e	Magnetfeld senkrecht zum 2DEG
MB	Magnetische Einzel-Barriere
DMB	Magnetische Doppel-Barriere
$\mu_0 M$	Magnetisierung eines Ferromagneten
h	Filmdicke des Ferromagneten wodurch die MB erzeugt wird
d	Abstand zwischen Oberfläche und 2DEG
QPC	Quantenpunktkontakt (engl. quantum point contact)
QWR	Quantendraht
AMR	Anisotroper Magnetowiderstand
LBF	Landauer-Büttiker Formalismus
LDOS	lokale Zustandsdichte (engl. local density of states)
Ga	Gallium
As	Arsen
Al	Aluminium
Dy	Dysprosium

Gd Gadolinium

Co Kobalt

Ni Nickel

Cr Chrom

Au Gold

AFM Rasterkraftmikroskop (engl. atomic force microscope)

SEM Rasterelektronenmikroskop (engl. scanning electron microscope)

ESL Elektronenstrahlithographie (engl. e-beam lithography)

Publikationen

1. Observation of quantum states without a semiclassical equivalence bound by a magnetic field gradient, B. Schüler, M. Cerchez, H. Xu, J. Schluck, T. Heinzl, D. Reuter und A. D. Wieck, Phys. Rev. B, **90**, 201111 (R) , (2014).

Eigene Anteile: Probenpräparation (Strukturierung des Substrats): 90 %, Transportmessungen: 90 %, Numerische Simulationen: 50 %, Erstellung der Abbildungen: 50 %, Texterstellung des Manuskripts: 25 %.

2. Magnetoconductance of a magnetic double barrier in a quantum wire, B. Schüler, M. Cerchez, H. Xu, T. Heinzl, D. Reuter und A. D. Wieck, Superlattices and Microstructures, **79**, 54 , (2015).

Eigene Anteile: Probenpräparation (Strukturierung des Substrats): 90 %, Transportmessungen: 90 %, Numerische Simulationen: 50 %, Erstellung der Abbildungen: 50 %, Texterstellung des Manuskripts: 25 %.

3. Sensing domain wall pinning in the longitudinal magnetoresistance of a two-dimensional electron gas, D. Kazazis, B. Schüler, M. Granada, U. Gennser, G. Faini, M. Cerchez und T. Heinzl, Superlattices and Microstructures, **52**, 11 , (2012).

Eigene Anteile: Probenpräparation (Strukturierung des Substrats): 10 %, Transportmessungen: 25 %, Erstellung der Abbildungen: 0 %, Texterstellung des Manuskripts: 15 %.

4. Quasi-ballistic electron transport through bipolar localized magnetic fields, B. Schüler, T. Chirila, M. Cerchez, T. Heinzl, K. Pierz und H. K. Schumacher, in Vorbereitung, (2015).

Eigene Anteile: Probenpräparation (Strukturierung des Substrats): 90 %, Transportmessungen: 90 %, Numerische Simulationen: 0 %, Erstellung der Abbildungen: 50 %.

Danksagung

Diese Arbeit entstand mit Unterstützung von einigen Personen, denen ich hiermit danken möchte.

Zuallerst möchte ich Prof. Dr. Thomas Heinzl danken für die Aufnahme an seinem Lehrstuhl und die kontinuierliche Unterstützung. Er hat sich stets die Zeit genommen, Messergebnisse zu diskutieren und zu interpretieren. Dies brachte die Arbeit wesentlich voran.

Bei Herrn Prof. Dr. Klaus Dieter Schierbaum möchte ich mich bedanken, dass er sich freundlicherweise bereiterklärt hat, mein Mentor und Zweitgutachter zu sein.

Während dieser Arbeit begleitete mich auch PD Dr. Mihai Cerchez. Er führte mich in die Techniken der Probenpräparation als auch die Messtechniken bei tiefen Temperaturen ein. Er war neben Thomas mein Ansprechpartner bei allen Fragen rund um die Diskussion und Interpretation von Messergebnissen.

Jakob Schluck möchte ich für die angenehme Zusammenarbeit bei verschiedenen Projekten und das Korrekturlesen der Arbeit danken.

Dr. Hengyi Xu danke ich für die Bereitstellung seines Codes für die numerischen Simulationen und seine Einführung zum Umgang hiermit.

Prof. Dr. A. D. Wieck von der Universität Bochum und Prof. Dr. D. Reuter von der Universität Paderborn danke ich für die Bereitstellung der Heterostrukturen für die Experimente mit den Quantendrähten.

Prof. Dr. K. Pierz und Prof. Dr. H. K. Schuhmacher von der PTB in Braunschweig danke ich für die Bereitstellung von Heterostrukturen.

Dr. Dimitris Kazazis und Dr. Ulf Gennser vom CNRS in Marcoussis danke ich für die Kooperation im Rahmen des PROCOPE-Projekts.

Dr. Stefan Trellenkamp vom Forschungszentrum Jülich möchte ich für die Elektronenstrahlbelichtung danken.

Hendrik Bettermann und Heinrich Langer danke ich für die angenehme Zeit als Bürokollegen.

Christiane Braun und Bianka Lindenau möchte ich für die Unterstützung in allen möglichen administrativen Angelegenheiten danken.

Harald Götz, Wilfried Gjungjek-Schützek und Uwe Zimmermann haben mich bei allen technischen Problemen unterstützt, wofür ich ihnen danken möchte.

Auch den aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Meiner Familie und besonders meinen Eltern danke ich, dass sie mich immer unterstützt haben.

Ein ganz großer Dank gilt Irene nicht nur für das Korrekturlesen dieser Arbeit, sondern vor allem auch für ihr Verständnis und ihre Unterstützung während der Promotionszeit.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere an Eides Statt, dass die Dissertation von mir selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf erstellt worden ist. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Bernd Schüler Düsseldorf, den 17. Februar 2015