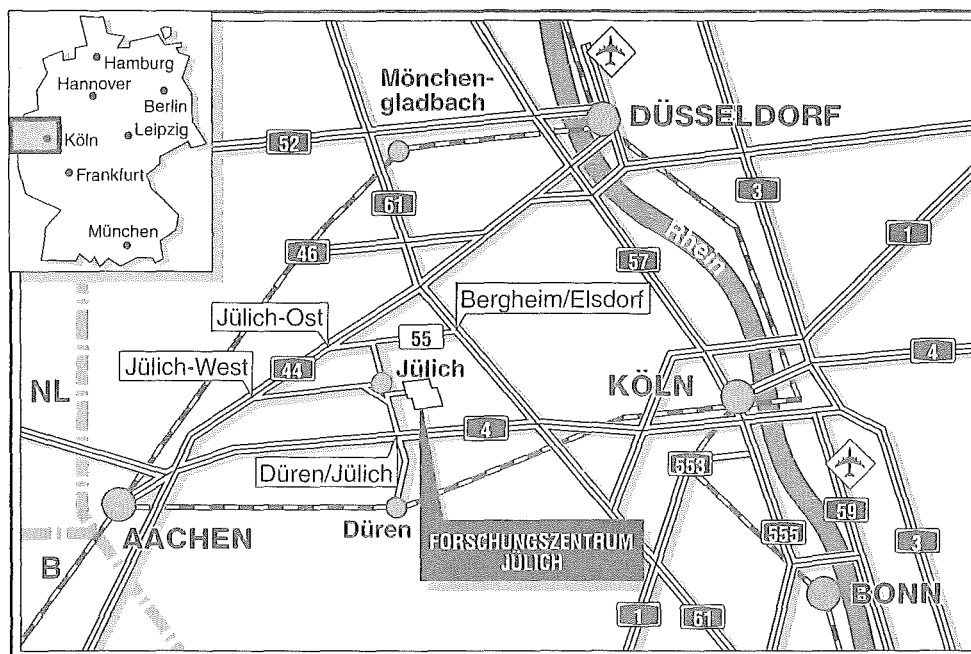




Institut für Schicht- und Ionentechnik

***Ladungstransport an Grenzflächen
zwischen Supraleitern und
hochbeweglichen zweidimensionalen
Elektronengasen***

Dirk Uhlisch



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3490
 ISSN 0944-2952
 Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3490
 D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
 D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
 ☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

***Ladungstransport an Grenzflächen
zwischen Supraleitern und
hochbeweglichen zweidimensionalen
Elektronengasen***

Dirk Uhlisch

Abstract

Charge carrier transport at interfaces between superconductors and high-mobility two-dimensional electron gases

From scientific point of view as well as with regard to possible applications in superconducting electronics it is interesting to combine quantum effects and ballistic transport in semiconductors with the superconducting state. Due to the high mobility and long de Broglie wave length of the charge carriers, two-dimensional electron gases (2DEG) are suitable for observing the mentioned effects. Therefore, in this work basic investigations of single superconductor/2DEG contacts are presented.

The high-mobility 2DEG used in this work forms at the interface of a GaInAs/InP heterostructure. As contact materials the superconductors Nb and NbN as well as the normal metals Au and Co are used. In order to prepare direct contacts to the buried 2DEG, the heterostructure has been etched uncovering the 2DEG at the mesa. In this way contacts of the mentioned materials to the 2DEG have been prepared under the same optimized conditions. They are compared with respect to their normal state contact resistances. Additionally, Nb/GaInAs/2DEG contacts using GaInAs as an intermediate layer are investigated. It turns out that argon ion bombardment used in the preparation process alters the conductivity of GaInAs in a surface layer.

In addition to these mainly technological investigations, measurements of the normal state resistance of Nb/2DEG contacts in a magnetic field are presented. If the magnetic field is orientated perpendicular to the plane of the 2DEG, the normal state contact resistance drops dramatically with increasing magnetic field. This decrease is explained in terms of a model which assumes ballistic transport in the 2DEG. Having this model in hand, transport near the interface as well as the properties of the contact can be characterized in more detail.

A new effect in the differential resistance of NbN/2DEG contacts in magnetic fields perpendicular to the plane of the 2DEG has been observed. This effect manifests itself in a splitting of the usual resistance maximum into a three-fold structure at voltages lower than the superconducting gap voltage. It qualitatively can be explained by a model which is an extension of the aforementioned model to the case of superconducting contacts. In this extension Andreev reflection as well as inelastic scattering of ballistic electrons is taken into account. The superposition of the different energy dependencies of these processes leads to the observed splitting of the subgap resistance maximum.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das zweidimensionale Elektronengas	3
2.1.1	Eigenschaften	3
2.1.2	Streumechanismen und Transportregime	5
2.1.3	Shubnikov–de Haas– und Quanten–Hall–Effekt	9
2.2	Landauer–Büttiker–Formalismus	13
2.2.1	Dreipunktmessung im Magnetfeld	15
2.3	Eigenschaften des Supraleiters	18
2.3.1	Grundlagen	18
2.3.2	Der Supraleiter im Magnetfeld	20
2.4	Die Supraleiter–Halbleiter–Grenzfläche	21
2.4.1	Andreev–Reflexion	22
2.4.2	BTK–Modell	25
2.4.3	Allgemeinere Modelle	28
3	Experimentelle Grundlagen	30
3.1	Materialien	30
3.1.1	Die Halbleiterheterostruktur	30
3.1.2	Kontaktmaterialien und Mesaisolation	32
3.2	Strukturierung dünner Schichten	36
3.2.1	Lithographie	36
3.2.2	Reaktives-Ionen-Ätzen	37
3.3	Probenherstellung	39

3.4	Probenlayouts	42
3.4.1	Oberflächenkontakte	42
3.4.2	Laterale Kontakte	43
3.5	Kryostaten	44
3.6	Meßelektronik	46
4	Untersuchungen zur Technologie	48
4.1	Einfluß der Reinigungsdauer auf die Aufräuhung einer InP-Oberfläche	48
4.2	Essigsäureätzung	51
4.3	Kontaktwiderstände	54
4.4	Zusammenfassung	58
5	Niob-Oberflächenkontakte	59
5.1	Einleitung	59
5.2	Experimentelle Ergebnisse	61
5.2.1	150 nm Barriere	62
5.2.2	60 nm Barriere	63
5.3	Vergleich mit lateralen Kontakten	68
5.4	Vergleich mit der Theorie	69
5.5	Zusammenfassung	73
6	Magnetfeldabhängigkeit des Normalwiderstands lateraler Kontakte	75
6.1	Einleitung	75
6.2	Modell	76
6.3	Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen	81
6.3.1	Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung	82

6.3.2	Ballistische Effekte	84
6.3.3	Breite Kontakte	86
6.3.4	Vergleich verschiedener Proben	88
6.4	Zusammenfassung	90
7	Laterale NbN-2DEG-Kontakte im Magnetfeld	92
7.1	Einleitung	92
7.2	Experimentelle Ergebnisse	93
7.2.1	Messungen im parallelen Magnetfeld	94
7.2.2	Messungen unter 45° und 90°	96
7.3	Modell	102
7.4	Zusammenfassung	116
8	Zusammenfassung und Ausblick	118
9	Anhang	121
9.1	Stromverteilung in parallelen, leitenden Schichten	121

1 Einleitung

Wenn man die bisherige Entwicklung in der siliziumbasierenden „Main-Stream-Technologie“ auf die nächsten Jahre extrapoliert, so kann man prognostizieren, daß die Miniaturisierung der integrierten Schaltungen etwa im Jahr 2010 an ihre technologischen und physikalischen Grenzen stoßen wird. Aus diesem Grund wird intensiv an der Erforschung alternativer Materialien und neuer Bauelementkonzepte gearbeitet. Ein möglicher Ausweg wird darin gesehen, nicht mehr wie bisher Elektronenkonzentrationen mittels elektrischem Feldeffekt zu steuern, sondern gezielt Quanteneffekte auszunutzen [1]. Dazu kann man z. B. den elektrisch aktiven Bereich der Bauelemente in einer, zwei oder drei Dimensionen auf eine Ausdehnung einschränken, die kleiner oder zumindest in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen im Halbleiter ist. Ein Beispiel für ein System mit reduzierter Dimensionalität ist das in dieser Arbeit verwendete zweidimensionale Elektronengas (2DEG). Bauelemente, die auf der Quantisierung von Elektronenzuständen beruhen und bei Raumtemperatur einsetzbar sind, sind z. B. resonante Tunneldioden [4] und SETs¹ [2, 3]. Eine andere Ausnutzung der Wellennatur des Elektrons gelingt in Interferenzexperimenten mit phasenkohärenten Elektronen bei Temperaturen unterhalb von etwa 2 K [5]. Auf einer völlig anderen quantenmechanischen Eigenschaft, nämlich dem Elektronenspin, beruhen Bauelementvorschläge, die z. B. in [6, 7] beschrieben werden.

Aus physikalischer Sicht, aber auch im Hinblick auf mögliche Anwendungen im Bereich der supraleitenden Elektronik, ist es interessant, die oben genannten Quanteneffekte im Halbleiter mit dem quantenmechanischen Zustand der Supraleitung zu kombinieren. Insbesondere die Entwicklung eines supraleitenden Dreitor-Bauelements, dessen Konzept sich grundlegend von dem des JOFETs² [8] unterscheidet, wäre wünschenswert. Ein Überblick über die Bedeutung und das Anwendungspotential supraleitender Dreitor-Bauelemente findet sich z. B. in [9, 10]. Ein erster Erfolg auf dem oben skizzierten Weg stellt die Herstellung eines JOFETs dar, mit dem eine Spannungsverstärkung erzielt werden konnte [11, 12]. Eine Übersicht weiterer experimenteller und theoretischer Arbeiten zu den hier relevanten Halbleiter-Supraleiter-Hybridssystemen findet sich z. B. in [13, 14, 15].

Voraussetzung für die Beobachtung und eventuelle Nutzung quantenmechanischer

¹Single Electron Transistors

²Josephson Field Effect Transistor

Effekte in Supraleiter–Halbleiter–Systemen ist die kontrollierte Herstellung hochtransparenter Grenzflächen zwischen den beiden Materialien. Darüberhinaus ist das physikalische Verständnis des Ladungstransports in diesen Strukturen unabdingbar. Aus dieser Motivation heraus werden in der vorliegenden Arbeit grundlegende Untersuchungen an Supraleiter–2DEG–Einzelkontakten vorgestellt. Als neuartige Charakterisierungsmethode des Transports nahe der Kontaktgrenzfläche werden dabei Messungen im Magnetfeld eingesetzt.

Das in dieser Arbeit verwendete hochbewegliche 2DEG bildet sich in einer GaInAs/InP–Heterostruktur aus. Als Kontaktmaterialien werden die Tieftemperatur-supraleiter Nb und NbN sowie die Normalleiter Au und Co verwendet. Zur Kontaktierung wird das vergrabene 2DEG an den durch Ätzen entstehenden Flanken freigelegt. Die unter gleichen, optimierten Bedingungen hergestellten Kontakte der oben genannten Metalle zum 2DEG werden bezüglich ihres normalleitenden Kontaktwiderstands verglichen. Weiterhin werden Nb–GaInAs–2DEG–Kontakte, bei denen GaInAs als Zwischenschicht eingesetzt wird, untersucht. Hierbei kann eine Änderung der elektrischen Leitfähigkeit des GaInAs in einer Oberflächenschicht durch Argonionenbeschuß festgestellt werden.

Neben diesen eher technologisch geprägten Untersuchungen werden Messungen des Normalwiderstands direkter Nb–2DEG–Kontakte im Magnetfeld vorgestellt. Wenn das Magnetfeld senkrecht auf der Ebene des 2DEG steht, fällt dieser mit steigendem Feld stark ab. Diese Abnahme wird durch ein Modell, das ballistischen Transport im 2DEG annimmt, erklärt. Dadurch kann der Transport nahe der Grenzfläche sowie die Eigenschaften des Kontakts genauer charakterisiert werden.

Wenn sich das Kontaktmaterial im supraleitenden Zustand befindet, kann bei konstanten Magnetfeldern eine Aufspaltung des Maximums im differentiellen Widerstand bei Spannungen unterhalb der supraleitenden Energielücke beobachtet werden. Dieser neue Effekt, den NbN–2DEG–Kontakte zeigen, kann durch eine Erweiterung des Modells, das für den normalleitenden Zustand entwickelt wurde, erklärt werden.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente notwendig sind, zusammengefaßt. Dabei werden die allgemeinen Grundlagen möglichst kurz dargestellt und nur die in den folgenden Kapiteln explizit angewendeten Zusammenhänge genauer hergeleitet.

2.1 Das zweidimensionale Elektronengas

In diesem Abschnitt werden die Entstehung und die Eigenschaften eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) beschrieben. Die relevanten Streumechanismen und die daraus resultierenden Transportregime werden vorgestellt. Abschließend werden kurz der Shubnikov–de Haas– und der Quanten–Hall–Effekt erklärt, die in quantisierenden äußeren Magnetfeldern auftreten.

2.1.1 Eigenschaften

In der vorliegenden Arbeit werden mittels Niederdruck–Gasphasenepitaxie (LP–MOVPE³) hergestellte GaInAs/InP–Heterostrukturen verwendet. Anhand dieses Systems wird hier die Ausprägung eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) erklärt. Der genaue, auf hohe Elektronenbeweglichkeiten bei tiefen Temperaturen ($T \leq 40$ K) optimierte Schichtaufbau wird in Abschnitt 3.1.1 vorgestellt.

Der Übergang zwischen den beiden halbleitenden Materialien InP und GaInAs ist atomar scharf. Da InP eine größere Bandlücke hat als GaInAs, kommt es am Heteroübergang durch Ladungstransfer vom InP ins GaInAs zu einer Verbiegung des Leitungs– und Valenzbandes [16]. Durch den Ladungstransfer wird das Fermi-niveau auf beiden Seiten der Grenzfläche ausgeglichen. Eine positive Raumladungszone im InP gewährleistet dabei insgesamt Ladungsneutralität.

Ist das GaInAs nominell undotiert und das InP durch den Einbau von Donatoren n-dotiert, so kann die Bandverbiegung so stark werden, daß die Leitungsbandkante im GaInAs an der Grenzfläche unter dem Fermi-niveau liegt. Dadurch existieren in einer Schicht, deren Ausdehnung senkrecht zur Grenzfläche typischerweise 10 nm beträgt, selbst für Temperaturen $T \rightarrow 0$ K freie Ladungsträger. Da die Elektronen im GaInAs

³Low Pressure–Metal Vapour Phase Epitaxy

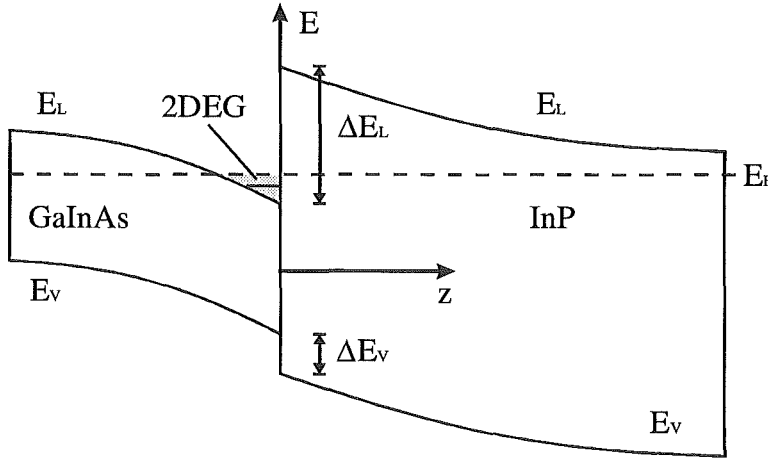


Abbildung 1: Schematischer Verlauf des Leitungs- (E_L) und Valenzbandes (E_V) eines GaInAs/InP-Heteroübergangs. ΔE_L und ΔE_V bezeichnen die Leitungsband- bzw. Valenzband-Diskontinuität. Im grau hinterlegten Bereich bildet sich das 2DEG aus. Das unterste zweidimensionale Subband E_0 ist durch eine waagerechte Linie angedeutet.

und InP für $T \leq 40$ K ausfrieren, ist der elektronische Transport für tiefe Temperaturen auf die Grenzschicht eingeschränkt. Abb. 1 zeigt schematisch den Bandverlauf in der Nähe des Heteroübergangs. Das System kann als zweidimensional betrachtet werden, weil die Fermi-Wellenlänge λ_F der Elektronen mit 30 nm bis 40 nm größer als die Breite des Potentialtopfs ist. Daher führt die Einschränkung durch den Potentialverlauf in z -Richtung zu quantisierten Energieniveaus E_i , sogenannten zweidimensionalen Subbändern. Parallel zur Grenzfläche dagegen ist die Bewegung der Elektronen frei. Man spricht in der Einelektronennäherung nicht wechselwirkender Teilchen von einem Elektronengas.

Bei den hier verwendeten Heterostrukturen ist die Elektronenkonzentration so gewählt worden, daß nur das unterste zweidimensionale Subband E_0 besetzt ist. Durch einen Separationsansatz läßt sich die kinetische Energie der Bewegung in der xy -Ebene von der Quantisierungsenergie separieren. Die Gesamtenergie der Elektronen an der Fermikante ist demnach für parabolische Subbänder:

$$E_{\text{ges}} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} + E_0 \quad (1)$$

m^* ist dabei die effektive Masse der Elektronen im Kristallgitter. Der erste Term wird als Fermi-Energie E_F bezeichnet. Mit der im Zweidimensionalen konstanten

Zustandsdichte je Subband

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

läßt sich für $T = 0$ K ein einfacher Zusammenhang zwischen k_F und der Elektronenkonzentration n gewinnen:

$$n = E_F \frac{m^*}{\pi \hbar^2} = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (3)$$

2.1.2 Streumechanismen und Transportregime

Elektronen im Festkörper können im Rahmen der Eielektronennäherung durch Blochwellen beschrieben werden. Dies trägt der Tatsache Rechnung, daß sie beim Transport durch ein exakt periodisches Gitter nicht gestreut werden. Erst Störungen der Periodizität des Gitters oder Wechselwirkungen der Elektronen untereinander führen zu richtungsändernden Stößen.

In diesem Abschnitt werden die möglichen Ursachen für Elektronenstreuung beschrieben. Der Einfluß der beschriebenen Mechanismen auf den gemessenen Widerstand wird für den hier relevanten Fall kleiner Temperaturen $k_B T \ll E_F$ und kleiner Anregungsenergien $eU \ll E_F$ diskutiert. Die relevanten Streubeiträge werden dann in entsprechenden mittleren freien Weglängen zusammengefaßt. Der Vergleich mit den Probenabmessungen macht dann die Unterscheidung verschiedener Transportregime möglich.

Streumechanismen

Folgende Beiträge zur Streuung im 2DEG können unterschieden werden:

- *Streuung an akustischen und optischen Phononen.* Gitterschwingungen stören die Periodizität des Gitters und führen daher zu Streuung. Für die Anregung optischer Phononen existiert jedoch ein Schwellenwert [17]. Dieser liegt beim hier verwendeten GaInAs bei ca. 39 meV. Diese Energie wird in den Experimenten weder durch $k_B T$ noch von eU überschritten. Daher können im vorliegenden Fall nur akustische Phononen, die auch bei kleinsten Energien angeregt werden können, eine Rolle spielen. Die durch sie hervorgerufene Deformationpotential-Streuung und piezoelektrische Streuung wirkt sich im

GaInAs nur in einem Temperaturbereich von 20 K bis 60 K aus [17]. Für den hier relevanten Fall tieferer Temperaturen liefern sie jedoch einen untergeordneten Streubeitrag und werden daher vernachlässigt.

- *Grenzflächenstreuung.* Prinzipiell können Rauigkeiten der Heterogrenzfläche einen Streubeitrag liefern. Ein solcher Beitrag wird bei den hier verwendeten Schichten jedoch in der Regel nicht beobachtet.
- *Streuung an ionisierten Störstellen.* Durch die räumliche Trennung des 2DEG von der Dotierschicht (vgl. Abb. 9) ist dieser Streubeitrag gegenüber volumen-dotierten Halbleitern stark verringert. Eine unvermeidliche Hintergrunddotierung des nominell undotierten GaInAs bedingt jedoch eine endliche Zahl von ionisierten Störstellen am Ort des 2DEG. Beide Streubeiträge sind auch bei tiefsten Temperaturen relevant.
- *Legierungsstreuung.* In ternären, wie hier im GaInAs, und quaternären Legierungen (wie z. B. GaInAsP) treten Unregelmäßigkeiten in der Verteilung der einzelnen Komponenten auf. Diese Abweichungen von der idealen Gitterordnung führen zu einem kurzreichweitigen Streupotential. Hieraus resultiert ein fast temperaturunabhängiger Streubeitrag, der bei Temperaturen kleiner 40 K die Beweglichkeit limitiert [17].
- *Elektron–Elektron–Streuung.* Die energetische Relaxation angeregter Elektronen oder Löcher verläuft für kleine Energien über Einteilchenwechselwirkungen. Bei einer Temperatur T liegen die angeregten Zustände im wesentlichen in einem energetischen Bereich von $\pm k_B T$ um E_F herum. Da wegen des Pauli-Prinzips die Endzustände der Streuprozesse ebenfalls in diesem Bereich liegen müssen, ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für Elektron–Elektron–Streuung in erster Näherung proportional zu $(k_B T / E_F)^2$. Die Anregung von Plasmonen hingegen erfordert eine Mindestenergie, die für $\text{Ga}_{0.23}\text{In}_{0.77}\text{As}$ bei einer Fermi-Energie von 23 meV einen Wert von ca. 13 meV hat [18, 19] und damit in den vorgestellten Experimenten nicht erreicht wird.

Für die Experimente in der vorliegenden Arbeit sind also die Legierungsstreuung, die Streuung an ionisierten Störstellen und die Elektron–Elektron–Wechselwirkung relevant.

Charakteristische Weglängen und Transportregime

Der Einfluß der hier relevanten Streubeiträge kann im Rahmen der Relaxationszeitnäherung durch Streuraten beschrieben werden. Wenn sie als voneinander unabhängig betrachtet werden können addieren sie sich gemäß der Matthiessenschen Regel (siehe z. B. [17, 20]) zu einer Gesamtstreurate:

$$\frac{1}{\tau_{\text{ges}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (4)$$

Diese Schreibweise ist möglich, weil das 2DEG für tiefe Temperaturen ein elektronisch entartetes System darstellt, bei dem der Transport nur an der Fermi-Kante stattfindet. In Gl. (4) gehen also nur die Werte der Streuraten bei E_F ein.

Je nach zu beschreibender physikalischer Größe gehen unter Umständen andere Streumechanismen in τ_{ges} ein. Daraus resultieren verschieden definierte mittlere freie Weglängen.

Als erstes soll die mittlere freie Weglänge zwischen impulsrelaxierenden Stößen definiert werden, die den spezifischen Widerstand des 2DEG bestimmen. Der Hauptbeitrag zur Elektron–Elektron–Wechselwirkung ist ein Zweiteilchenprozeß, der deshalb den Gesamtimpuls der streuenden Elektronen erhält (vgl. z. B. [5]). Daher bestimmen hier nur die Streuraten an ionisierten Störstellen τ_{ion}^{-1} und die Legierungsstreurate τ_{leg}^{-1} für tiefe Temperaturen den Widerstand. Diese beiden Prozesse sind elastisch, weshalb die entsprechende Transportweglänge hier als elastische freie Weglänge l_{el} bezeichnet wird. Sie ist definiert als:

$$l_{\text{el}} = v_F \tau_{\text{el}} = v_F \left[\frac{1}{\tau_{\text{leg}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ion}}} \right]^{-1} \quad (5)$$

Die genaue Definition der Streuraten findet sich z. B. in [17, 21]. Für die spätere Diskussion ballistischer Effekte ist es hier nur wesentlich, daß l_{el} der mittlere Abstand zwischen zwei Streuereignissen ist, bei denen das Elektron um einen großen Winkel θ aus der Transportrichtung abgelenkt wird. Nur solche Streuereignisse haben einen wesentlichen Einfluß auf den gemessenen Widerstand. Die Streuung an ionisierten Störstellen ist im Gegensatz zur Legierungsstreuung ein Prozeß, bei dem die Streuung um kleine Winkel bevorzugt auftritt. Daher enthält die Definition von τ_{ion}^{-1} einen Term $(1 - \cos(\theta))$, der die Streuung um große Winkel stärker gewichtet:

$$\frac{1}{\tau_{\text{ion}}} = \int_0^{2\pi} S(\theta) (1 - \cos(\theta)) d\theta \quad (6)$$

Die Funktion $S(\theta)$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, daß das Elektron um einen Winkel θ gestreut wird.

Die Detektion ballistischer Elektronen mit Hilfe von Punktkontakten hängt auch von Streuereignissen ab, bei denen die Elektronen nur um kleine Winkel aus der Transportrichtung abgelenkt werden [22, 23]. Deshalb wird die ballistische freie Weglänge l_b für kleine Spannungen U und Temperaturen T ($eU, k_B T \ll E_F$) eingeführt. Da inelastische Prozesse unter dieser Bedingung vernachlässigbar sind, kann sie wie l_{el} mit Gl. (5) berechnet werden. Allerdings wird der Gewichtungsfaktor $(1 - \cos(\alpha))$ in Gl. (6) weggelassen. Dadurch wird auch die Streuung um kleine Winkel voll erfaßt und l_b ist kleiner als l_{el} .

Bei Messungen, in denen die energetische Relaxation der stromtragenden Elektronen von Bedeutung ist, spielt die Elektron–Elektron–Streulänge l_{ee} eine Rolle (vgl. Kap. 7). Sie stellt den mittleren Abstand zwischen inelastischen Stößen der Elektronen dar.

Für die Beobachtbarkeit von Interferenzen der Elektronenwellenfunktion ist die charakteristische Länge entscheidend, über die die Phasenkohärenz erhalten ist. Diese Länge wird mit l_ϕ bezeichnet. Allgemein gilt, daß $l_{ee} \geq l_\phi$ ist, weil inelastische Streuung ein phasenbrechender Prozeß ist und damit l_ϕ begrenzt. Falls keine anderen Wechselwirkungen vorliegen, die die Phase der Wellenfunktion beeinflussen, sind beide Transportlängen identisch.

Mit den hier eingeführten mittleren freien Weglängen lassen sich nun verschiedene Transportregime definieren. Für die Beschreibung der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente ist insbesondere eine Unterscheidung zwischen diffusivem und ballistischem Transportregime wichtig. Wenn Kleinwinkelstreuung einen Einfluß hat ist dabei l_b , sonst l_{el} die entscheidende Länge. Betrachtet man einen zweidimensionalen Leiter der Breite w und Länge l , so kann man zwischen

- ballistischem ($l_{el}, l_b > l, w$)
- quasiballistischem ($l > l_{el}, l_b > w$)
- und diffusivem ($l, w > l_{el}, l_b$)

Transport unterscheiden.

Die elastische mittlere freie Weglänge l_{el} läßt sich direkt aus der im diffusiven Regime gemessenen Drude–Leitfähigkeit σ_0 berechnen. Mit der Definition der Beweglichkeit $\mu = \tau_{\text{el}} e / m^*$ und den Gleichungen (3) und (5) ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\sigma_0 = en\mu = \frac{e^2}{h} k_{\text{F}} l_{\text{el}} \quad (7)$$

2.1.3 Shubnikov–de Haas– und Quanten–Hall–Effekt

Der Quanten–Hall–Effekt ist erstmals 1980 von K. von Klitzing experimentell beobachtet worden [24]. Die physikalischen Eigenschaften dieses Effekts werden in diesem Abschnitt kurz erläutert.

Landau–Niveaus

In einem senkrecht zur Ebene des 2DEG orientierten Magnetfeld B werden die Elektronen durch die Lorentz–Kraft auf Kreisbahnen gezwungen. Dadurch wird die Bewegung, die für $B = 0$ T in der xy –Ebene frei ist, weiter eingeschränkt. Die Kreisfrequenz $\omega_c = eB/m^*$ steigt linear mit B . Gilt $\omega_c \tau_{\text{el}} \gg 1$, d. h. wird die Kreisbahn erst nach mehreren Durchläufen durch elastische Streuung unterbrochen, so führt diese Bewegung zu einer energetischen Quantisierung. Die Lösung der Schrödingergleichung im Magnetfeld ergibt folgende Eigenenergien des Systems (siehe z. B. [25]):

$$E(n_{\text{L}}, k) = E_0 + \left(n_{\text{L}} + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \quad n_{\text{L}} = 0, 1, 2 \dots \quad (8)$$

Dabei ist angenommen worden, daß nur das niedrigste zweidimensionale Subband E_0 des 2DEG besetzt ist (vgl. Gl. (1)). Im quantisierenden Magnetfeld sind gemäß Gl. (8) also nicht mehr alle Energien quasikontinuierlich bis E_{F} besetzbar. Vielmehr kondensieren die Zustände auf sogenannten Landau–Niveaus, die bei den Energien $(n_{\text{L}} + 1/2)\omega_c$ liegen und mit der Quantenzahl n_{L} bezeichnet werden. Entsprechend der klassischen Kreisbewegung sind die quantenmechanischen Energieniveaus die des harmonischen Oszillators. Sie sind unabhängig von der Wellenzahl k .

Die endliche Streuung in der Probe führt dazu, daß die Landau–Niveaus energetisch verbreitert sind. Dabei wird angenommen, daß nur in der Nähe der Energiewerte $(n_{\text{L}} + 1/2)\omega_c$ räumlich ausgedehnte Zustände existieren, die einen zweidimensionalen Stromtransport in der Probe ermöglichen. Der restliche Teil der verbreiterten Landau–Niveaus besteht in diesem Bild aus z. B. an Störstellen lokalisierten

Zuständen, die nicht zum Stromfluß beitragen. Dadurch ist die Zustandsdichte auch zwischen den Landau-Niveaus endlich und es ergibt sich folgendes Bild: Solange die Fermi-Energie zwischen den Landau-Niveaus liegt verschwindet der Längswiderstand $R_{xx}(B)$ der Probe und der Hall-Widerstand R_H bleibt konstant. Wenn die Fermi-Energie ein Landau-Niveau schneidet, so tritt zweidimensionale Streuung auf. Dann ändert der Hall-Widerstand seinen Wert und der Längswiderstand wird endlich. Die dadurch verursachten Oszillationen in $R_{xx}(B)$ werden als Shubnikov-de Haas-Effekt bezeichnet. Neben der Elektronenkonzentration n kann man aus $R_{xx}(B)$ weitere wichtige Materialeigenschaften wie z. B. die effektive Masse m^* bestimmen [23, 26]. Das Verhalten des Hall-Widerstands wird Quanten-Hall-Effekt genannt. R_H nimmt zwischen den Landau-Niveaus die quantisierten Werte

$$R_H = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{N} \quad N = 1, 2, 3 \dots \quad (9)$$

an. N ist dabei die Zahl der vollbesetzten, spinentarteten Landau-Niveaus. Das Verschwinden des Längswiderstands und die Quantisierung von R_H wird im Bild der Randkanäle, das im nächsten Abschnitt eingeführt wird, besser verständlich.

Bisher ist der Einfluß des Elektronenspins, der mit dem äußeren Magnetfeld wechselwirkt, vernachlässigt worden. Bei hohen Magnetfeldern beobachtet man jedoch eine Zeeman-Aufspaltung der Landau-Niveaus, die durch folgenden Term beschrieben wird, der in Gl. (8) hinzugenommen werden muß (siehe z. B. [27]):

$$E_{Zm} = sg^* \mu_B B \quad s = \pm \frac{1}{2} \quad (10)$$

s ist die Spinquantenzahl, die die Einstellung der Projektion des Elektronenspins auf die Magnetfeldrichtung angibt. μ_B ist das Bohrsche Magnetron und g^* der effektive Landé-Faktor. Der Quanten-Hall-Widerstand für N spinaufgespaltene Landau-Niveaus ist durch $h/(Ne^2)$ gegeben.

Randkanäle

Bisher ist die endliche Ausdehnung der Probe nicht berücksichtigt worden. Ein sehr anschauliches Bild des QHE beruht aber auf der Betrachtung von Randkanälen, die sich im quantisierenden Magnetfeld ausprägen [28].

Betrachtet wird eine ideale, zweidimensionale Probe, in der der Stromtransport in x -Richtung stattfindet, und die in y -Richtung durch ein Potential $U(y)$ begrenzt

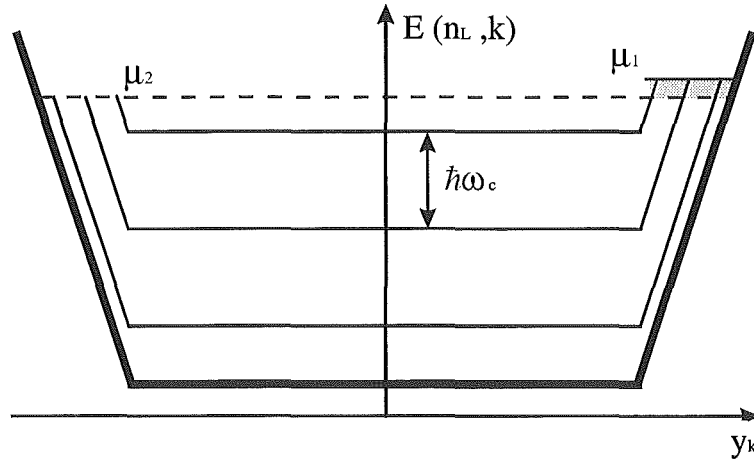


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Ausprägung von Randkanälen im Magnetfeld. Im Inneren der Probe verlaufen die Landau-niveaus flach und haben einen energetischen Abstand von $\hbar\omega_c$. Am Rand addiert sich in erster Näherung das die Probe begrenzende Potential $U(y_k)$. Der Nettostrom wird von den Elektronen im grau hinterlegten Energiebereich getragen und ist gegeben durch: $I_n = 3 \frac{2e^2}{h} \frac{\mu_1 - \mu_2}{e}$.

ist. In [25] wird $U(y)$ in Störungsrechnung niedrigster Ordnung berücksichtigt. Das Ergebnis ist, daß das Potential $U(y)$ als zusätzlicher Summand in Gl. (8) auftritt:

$$E(n_L, k) \approx E_0 + \left(n_L + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + U(y_k) \quad \text{mit:} \quad y_k = \frac{\hbar k}{eB} \quad (11)$$

Dabei wird es an der Stelle y_k , d. h. dem Zentrum der Wellenfunktion für den Fall der unendlich ausgedehnten Probe, ausgewertet. Voraussetzung dafür ist, daß $U(y)$ bezogen auf die Ausdehnung der Wellenfunktion in y -Richtung als näherungsweise konstant betrachtet werden kann. Die Ausbildung der Randkanäle ist schematisch in Abb. 2 dargestellt.

Die Energieniveaus werden abhängig von der Lage des Schwerpunkts der Wellenfunktion: Die im Inneren der Probe flach verlaufenden Landau-Niveaus biegen sich am Rand durch das die Probe begrenzende Potential hoch und schneiden die Fermi-Energie. Gleichzeitig sieht man, daß nur die Elektronen in Zuständen nahe des Probenrandes eine nicht verschwindende Geschwindigkeit in x -Richtung besitzen:

$$v(n_L, k) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(n_L, k)}{\partial k} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial U(y_k)}{\partial k} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial U(y)}{\partial y} \frac{\partial y_k}{\partial k} = \frac{1}{eB} \frac{\partial U(y)}{\partial y} \quad (12)$$

Da zudem $\partial U(y)/\partial y$ an einem Probenrand positiv und am gegenüberliegenden negativ ist, fließen auch die Ströme in den so definierten eindimensionalen Randkanälen

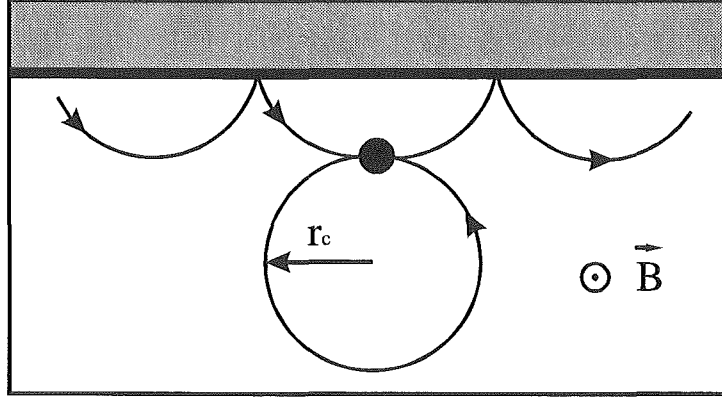


Abbildung 3: Unterdrückung der Rückstreuung für $r_c < l_{el}$: Die Schwerpunktsbewegung eines Elektrons, das sich auf der eingezeichneten Trajektorie am Probenrand entlangbewegt, wird durch die Störstelle nicht umgekehrt.

in entgegengesetzte Richtung.

Die Gruppengeschwindigkeit $v(n_L, k)$ nimmt linear mit B ab. Der Strom je Randkanal ist jedoch unabhängig vom Magnetfeld, da gleichzeitig die Zustandsdichte je Landau-Niveau proportional zu B anwächst.

Wenn die Fermi-Energie im Inneren der Probe gerade zwischen zwei Landau-Niveaus liegt, ist die Streuung quer über die Probe nicht möglich. Außerdem ist die Richtung der Gruppengeschwindigkeit an einem Probenrand fest vorgegeben. Daher werden die Randkanäle zu idealen, eindimensionalen Leitern, die Äquipotentialflächen darstellen. Mit dem in Abschnitt 2.2 eingeführten Landauer-Büttiker-Formalismus ergibt sich aus der Tatsache, daß N eindimensionale Randkanäle den Strom tragen, zwanglos der Wert des Quanten-Hall-Widerstands in Gl. (9).

Klassisch kann man sich das Verschwinden des longitudinalen Widerstands durch die Unterdrückung der Rückstreuung von Elektronen vorstellen, die sich auf Zyklotronbahnen entlang des Probenrandes bewegen [28]. Dies ist in Abb. 3 veranschaulicht. Sobald der Radius der Zyklotronbahn $r_c = \hbar k_F / (eB)$ kleiner wird als die mittlere elastische freie Weglänge l_{el} kann die Schwerpunktsbewegung des Elektrons nicht mehr umgekehrt werden. Wie in [29, 30, 31] gezeigt wird, ist die Unterdrückung der Rückstreuung durch das Magnetfeld aber auch im Fall $r_c > l_{el}$ wirksam. Dies könnte das quasiballistische Verhalten der in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellten Proben erklären.

2.2 Landauer–Büttiker–Formalismus

Im Landauer–Büttiker–Formalismus wird der Widerstand einer Probe durch Reflexions- und Transmissionskoeffizienten beschrieben [32, 33]. Die Reflexion der Ladungsträger in der Probe wird durch elastische Streuung hervorgerufen. Energiedissipation findet in diesem Bild nur in den an die Probe angeschlossenen Reservoiren statt, die sich auf den chemischen Potentialen $\mu_1 \dots \mu_i$ befinden. Sie sind über ideale, d. h. widerstandsfreie, eindimensionale Zuleitungen mit der Probe verbunden. Das Konzept beruht darauf, in diesen Zuleitungen die sich aufgrund der elektrochemischen Potentiale und Transmissionskoeffizienten einstellenden Ströme zu berechnen.

Zunächst soll der Leitwert einer Probe berechnet werden, die nur aus zwei Reservoiren besteht, die durch einen idealen, reflexionsfreien, eindimensionalen Leiter verbunden sind. Ein eindimensionaler Leiter entsteht aus einem 2DEG, indem es in der xy -Ebene, z. B. in der y -Richtung, lateral eingeschränkt wird. Somit werden aus den zweidimensionalen Subbändern durch die zusätzliche Quantisierung eindimensionale Subbänder. In diesen ist der Transport nur noch in x -Richtung frei. Im betrachteten Leiter sei gerade ein eindimensionales Subband ausgeprägt.

Die Zustandsdichte in einer Dimension hat folgende Form:

$$D_{1D}(E) = \frac{4}{hv(E)} \quad (13)$$

Sie enthält Zustände mit positiver wie negativer Geschwindigkeit in x -Richtung. Bei der Berechnung des Stroms, der in die positive x -Richtung fließt, geht daher nur $\frac{1}{2}D_{1D}$ ein:

$$I_x = e \int_{\mu_2}^{\mu_1} \frac{1}{2} D_{1D} v(E) dE = \frac{2e}{h} (\mu_1 - \mu_2) \quad (14)$$

Der Leitwert der Probe ist also endlich und hat den Wert:

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad (15)$$

Dieser endliche Leitwert ist nicht auf Streuung innerhalb der Probe zurückzuführen. Er ist anschaulich dadurch bedingt, daß den Elektronen beim Einprägen des Stroms von den Reservoiren in den eindimensionalen Leiter nur endlich viele Zustände zur Verfügung stehen. Man spricht deshalb auch von einem Kontaktwiderstand, der zwischen den beiden Reservoiren gemessen wird [34]. Der ideale, eindimensionale Leiter selbst stellt eine Äquipotentialfläche dar. Der endliche Widerstand aufgrund einer

geometrischen Einschnürung findet sich auch im Sharvin-Widerstand [35] wieder, der im Falle des Quantenpunktcontact gerade in Einheiten des in Gl. (15) angegebenen Leitwerts quantisiert ist [36, 37]: Tragen N eindimensionale Moden zum Leitwert bei, so ist der Gesamtleitwert $2Ne^2/h$.

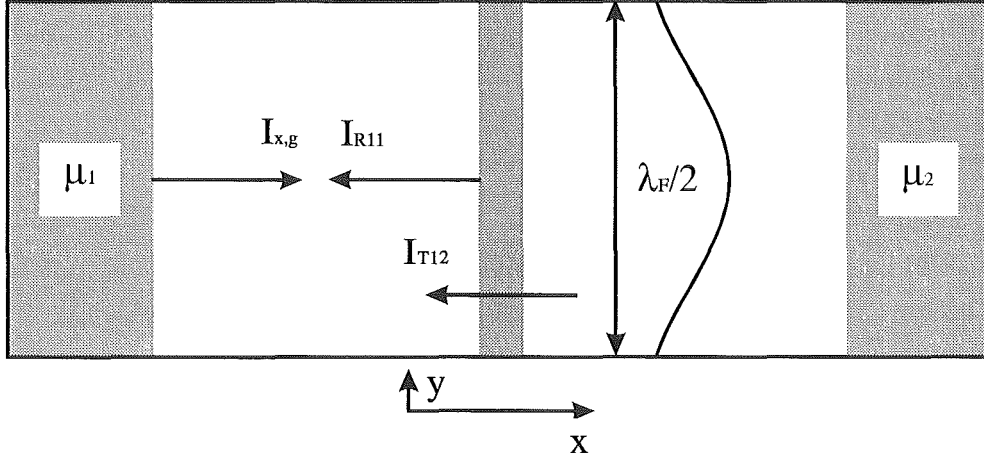


Abbildung 4: Eindimensionale Probe mit elastischem Streuzentrum und idealen Stromkontakten. Der Nettostrom ergibt sich zu $I_{n,1} = I_{x,g} + I_{R11} + I_{T12}$. Angezeigt ist die Wellenfunktion des Elektrons, deren halbe Wellenlänge $\lambda_F/2$ gerade der Breite der Probe entspricht.

Jetzt wird elastische Streuung in der in Abb. 4 abgebildeten Probe angenommen. Der Einfachheit halber wird wieder nur ein einziges eindimensionales Subband betrachtet. Aufgrund der Streuung werden die Elektronen nur mit einer Wahrscheinlichkeit T_{21} vom Reservoir 1 ins Reservoir 2 transmittiert. Die Reflexion erfolgt wegen der Ladungserhaltung mit der Wahrscheinlichkeit $R_{11} = 1 - T_{21}$. Der Gesamtstrom, der in der idealen Zuleitung von Reservoir 1 in positiver x -Richtung fließt, läßt sich mit Gl. (14) berechnen, wenn man die untere Integralgrenze gleich Null setzt:

$$I_{x,g} = \frac{2e}{h} \mu_1 \quad (16)$$

Um den Nettostrom $I_{n,1}$ in Zuleitung 1 zu erhalten, muß man noch den aus der Probe reflektierten Strom I_{R11} und den von Reservoir 2 transmittierten Strom addieren:

$$I_{R11} = -\frac{2e}{h} \mu_1 R_{11} \quad (17)$$

$$I_{T12} = -\frac{2e}{h} \mu_2 T_{12} \quad (18)$$

$$I_{n,1} = \frac{2e}{h} [(1 - R_{11})\mu_1 - T_{12}\mu_2] = \frac{2e}{h} T_{12}(\mu_1 - \mu_2) \quad (19)$$

Bei der letzten Umformung wurde benutzt, daß aufgrund der Zeitumkehrinvarianz des Systems $T_{12} = T_{21}$ gilt.

Gl. (19) ist auf den allgemeinen Fall einer Probe mit N eindimensionalen Moden [38] in P Zuleitungen verallgemeinert worden [39, 40, 41]. Der Strom in Zuleitung i ist in diesem Fall:

$$I_i = \frac{2e}{h} \left[(N_i - \tilde{R}_{ii})\mu_i - \sum_{j \neq i}^P \tilde{T}_{ij}\mu_j \right] \quad (20)$$

Dabei beinhalten die Koeffizienten $\tilde{R}_{ii}$ und $\tilde{T}_{ij}$ die Reflexionen bzw. Transmissionen von einem Kanal in alle anderen $N - 1$ Kanäle.

Die Ausprägung eindimensionaler Moden im 2DEG ist nicht auf den Fall der Quantisierung durch ein elektrostatisches Potential beschränkt. Im Abschnitt 2.1.3 wird das Konzept der Randkanäle eingeführt, die sich in quantisierenden Magnetfeldern im 2DEG ausprägen. Diese besitzen über makroskopische Längen die Eigenschaft idealer eindimensionaler Leiter. Deshalb bietet sich der Landauer–Büttiker–Formalismus zur Analyse des Transports und der zur Messung verwendeten Kontakte im Quanten–Hall–Regime an [28]. Ein vereinfachtes Beispiel wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

2.2.1 Dreipunktmessung im Magnetfeld

Im folgenden wird der im letzten Abschnitt vorgestellte Landauer–Büttiker–Formalismus auf eine Dreipunktmessung im Magnetfeld angewendet (siehe z. B. [28, 42, 25]). Ziel dabei ist es, den Widerstand eines stromführenden Kontakts zu bestimmen. Dieser wird so beschrieben, daß er einen Teil des eintreffenden Stroms reflektiert. In einem zweiten Schritt wird dieser reflektierte Strom mit dem Kontaktwiderstand R_K in Beziehung gesetzt.

Abb. 5 stellt die zu berechnende Struktur dar. Sie besteht aus dem weiß dargestellten Bereich des 2DEG, an das sechs ideale ohmsche Kontakte angeschlossen sind, die sich auf den elektrochemischen Potentialen μ_i befinden. Eine Stromquelle I_{Q1} erzeugt den Nettostrom I_n , der durch Kontakt 1 ins 2DEG eingespeist und durch Kontakt 4 abgeführt wird. Das 2DEG befindet sich in einem quantisierenden Magnetfeld, in dem der Strom in N Randkanälen dissipationsfrei transportiert wird. Die Magnetfeldrichtung ist dabei so gewählt, daß der Transport in den Randkanälen im Uhrzeigersinn erfolgt. Im Experiment werden die beiden Spannungen

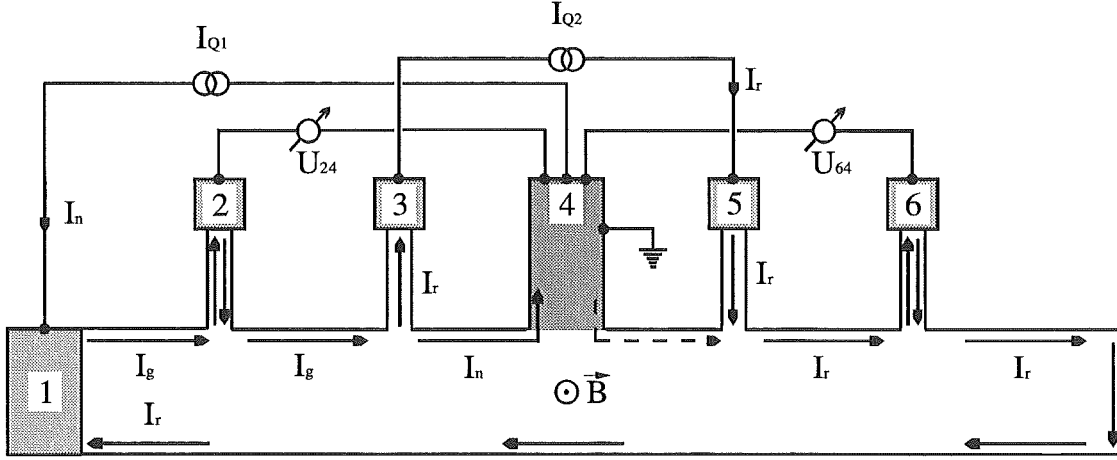


Abbildung 5: Ersatzschaltbild für die Strom- und Potentialverteilung einer Probe mit reflektierendem Stromkontakt 4 im Landauer-Büttiker-Bild; $I_g = I_n + I_r$.

$U_{24} = (\mu_2 - \mu_4)/e$ und $U_{64} = (\mu_6 - \mu_4)/e$ gemessen. Dabei ist die Definition so gewählt worden, daß sich positive Spannungsabfälle ergeben. Kontakt 4 ist in der realen Probe der Kontakt, dessen Widerstand bestimmt werden soll. Der endliche Widerstand hat die Reflexion eines Teils des zum Kontakt fließenden Gesamtstroms I_g zur Folge. Hier wird der an Kontakt 4 reflektierte Strom I_r durch die Kontakte 3 und 5 sowie die zweite Stromquelle I_{Q2} modelliert, die in der realen Probe nicht existieren.

Das Magnetfeld erzeugt im 2DEG N spinaufgespaltene Randkanäle. Die Rückstreuung ($R_{ii} = 0$) sowie die Streuung quer über die Probe sind unterdrückt. Dadurch nimmt z. B. die Transmissionswahrscheinlichkeit T_{2j} für Elektronen, die aus Kontakt j austreten und zum Kontakt 2 gelangen, nur für $j = 1$ den Wert 1 an und ist für $j \neq 1$ Null. Der Strom, der in einen Kontakt fließt, hängt folglich nur von der Differenz zweier elektrochemischer Potentiale ab. Ströme und Potentialdifferenzen sind durch den Leitwert $G = Ne^2/h$ verknüpft, der gleich dem reziproken Wert des Quanten-Hall-Widerstands $R_H^{-1} = Ne^2/h$ ist. Für die sechs Kontakte der Probe

ergeben sich folgende Beziehungen für die jeweiligen Ströme:

$$\begin{aligned}
I_1 &= G(\mu_1 - \mu_6)/e = I_n &\Rightarrow e(\mu_1 - \mu_6)/e &= R_H I_n \\
I_2 &= G(\mu_2 - \mu_1)/e = 0 &\Rightarrow \mu_2 &= \mu_1 \\
I_3 &= G(\mu_3 - \mu_2)/e = -I_r &\Rightarrow \mu_2/e &= \rho_{xy} I_r + \mu_3/e \\
I_4 &= G(\mu_4 - \mu_3)/e = -I_n &\Rightarrow (\mu_3 - \mu_4)/e &= R_H I_n \\
I_5 &= G(\mu_5 - \mu_4)/e = I_r &\Rightarrow (\mu_5 - \mu_4)/e &= R_H I_r \\
I_6 &= G(\mu_6 - \mu_5)/e = 0 &\Rightarrow \mu_6 &= \mu_5
\end{aligned} \tag{21}$$

Aus dem Gleichungssystem (21) lassen sich nun die beiden Spannungen U_{24} und U_{64} bestimmen. Dabei kann ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit $\mu_4 = 0$ gewählt werden. Man erhält:

$$U_{64} = R_H I_r \tag{22}$$

$$U_{24} = R_H (I_n + I_r) = U_H + U_{64} \tag{23}$$

Es zeigt sich, daß sich die beiden Spannungen U_{64} und U_{24} gerade um die Hallspannung $U_H = R_H I_n$ unterscheiden.

Betrachtet man nun die Verhältnisse in der realen Probe, d. h. ohne die Kontakte 3 und 5 und ohne die zweite Stromquelle I_{Q2} , so ergibt sich folgendes Bild: Die Hallspannung $U_H = R_H I_n$ fällt auch für verschwindenden Kontaktwiderstand R_K am Kontakt 4 ab. Ist $R_K \neq 0$, so muß die Stromquelle I_{Q1} zur Aufrechterhaltung des Stroms I_n die zusätzliche Spannung $U_K = R_K I_n$ zwischen den Kontakten 1 und 4 erzeugen. Da $\mu_2 = \mu_1$ kann man U_{24} also auch als $U_{24} = U_H + R_K I_n$ schreiben. Ein Vergleich mit den Gleichungen (22) und (23) ergibt den gesuchten Zusammenhang zwischen R_K und dem reflektierten Strom I_r :

$$U_{64} = R_K I_n = R_H I_r \tag{24}$$

$$\text{bzw. : } I_r = \frac{R_K}{R_H} I_n \tag{25}$$

Die Gleichungen (24) und (25) besagen, daß für ein steigendes Magnetfeld B und damit steigendes R_H bei festgehaltenem Nettostrom I_n ein immer kleinerer Anteil von I_g vom Kontakt reflektiert wird, wenn R_K magnetfeldunabhängig ist. Gleichzeitig verursacht aber der sinkende Strom I_r an dem im gleichen Maße steigenden R_H einen konstanten Spannungsabfall U_{64} , der bei jedem Magnetfeld dem Spannungsabfall $R_K I_n$ entspricht. Es ist also möglich, von der Magnetfeldabhängigkeit $U_{64}(B)$ auf $R_K(B)$ zurückzuschließen. Für U_{24} gilt bis auf die zusätzliche Hallspannung U_H das gleiche.

2.3 Eigenschaften des Supraleiters

In einem ersten Abschnitt werden zunächst einige Grundvorstellungen der Theorie der klassischen Supraleitung zusammengefaßt. Darauf aufbauend werden dann einige Eigenschaften eines Supraleiters im externen Magnetfeld vorgestellt.

2.3.1 Grundlagen

In einer mikroskopischen Theorie der Supraleitung zeigten Bardeen, Cooper und Schrieffer [43] (BCS-Theorie), daß der Grundzustand eines Elektronengases instabil ist, wenn zwischen den Elektronen eine endliche, anziehende Wechselwirkung besteht. In diesem Fall kondensieren je zwei Elektronen nahe der Fermienergie in gebundenen Zuständen, sogenannten Cooper-Paaren. Man kann zeigen, daß die damit verbundene Energieabsenkung gegenüber dem Grundzustand des Elektronengases maximal wird, wenn die Paare aus Elektronen mit entgegengesetztem Spin und k -Vektor bestehen. Bei den hier relevanten metallischen Tieftemperatursupraleitern kann die attraktive Wechselwirkung durch den Austausch virtueller Phononen zwischen den Elektronen erklärt werden (Fröhlich 1950, siehe z. B. [44]).

Der supraleitende Grundzustand kann durch eine makroskopisch ausgedehnte Wellenfunktion mit wohldefinierter Phase beschrieben werden. Dies beruht anschaulich darauf, daß jedes Cooper-Paar aufgrund seiner großen räumlichen Ausdehnung mit etwa 10^6 weiteren Cooper-Paaren überlappt. Die mittlere Ausdehnung eines Cooper-Paars wird als Kohärenzlänge ξ bezeichnet.

Der supraleitende Zustand stellt eine thermodynamische Phase dar. Sie ist durch das völlige Verschwinden des elektrischen Widerstands und durch das gleichzeitige Auftreten des Meissner-Ochsenfeld-Effekts [46], d. h. idealen Diamagnetismus bei kleinen äußeren Magnetfeldern, gekennzeichnet (siehe z. B. [47, 48]).

Obwohl der Gesamtspin der Cooper-Paare gleich Null ist, sind sie keine Bosonen, da das Pauli-Prinzip weiterhin für die Einzelelektronen aus denen das Cooper-Paar besteht Gültigkeit besitzt. Trotzdem läßt sich ihr Verhalten in guter Näherung durch die Elektrodynamik für Bosonen beschreiben [45]. Eine wichtige Konsequenz daraus ist, daß die Cooper-Paare alle auf einer gemeinsamen Energie kondensieren. Dadurch entsteht eine Lücke im Anregungsspektrum des Supraleiters, die sogenannte supraleitende Energielücke. Sie ist für Supraleiter mit schwacher Elektron-Phonon-

Kopplung ($N(0)V \ll 1$) gegeben durch:

$$\Delta = 2\hbar\omega_D e^{\frac{-1}{N(0)V}} \quad (26)$$

An dieser Stelle sieht man an der Debeye Frequenz ω_D , daß die Phononen als Grund für die attraktive Wechselwirkung eingehen. $N(0)$ ist die Zustandsdichte bei der Fermi-Energie des Supraleiters ϵ_F im normalleitenden Zustand und V die im Intervall $[\epsilon_F - \hbar\omega_D, \epsilon_F + \hbar\omega_D]$ als konstant angenommene Stärke des attraktiven Potentials.

Bei endlichen Temperaturen $T < T_c$ existieren im Supraleiter neben den Cooper-Paaren auch Einzelteilchenanregungen, sogenannte Quasielektronen bzw. Quasilöcher [45]. T_c ist dabei die kritische Temperatur, bei der die Supraleitung zusammenbricht, weil die thermische Energie ausreicht, um alle Cooper-Paare aufzubrechen. Das bedeutet, daß die supraleitende Energielücke temperaturabhängig ist. Für schwach koppelnde Supraleiter nahe T_c findet man:

$$\Delta(T) \simeq 3.2k_B T_c \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (27)$$

Andererseits läßt sich durch die Messung von T_c die supraleitende Energielücke für $T = 0$ K bestimmen:

$$2\Delta(0) = ak_B T_c \quad (28)$$

Der Wert von a läßt sich z. B. durch Tunnelexperimente bestimmen und ist materialabhängig. Für Nb findet man $a = 3.8$ [45].

Die Energie E_k der Einteilchenanregungen im Supraleiter wird relativ zur Fermienergie definiert, bei der die Cooper-Paare kondensieren. Ihre Zustandsdichte $N_S(E_k)$ läßt sich über die Zustandsdichte an der Fermi-Kante im normalleitenden Zustand $N(0)$ ausdrücken:

$$N_S(E_k) = N(0) \frac{E_k}{\sqrt{E_k^2 - \Delta^2}} \quad E_k > \Delta \quad (29)$$

Sie ist nur für $E_k > \Delta$ von Null verschieden und hat bei $E_k = \Delta$ eine Singularität. In der BCS-Theorie setzt sich die Energie der Einteilchenanregungen aus Δ und einer kinetischen Energie ϵ_k zusammen:

$$E_k = \sqrt{\Delta^2 + \epsilon_k^2} \quad (30)$$

ϵ_k hängt parabolisch von k ab:

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \epsilon_F \quad (31)$$

Da ϵ_k quadratisch in E_k eingeht, sind auch negative Werte, d. h. Wellenzahlen mit $k < k_F$ zulässig. Die Zustände mit $k < k_F$ werden mit k^- , die mit $k > k_F$ mit k^+ bezeichnet. In der BCS-Theorie treten im Grundzustand alle Elektronenzustände als Cooper-Paare ($+k \uparrow, -k \downarrow$) auf. Die Pfeile deuten die entgegengesetzten Spinorientierungen an. Anregungen sind dadurch definiert, daß z. B. der Zustand ($+k \uparrow$) besetzt und der Zustand ($-k \downarrow$) unbesetzt ist. Damit erhält man eine Kopplung der Zustände bei positiven und negativen k -Werten und insgesamt (ohne Berücksichtigung des Spins) eine vierfache energetische Entartung der möglichen Einteilchenanregungen:

$$|\hbar k^\pm| = \sqrt{2m} \sqrt{\epsilon_F \pm \sqrt{E_k^2 - \Delta^2}} \quad (32)$$

Bemerkenswert ist an dieser Stelle noch, daß durch die Kopplung der Besetzung bei ($+k \uparrow$) mit der Nicht-Besetzung bei ($-k \downarrow$) die Anregungen im Ensemblemittel in Bruchteilen der Elementarladung e „geladen“ sein können. Anregungen bei $\pm k^-$ haben eine positive effektive Ladung und werden deshalb als lochartige Anregung bezeichnet. Entsprechend werden Anregungen bei $\pm k^+$ wegen ihrer negativen effektiven Ladung elektronartig genannt. Eine anschauliche Beschreibung dieses Verhaltens findet sich z. B. in [45].

2.3.2 Der Supraleiter im Magnetfeld

Im Magnetfeld fließen auf der Oberfläche eines supraleitenden Films verlustfreie Abschirmströme, die das Innere des Supraleiters feldfrei halten. Die Dicke der Schicht, in der diese Abschirmung stattfindet, wird durch die London-Eindringtiefe λ_L bestimmt.

Bei Typ I Supraleitern bricht die Supraleitung bei einem kritischen Feld H_{c1} zusammen. Es ist dann erreicht, wenn die Cooper-Paar-Abschirmströme, deren Stärke mit dem Magnetfeld zunimmt, die kritische Stromdichte des Supraleiters übersteigen.

Bei Typ II Supraleitern hingegen dringt das Magnetfeld oberhalb von H_{c1} in sogenannten Abrikosov-Vortices in den Supraleiter ein. Diese Vortices, auch Flußschläuche genannt, enthalten je ein Flußquant $\phi_0 = h/(2e)$ und sind im Idealfall eines einkristallinen, störstellenfreien Supraleiters auf einem regelmässigen Gitter angeordnet, auf dem ihr gegenseitiger Abstand maximal ist. An dieser Stelle manifestiert sich die Phasenkohärenz des supraleitenden Zustands und die Tatsache, daß die supraleitenden Abschirmströme durch Cooper-Paare mit der Ladung $2e$ getragen werden. Die Supraleitung bricht erst bei einem kritischen Feld H_{c2} zusammen,

das im allgemeinen von Materialparametern und der Probengeometrie abhängt. Der Zustand für $H < H_{c1}$ wird Meissner–Phase und der Zustand zwischen H_{c1} und H_{c2} Shubnikov–Phase genannt. Die hier verwendeten Supraleiter Nb und NbN sind Typ II Supraleiter.

Wird in einem supraleitenden Film, der sich in der Shubnikov–Phase befindet, ein Strom eingeprägt, so üben die bewegten Ladungsträger eine Lorentz–Kraft auf die Flußschläuche aus. Diese können dadurch in Bewegung versetzt werden. Fehlstellen im Kristall hemmen diese Bewegung. Dadurch wird Energie dissipiert, und der Supraleiter zeigt einen endlichen Widerstand. Für Temperaturen $T \ll T_c$ gilt für den spezifischen Widerstand, der durch die Flußbewegung verursacht wird, näherungsweise [45]:

$$\rho_F = \rho_N \frac{H}{H_{c2}(0)} \quad (33)$$

Dabei geht der spezifische Widerstand des Materials im normalleitenden Zustand ρ_N und H_{c2} für $T = 0$ K ein.

Ein weiterer möglicher Einfluß des Magnetfelds auf den Supraleiter ist, daß die Zustandsdichte für Quasiteilchenanregungen auch für Energien $E_k < \Delta$ endlich werden kann. Das heißt, es kann der Fall von Supraleitung ohne echte Energielücke auftreten [45]. In diesem Fall kann die Zustandsdichte für Quasiteilchenanregungen nicht mehr mit Gl. (29) beschrieben werden, sondern ist durch den Realteil einer komplexen Funktion gleicher Form gegeben [49]. Wenn man das Magnetfeld als phasenbrechende Störung betrachtet, so kann man es näherungsweise durch einen Parameter für Phasenbrechung γ berücksichtigen [50]:

$$N_S(E_k) = N(0) \operatorname{Re} \left(\frac{E_k + i\gamma}{\sqrt{(E_k + i\gamma)^2 - \Delta^2}} \right) \quad (34)$$

γ ist z. B. für dünne supraleitende Filme im senkrecht zum Film orientierten Magnetfeld B durch $\gamma = eDB$ gegeben [51]. Dabei ist D die Diffusionskonstante des Supraleiterfilms im normalleitenden Zustand.

2.4 Die Supraleiter–Halbleiter–Grenzfläche

In diesem Abschnitt werden die Prozesse beschrieben, die den Stromtransport über Supraleiter(S)–Normalleiter(N)–Grenzflächen bestimmen. Alle Energien werden relativ zum elektrochemischen Potential des Supraleiters angegeben. Die Wellenzahlen

der Elektronen im Normalleiter werden in diesem Abschnitt, der Nomenklatur des Modells von Blonder, Tinkham und Klapwijk folgend [52], mit dem Symbol q bezeichnet. Die Wellenzahlen der Anregungen im Supraleiter sind durch das Symbol k gekennzeichnet.

2.4.1 Andreev–Reflexion

Bei tiefen Temperaturen und kleinen Spannungen U wird der Strom im 2DEG von Elektronen an der Fermi–Kante getragen. Im Supraleiter stehen den Elektronen jedoch bei Energien kleiner Δ_0 keine Einteilchenzustände zur Verfügung. Daher sollte der Leitwert einer SN–Grenzfläche für $eU < \Delta_0$ verschwindend gering sein. Für Kontakte mit kleiner Barriere, d. h. hoher Transmissionswahrscheinlichkeit D im normalleitenden Zustand, kommt jedoch ein Prozeß zum Tragen, der den Stromtransport auch für $eU < \Delta$ ermöglicht. Dieser wird Andreev–Reflexion genannt [53] und ist dadurch gekennzeichnet, daß ein einfallendes Elektron als Loch retroreflektiert wird, wobei ein Cooper–Paar im Supraleiter entsteht. Die Retroreflexion ist eine Folge der Impulserhaltung. Die entsprechenden Trajektorien sind in Abb. 6 abgebildet.

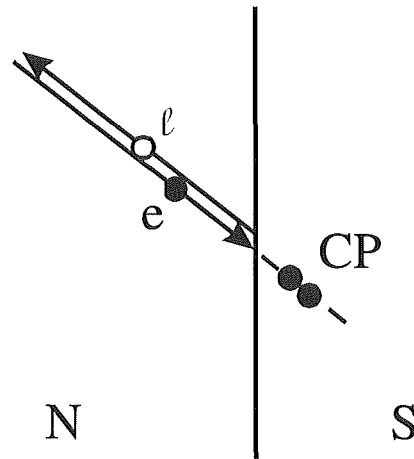


Abbildung 6: Andreev–Reflexion an einer Grenzfläche zwischen Normalleiter N und Supraleiter S. Das einfallende Elektron e erzeugt im Supraleiter ein Cooper–Paar CP, und ein Loch ℓ wird retroreflektiert.

Die Energieerhaltung bedingt, daß das Loch bei einer Energie $|E_\ell| = |E_e|$ entsteht, wenn das Elektron mit einer Energie E_e bezüglich des elektrochemischen Potenti-

als der Cooper–Paare auf die Grenzfläche trifft. Den Gesamtprozeß der Andreev–Reflexion kann man sich veranschaulichen, wenn man ihn sich als Folge einer Einteilchenanregung vorstellt. Diese ist für $eU < \Delta_0$ eigentlich nicht möglich. In realen Systemen nimmt die supraleitende Energielücke jedoch nicht sprunghaft ihren Wert Δ_0 an. Bei kleinen Barrieren, die für die Andreev–Reflexion Voraussetzung sind, bedingt der Proximity–Effekt (vgl. Abschnitt 2.4.3) eine räumlich über eine Kohärenzlänge ξ_N ausgedehnte Zunahme von $\Delta(x)$. Daher wird sich an einem transmissiven SN–Übergang immer eine Situation einstellen können, wie sie in Abb. 7 dargestellt ist. Auf der Wellenzahl–Achse (k, q) , die gleichzeitig das elektrochemische Potential μ_S des Supraleiters repräsentiert, sind in einer räumlichen Darstellung die $E(q)$ –Relation im Normalleiter, die $E(k)$ –Relation für eine supraleitende Energielücke $\Delta(x) < \Delta_0$ und das durch Andreev–Reflexion entstandene Cooper–Paar nebeneinander dargestellt (vgl. [52]). Dabei überlagern sich lokal jeweils die Ortssachse und die jeweilige, bei $\pm q_F$ bzw. $\pm k_F$ stark vergrößerten Impulsachsen. Für $T = 0$ K und ohne angelegte Spannung sind im Normalleiter alle Zustände unterhalb von μ_S besetzt, oberhalb unbesetzt. Das gleiche gilt, mit Ausnahme der Einteilchenanregungslücke, auch im Supraleiter. Die Energie angeregter Elektronen wird in der Grafik nach oben abgetragen, die angeregter Löcher nach unten⁴.

Links ist die durch Geraden angenäherte $E(q)$ –Parabel für den Normalleiter dargestellt. In der Mitte finden sich je zwei Parabeln, die die möglichen, je vierfach entarteten Einteilchenanregungen im Supraleiter für eine Energielücke $\Delta(x) < \Delta_0$ repräsentieren. Rechts ist das durch Andreev–Reflexion erzeugte Cooper–Paar CP angedeutet. Die waagerechten Pfeile weisen in Richtung der Gruppengeschwindigkeit des jeweiligen Teilchens, die senkrechten Pfeile geben die Spinorientierung an. Elektronen sind als gefüllte, Löcher als offene Kreise dargestellt.

Aus dem Normalleiter, der sich links in Abb. 7 befindet, fällt ein Elektron mit Energie E_e und Impuls $\hbar q^+$ ein, der um $\hbar \delta q$ größer als der Fermi–Impuls $\hbar q_F$ ist. Da seine Energie größer als $\Delta(x)$ ist, kann es z. B. bei $+\hbar k^+$ als Einteilchenanregung in den Supraleiter eindringen. Diese Einteilchenanregung bedingt in der BCS–Theorie aber, daß der Zustand mit entgegengesetztem Spin bei $-k^+$ unbesetzt sein muß. Dieser Zustand ist als Loch auf der linken, unteren Parabel des Anregungsspektrums des Supraleiters bei der Energie $E_\ell = E_e$ eingezeichnet. Die Berechnung der Gruppengeschwindigkeit $v_\ell = 1/\hbar(\partial E_\ell/\partial k)$ unter Berücksichtigung der Orientierung der

⁴Hier wird der Einfachheit halber von Elektronen und Löchern gesprochen, weil die korrekte Terminologie der Anregungen im Supraleiter evtl. verwirrend sein könnte (vgl. Abschnitt 2.3.1). Insbesondere wird hier die effektive Ladung der Anregungen nicht berücksichtigt.

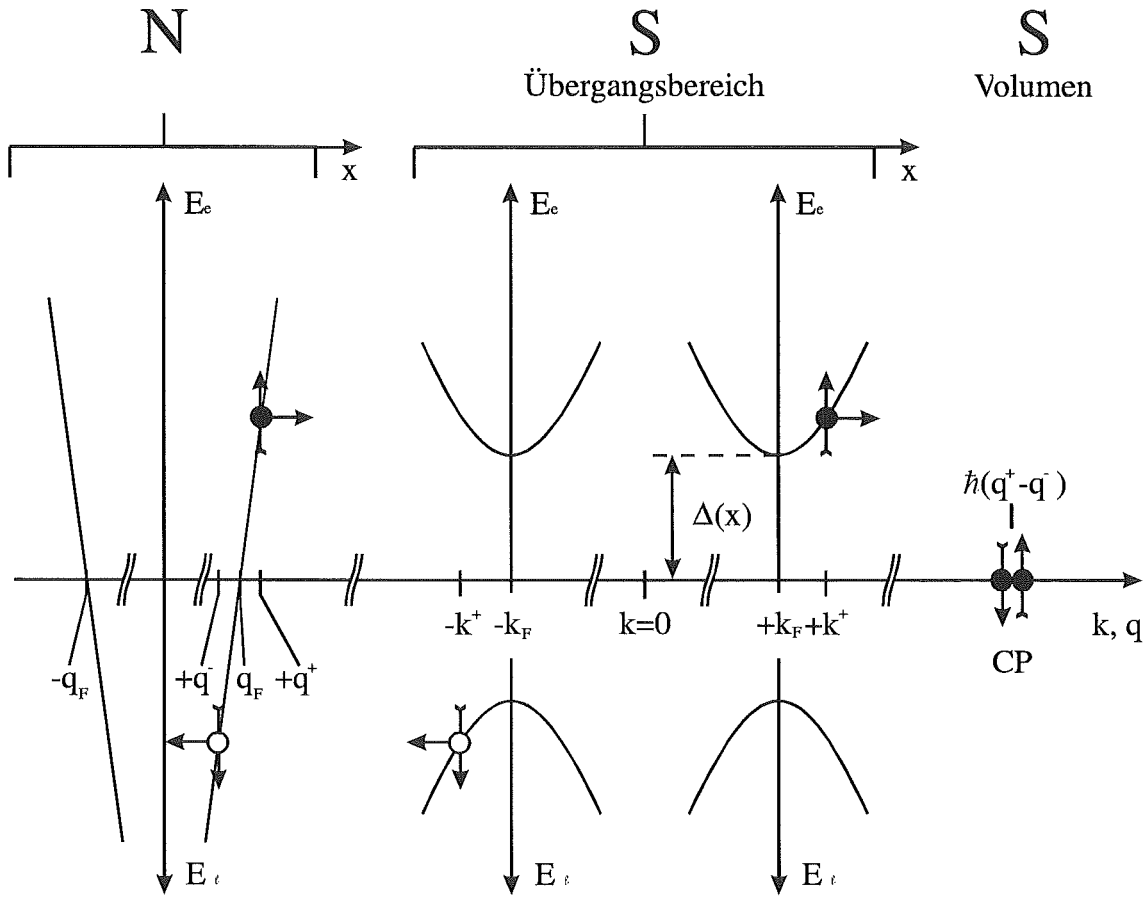


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Energie-Impuls-Relationen im Ortsraum für die Andreev-Reflexion an einer Grenzfläche zwischen Normalleiter N und Supraleiter S. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

Energieachse ergibt, daß das Loch zurück in den Normalleiter reflektiert wird. Dort besetzt es gemäß der $E(q)$ -Relation einen Zustand mit Impuls $+\hbar q^-$ unterhalb von $\hbar q_F$. Das Elektron hingegen läuft weiter in den Supraleiter hinein und kondensiert als Cooper-Paar. Dieses nimmt den Differenzimpuls $\hbar(q^+ - q^-)$ als Driftimpuls auf. Effektiv hat die Andreev-Reflexion also einen Ladungstransport von $2e$ über die SN-Grenzfläche zur Folge.

2.4.2 BTK-Modell

Im Modell von Blonder, Tinkham und Klapwijk (BTK-Modell) [52] werden die Wahrscheinlichkeiten für Andreev-Reflexion $A(E)$, normale Reflexion $B(E)$ und normale Transmission $C(E)$ und $D(E)$ berechnet. Diese werden dazu benutzt, Strom-Spannungskennlinien von SN-Kontakten mit unterschiedlich starker Barriere an der Grenzfläche zu berechnen. Hier werden die zugrundeliegenden Näherungen und Berechnungen beschrieben.

Das Modell beruht im wesentlichen auf der Verwendung der Bogoliubov-Gleichungen [44], die durch den Ansatz ebener Wellen gelöst werden. An der SN-Grenzfläche werden die Wellenfunktionen im Normalleiter und Supraleiter aneinander angepaßt. Bei der Modellierung der SN-Grenzfläche werden folgende Näherungen gemacht:

- Der Transport über die Grenzfläche wird für ein eindimensionales System berechnet.
- Das Potential der Barriere wird als δ -förmig angesetzt.
- Die Energielücke ist im Supraleiter konstant und im Normalleiter Null. Das heißt, es wird kein Proximity-Effekt berücksichtigt.
- Zur Berechnung der elektrischen Ströme werden unter der Annahme ballistischen Transports Gleichgewichts-Fermi-Funktionen angesetzt.
- Es wird angenommen, daß die angelegte Spannung U vollständig an der Barriere abfällt.

Bei der Berechnung wird von den Bogoliubov-Gleichungen ausgegangen:

$$E \begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu(x) + V(x) & \Delta(x) \\ \Delta(x) & \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \mu(x) - V(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} \quad (35)$$

Die Funktionen f und g hängen i. a. von Ort und Zeit ab. Für $\Delta(x) = 0$ stellt die erste Zeile der Matrix die Schrödingergleichung für Elektronen im Normalleiter dar. Die zweite Zeile ist dann die Schrödingergleichung für Elektronen bei Zeitumkehr, die hier Löcher genannt werden. Durch $V(x)$ läßt sich ein (Streu-)Potential berücksichtigen.

Gl. (35) wird im BTK-Modell für konstantes $\mu(x)$ und $\Delta(x)$ sowie zunächst für $V(x) = 0$ mit dem Ansatz ebener Wellen für f und g gelöst. Man erhält für die Energieeigenwerte und die $E(k)$ -Relation die in den Gleichungen (30) bis (32) angegebenen Zusammenhänge, wenn man E_k mit E und ϵ_F mit μ identifiziert. Es ergibt sich also das vierfach entartete Einteilchenanregungsspektrum im Supraleiter, das schematisch in Abb. 7 dargestellt ist. Es handelt sich um das im BTK-Modell verwendete, verallgemeinerte Halbleitermodell. Zur Beschreibung dieser Anregungen werden die Größen u_0 und v_0 eingeführt:

$$1 - v_0^2 = u_0^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}{E} \right) \quad (36)$$

Zur Beschreibung der Andreev-Reflexion ist wesentlich, daß sich auch Anregungen für $E < \Delta$ erfassen lassen. In diesem Fall sind die in Gl. (36) definierten Größen komplex konjugiert.

Bei der Beschreibung des Transports über die SN-Grenzfläche wird die Barriere an der Grenzfläche als deltaförmiges Potential $V(x) = H\delta(x)$ eingeführt. In der Definition der Reflexions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten wird jedoch der dimensionslose Parameter Z verwendet, der mit der Transmission im normalleitenden Zustand D_N verknüpft ist⁵:

$$Z = \frac{H}{\hbar v_F} \quad (37)$$

$$D_N = \frac{1}{1 + Z^2} \quad (38)$$

Die einfallenden, reflektierten und transmittierten Quasiteilchen werden als ebene Wellen angesetzt. Im Supraleiter werden dabei die oben angegebenen Größen u_0 und v_0 benutzt. Aus den Anschlußbedingungen der Wellenfunktionen an der Grenzfläche

⁵In diesem Abschnitt wird anstelle des sonst verwendeten Symbols D die Bezeichnung D_N gewählt, um Verwechslungen mit dem Transmissionskoeffizienten $D(E)$ des BTK-Modells zu vermeiden.

erhält man die Amplituden der einzelnen Teilwellen. Daraus werden $A(E)$, $B(E)$, $C(E)$ und $D(E)$ bestimmt, die man auch als Wahrscheinlichkeitsströme interpretieren kann. Diese müssen der Normierungsbedingung $A(E) + B(E) + C(E) + D(E) = 1$ genügen. Die einzelnen Koeffizienten sind unter Verwendung des Parameters $\gamma^2 = [u_0^2 + Z^2(u_0^2 - v_0^2)]^2$ in Tabelle 1 angegeben.

	$A(E)$	$B(E)$	$C(E)$	$D(E)$
$E \leq \Delta$	$\frac{\Delta^2}{E^2 + (\Delta^2 - E^2)(1 + 2Z^2)^2}$	$1 - A(E)$	0	0
$E > \Delta$	$\frac{u_0^2 v_0^2}{\gamma^2}$	$\frac{(u_0^2 - v_0^2)Z^2(1 + Z^2)}{\gamma^2}$	$\frac{u_0^2(u_0^2 - v_0^2)(1 + Z^2)}{\gamma^2}$	$\frac{v_0^2(u_0^2 - v_0^2)Z^2}{\gamma^2}$

Tabelle 1: Reflexions- und Transmissionswahrscheinlichkeiten. $A(E)$: Andreev-Reflexion, $B(E)$: normale Reflexion, $C(E)$: normale Transmission in Zustände $+k^+$, $D(E)$: normale Transmission in Zustände $-k^-$.

Aufgrund der vierfachen Entartung des Anregungsspektrums im Supraleiter gibt es zwei verschiedene Prozesse für die normale Transmission bei $E > \Delta$. $C(E)$ beschreibt die Transmission ohne Impulsänderung in Zustände $+k^+ > k_F$, $D(E)$ beschreibt die Transmission mit Impulsänderung in Zustände $-k^-$ mit $|-k^-| < k_F$. Letzterer Beitrag ist nur durch Impulsübertrag an die Barriere, d. h. für $Z \neq 0$ möglich. Für $E < \Delta$ ist normale Transmission nicht möglich, und die Normierung bedingt $B(E) = 1 - A(E)$.

Unter den am Anfang des Abschnitts genannten Voraussetzungen kann der elektrische Strom beim Anlegen einer Spannung U durch Gleichgewichts-Fermi-Verteilungen beschrieben werden. Im BTK-Modell wird unter Ausnutzung der Normierungsbedingung folgender Ausdruck für den Strom abgeleitet:

$$I_{\text{SN}} = 2N(0)e v_F F_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eU) - f_0(E)][1 + A(E) - B(E)] dE \quad (39)$$

$2N(0)$ ist die Zustandsdichte bei ϵ_F , v_F ist die Fermi-Geschwindigkeit, F_{eff} ist die effektive Kontaktfläche, die sich durch Winkelmittelung aus der geometrischen Kontaktfläche ergibt. $f_0(E)$ ist die Fermi-Verteilung im Gleichgewicht bei der Energie E .

2.4.3 Allgemeinere Modelle

Durch die idealisierenden Voraussetzungen, die in das BTK-Modell eingehen, kann es nicht auf jede im Experiment vorliegende Situation angewendet werden. Im folgenden werden daher einige Modelle genannt, die verschiedene zusätzlich auftretende Einflüsse auf den Leitwert eines SN-Kontakts berücksichtigen.

Direkte Verallgemeinerungen des BTK-Modells stellen die Arbeiten von Kupka dar. Er diskutiert den Einfluß unterschiedlicher Dispersionsrelationen in Normal- und Supraleiter [54] und den Fall einer endlich breiten Tunnelbarriere [55]. In beiden Fällen ergeben sich qualitative Abweichungen vom BTK-Modell.

Eine Ableitung des BTK-Modells mit Hilfe von Green'schen Funktionen findet sich bei Zaitsev [56] und Arnold [57].

Für hochtransmissive SN-Grenzflächen muß bei der theoretischen Beschreibung des differentiellen Leitwerts der Proximity-Effekt berücksichtigt werden. Dieser soll daher hier kurz erläutert werden. Anschaulich kann man sich diesen Effekt als gegenseitige Beeinflussung von Supraleiter und Normalleiter vorstellen. Zur Beschreibung bietet sich die lokale Cooper-Paardichte $F(x)$ an. Diese bleibt bei hochtransmissiven Grenzflächen im Supraleiter nicht bis zur Grenzfläche konstant, sondern sinkt auf einer Kohärenzlänge ξ_S vom Volumen- auf einen Grenzflächenwert ab. Durch Diffusion von Cooper-Paaren in den Normalleiter wird $F(x)$ auch dort endlich und fällt exponentiell mit einer charakteristischen Länge ξ_N ab. Die endliche Barriere an der SN-Grenzfläche bedingt einen Sprung in $F(x)$ für $x = 0$. Die Verhältnisse sind schematisch in Abb. 8 dargestellt.

Bei der Berechnung der Kohärenzlänge ξ_N im Normalleiter müssen die Fälle $\xi_N \ll l_{el}$ und $\xi_N \gg l_{el}$ unterschieden werden [45]. Die Indices bezeichnen den „clean limit“ bzw. den „dirty limit“:

$$\xi_N \ll l_{el} \quad : \quad \xi_{N,c} = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \quad (40)$$

$$\xi_N \gg l_{el} \quad : \quad \xi_{N,d} = \sqrt{\xi_{N,c} \frac{l_{el}}{2}} \quad (41)$$

Die Parameter γ_M und γ_B , die die Stärke des Proximity-Effekts und der Barriere beschreiben, werden im Kupriyanov-Lukichev-Modell eingeführt [58]. Sie haben im „dirty limit“ folgende Form [59]:

$$\gamma_M = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N} \quad (42)$$

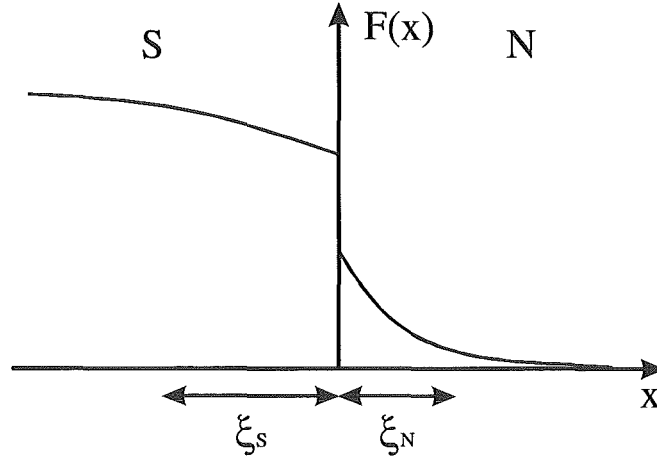


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Proximity-Effekts an einer SN-Grenzfläche. Aufgetragen ist die lokale Cooper-Paardichte $F(x)$. Die Größen ξ_S und ξ_N werden im Text erläutert.

$$\gamma_B = \frac{R_B}{\rho_N \xi_N} \quad (43)$$

Dabei sind ρ_N und ρ_S die spezifischen Widerstände des Normalleiters bzw. des Supraleiters im normalleitenden Zustand. R_B ist der spezifische Kontaktwiderstand (Einheit Ωm^2), der durch die Barriere entsteht. Für eine δ -Barriere zwischen S und N gilt $\gamma_B = Z^2$.

In vielen SN-Kontakten fällt die Spannung nicht lokal an einer Barriere, sondern über einen ausgedehnten Bereich der Länge L_N ab. Wenn L_N größer als l_{el} ist, kann der Transport nicht mehr als ballistisch betrachtet werden. Der Strom über die SN-Grenzfläche kann dann nicht mehr durch Gleichgewichts-Fermi-Verteilungen beschrieben werden, wie sie im BTK-Modell angesetzt werden. Die entsprechenden Kontakte werden als S-N'-N-Systeme behandelt, die eine diffusive, normalleitende Schicht zwischen den S- und N-Reservoirs haben. Berechnungen solcher Systeme finden sich z. B. in [60, 61]. Ein Beispiel für Kontakte, bei denen der Spannungsabfall über eine normalleitende Zwischenschicht ausgedehnt sein kann, stellen die Nb-2DEG-Kontakte dar, die in dieser Arbeit vorgestellt werden. In [62] wird der differentielle Leitwert dieser Kontakte unter Berücksichtigung des Proximity-Effekts, des ausgedehnten Spannungsabfalls und paarbrechender, inelastischer Effekte berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Der Einfluß elastischer Streuzentren im Normalleiter nahe der Grenzfläche zum Supraleiter wurde in [63, 64] untersucht.

3 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Halbleiterheterostruktur sowie die zur Kontaktherstellung verwendeten Materialien vorgestellt. Weiterhin werden die grundlegenden technologischen Schritte zur Probenherstellung erläutert und die Prozeßabfolge skizziert. Danach werden die untersuchten Probenlayouts erläutert. Abschließend wird ein kurzer Überblick über die eingesetzten Kryostaten und die eingesetzte Meßelektronik gegeben.

3.1 Materialien

Zunächst sollen hier die Eigenschaften der verwendeten Materialien zusammengefaßt werden. Allen untersuchten Kontakten gemein ist das Halbleiterschichtsystem GaInAs/InP. Für die supraleitenden Kontakte wurde Nb und NbN verwendet. Insbesondere zum Vergleich der Messungen in hohen Magnetfeldern wurden auch normaleitende Kontakte aus Au und ferromagnetische Kontakte aus Co hergestellt.

3.1.1 Die Halbleiterheterostruktur

Die verwendeten GaInAs/InP-Schichten sind mittels Niederdruck-Gasphasenepitaxie (Low Pressure – Metal Organic Vapour Phase Epitaxy, LP-MOVPE) hergestellt worden. Abb. 9 zeigt einen schematischen Querschnitt durch die verwendete Heterostruktur sowie einen selbstkonsistent berechneten Bandverlauf [65].

Die Heterostruktur ist auf einem semiisolierenden InP-Substrat gewachsen. Der 350 nm dicke Buffer hält eventuelle Versetzungen und Verunreinigungen vom Heterointerface fern. Die Elektronen für das 2DEG werden in einer 10 nm dicken, dotierten InP-Schicht zur Verfügung gestellt. Als Donator wird Schwefel oder Silizium verwendet. Eine 20 nm dicke, undotierte InP-Schicht (Spacer) trennt das 2DEG von der in der Dotierschicht verbleibenden Raumladung. Das 2DEG befindet sich in einer 10 nm dicken, hochverspannten Schicht aus $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, deren In-Gehalt 77% beträgt. Die Deckschicht aus gitterangepaßtem GaInAs dient zur Stabilisierung und zum Schutz der Heterostruktur. Für die höchstbeweglichen Schichten wird ihre Dicke d zu 150 nm gewählt. Zur Beobachtung des Ladungstransportes vertikal durch die GaInAs-Deckschicht sind in der vorliegenden Arbeit auch Heterostrukturen mit $d = 60$ nm verwendet worden.

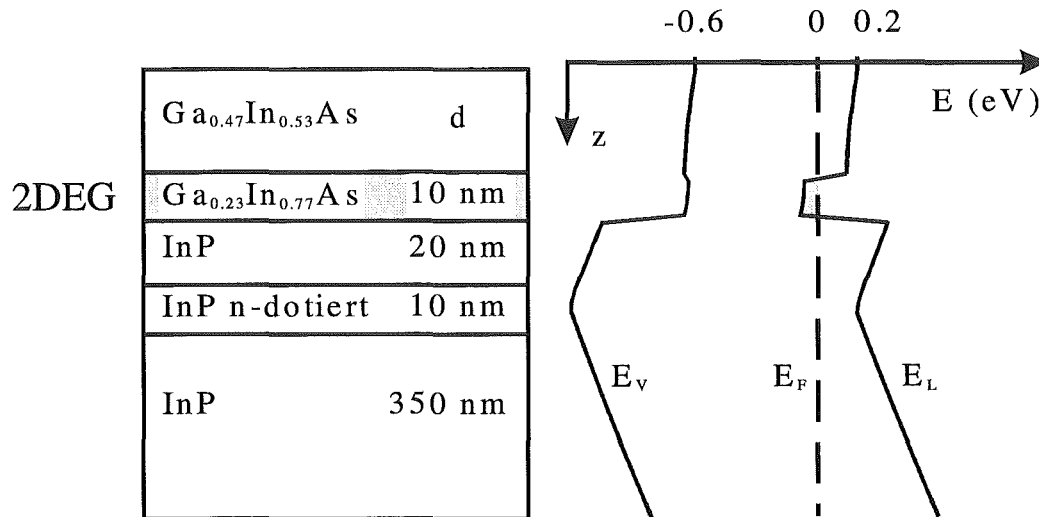


Abbildung 9: Schichtfolge im Querschnitt und zugehöriger Bandverlauf; E_L , E_V und E_F geben die Lage des Leitungs- und des Valenzbandes bzw. der Fermienergie an.

Die Parameter dieses Schichtsystems sind auf hohe Elektronenbeweglichkeit bei tiefen Temperaturen optimiert [66, 67, 68]. Dazu ist die Spacerdicke so gewählt worden, daß bei maximaler Entleerung der Donatorniveaus in den Potentialtopf eine minimale Coulombstreuung an den verbleibenden Ionenrümpfen erreicht wird. Weiterhin wird die Dotierstoffkonzentration so eingestellt, daß sich eine möglichst große Elektronenkonzentration im niedrigsten elektrischen Subband ergibt. Aus dem hohen Indiumgehalt in der verspannten, leitenden Ga_{0.23}In_{0.77}As-Schicht resultiert eine gegenüber unverspanntem Ga_{0.47}In_{0.53}As verringerte effektive Elektronenmasse von etwa $0.036 m_e$ [23, 69, 70]. Außerdem führt die höhere Gitterordnung zu einer Verringerung der Legierungsstreuung [17].

Für nicht einlegierte, ohmsche Kontakte zum 2DEG ist besonders die Lage des Fermi-niveaus an, durch Ätzen freigelegten, Flanken wichtig. Durch den hohen Indium-Anteil weist das Ga_{0.23}In_{0.77}As eine Ähnlichkeit zum InAs auf. Im Falle des InAs ist bekannt, daß es Oberflächenzustände ausbildet, die die energetische Lage des Fermi-niveaus im Leitungsband fixieren (Fermi-level-Pinning). Auf p-dotiertem InAs entsteht daher durch die resultierende Bandverbiegung ein 2DEG in der Inversionsrandschicht [71]. Für die vorliegende Heterostruktur konnte an trockenchemisch geätzten Flanken keine Verarmungsrandschicht festgestellt werden [72]. Das heißt, daß man für nicht einlegierte Kontakte keine bzw. nur geringe Schottkybarrieren

erwartet.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die hier untersuchten Halbleiterschichten. Angegeben sind die Epitaxienummer, die Dicke der Deckschicht d , die Elektronenkonzentration n im 2DEG und die Elektronenbeweglichkeit μ . Die Größen n und μ sind bei $T = 4$ K mittels Hall- und SDH-Messungen an strukturierten Hallbarren bestimmt worden. Die Reduktion von d führt zu einem stärkeren Einfluß der

Epitaxienr.	d [nm]	n [10^{15} m^{-2}]	μ [$\text{m}^2/(\text{Vs})$]
1350	150	7.0	37
1466	150	6.0	–
1626	150	6.0	32.0
1627	60	4.2	25.1
2531	150	6.0	27.0

Tabelle 2: Eigenschaften der verwendeten Heterostrukturen.

Oberflächenzustände auf das 2DEG und verringert damit die Elektronenkonzentration n im Potentialtopf. Die Folge ist eine verminderte Elektronenbeweglichkeit, weil Störstellen weniger effektiv abgeschirmt werden.

3.1.2 Kontaktmaterialien und Mesaisolation

In diesem Abschnitt werden kurz die Eigenschaften und Aufbringungsverfahren der für die Probenherstellung verwendeten Materialien beschrieben. Dazu zählen die Metalle Niob, Gold und Cobalt sowie die Verbindung Niobnitrid für die nicht einlegierten Kontakte. Für die einlegierten, ohmschen Kontakte wurde ein Schichtsystem bestehend aus Ni/AuGe/Ni/Au verwendet. Zur Isolation der geätzten Mesaflanke bei der Präparation von Oberflächenkontakten wurde der Isolator Polyimid eingesetzt.

Niob

Niob ist ein klassischer Tieftemperatursupraleiter 2. Art. Reine Filme weisen eine kritische Temperatur von $T_c = 9.25$ K, eine doppelte Energielücke $2\Delta = 3.05$ meV

und ein erstes kritisches Feld $\mu_0 H_{c1} = 0.21$ T auf [45]. Im allgemeinen hängen diese Werte von der Reinheit, der Morphologie, der Schichtdicke und dem verwendeten Substrat ab [73, 74]. Eine Unterdrückung von T_c um mehr als 2 % wird jedoch nur für Filmdicken unterhalb von 100 nm beobachtet. Aus diesem Grund und um eine sichere Kontaktierung des 2DEG an den geätzten Flanken zu erreichen, sind alle hier verwendeten Niobfilme mindestens 100 nm dick. Da Niob aufgrund seiner Reaktivität und seiner geringen Packungsdichte von 0.68 gut gettet, müssen die Niob-Targets vor der Metallisierung der Probe gereinigt werden. Außerdem sind ein niedriger Restgasdruck und eine hohe Abscheiderate für Filme hoher Reinheit notwendig.

Das hier verwendete Niob wurde entweder durch Elektronenstrahlverdampfung in einer Leybold SAT 6 Ultrahochvakuumanlage oder mittels Kathodenzerstäubung in einer Leybold Z400S Vakuumkammer aufgebracht. In beiden Fällen befindet sich das Halbleitersubstrat bei Raumtemperatur, wodurch polykristalline Niob-Filme aufwachsen.

In der Leybold SAT 6 Ultrahochvakuumanlage kann bei Drücken von minimal 10^{-10} mbar gearbeitet werden. Zur Probenreinigung vor der Aufdampfung steht eine Argon-Elektronenstoßquelle zur Verfügung. Mit ihr wird der Halbleiter bei einem Argon-Druck von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar und einem Ionenstrom von etwa $2 \mu\text{A}$ gereinigt. Die Ar^+ -Ionen werden dabei mit einer Beschleunigungsspannung von 300 Volt in Richtung Probe beschleunigt. Der geringe Ionenstrom bedingt Ar^+ -Ätzzeiten von 1.5 h und mehr [75]. Das Niob wird mittels Elektronenstrahlverdampfung mit einer Abscheiderate von $4 \text{ \AA/s}$ aufgedampft.

Der Prozeß mittels Kathodenzerstäubung in der Leybold Z400S Vakuumkammer wird bei einem Druck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar in einer Atmosphäre aus hochreinem Argongas durchgeführt. Der Basisdruck dieser Kammer beträgt etwa 10^{-7} mbar. Zur Probenreinigung wird ein SiO_2 -Target über der Probe positioniert und ein Hochfrequenz-Plasma gezündet. Die Elektronen des Plasmas laden dabei die Probe negativ auf, wodurch die Ar^+ -Ionen auf die Halbleiteroberfläche beschleunigt werden [76]. Dort lösen sie Oxide und Adsorbate, schädigen aber gleichzeitig auch die Halbleiteroberfläche. Untersuchungen im hier verwendeten Materialsystem haben gezeigt, daß eine Gleichspannung von 800 V reproduzierbar zu Barrierenstärken $Z < 1$ (BTK-Modell) führt [77]. Bei der Niobabscheidung schließlich wird zwischen Target und Substrat eine Gleichspannung angelegt, die eine Plasmaentladung zur Folge hat. Bei dieser schlagen Ar^+ -Ionen neutrale Niobatome aus dem Target heraus, die mit

etwa 1 eV bis 10 eV auf die Substratoberfläche auftreffen. Ein wesentlicher Nachteil dieser Herstellungsmethode liegt darin, daß die Probe in der Vakuumkammer nicht geschwenkt werden kann. Sie liegt entweder flach oder unter einem festen Winkel auf dem Substrathalter. Daher ist keine kontrollierte Reinigung und Beschichtung der vertikalen Ätzflanken auf gegenüberliegenden Probenseiten möglich.

Niobnitrid

Niobnitrid ist eine Verbindung aus Stickstoff und Niob, die bei einem Atomverhältnis von etwa $N/Nb = 0.9$ oberhalb von 1250 °C in einem kubisch-flächenzentrierten Gitter kristallisiert. Nur in dieser sogenannten δ -Phase wird NbN unterhalb einer kritischen Temperatur supraleitend. Diese Phase ist bei niedrigeren Temperaturen nur deshalb existent, weil Verunreinigungen wie z. B. Sauerstoff oder Kohlenstoff, die in das Material eingebaut werden, stabilisierend wirken [78]. Wird NbN auf kalten Substraten abgeschieden, so kann man ein T_c von bis zu 15.5 K erzielen. Heizt man das Substrat während der Deposition, so kann das T_c bis auf 17.3 K gesteigert werden. Je nach Qualität und Dicke des NbN-Films weist die Verbindung extrem hohe, zweite kritische Magnetfelder μH_{c2} von etwa 8 T bis 50 T auf, wobei unterschiedliche Werte für Magnetfelder in der Ebene des Films und senkrecht dazu gefunden werden [79].

Das hier verwendete NbN ist in der Leybold Z400S Vakuumkammer mittels Gleichstrom-Magnetron-Kathodenzerstäubung eines Niob-Targets in einem Argon/Stickstoff-Plasma abgeschieden worden. Bei dieser Herstellungsmethode entstehen granulare Filme mit einem recht hohen Normalwiderstand, der mit fallender Temperatur steigt. Er ist zum Teil durch den Korngrenzenwiderstand bestimmt. Ohne letzteren Beitrag ist der spezifische Widerstand von NbN nach theoretischen Berechnungen auf maximal 250 $\mu\Omega\text{cm}$ begrenzt [80]. Das hier erreichte T_c liegt mit 13.4 K etwa 2 K unter dem oben angegebenen Maximalwert.

Gold und Cobalt

Zum Vergleich der Messungen an Nb-2DEG und NbN-2DEG Kontakten im hohen Magnetfeld sind auch Kontakte aus Gold und Cobalt hergestellt worden. Gold dient dabei als Normalleiter mit niedrigem spezifischen Widerstand. Cobalt ist ein Ferromagnet. Es zeigt aufgrund der unterschiedlichen Zustandsdichte am Fermi-niveau

für Majoritäts- und Minoritätsspins in Tunnelexperimenten einen spinabhängigen Kontaktwiderstand [81, 82, 83].

Beide Metalle wurden ebenfalls in Leybold Z400S Vakuumkammern mittels Kathodenzerstäubung im Argon-Plasma aufgebracht. Um eine Kontamination des Niob-Targets mit ferromagnetischem Co zu vermeiden, sind die Co-Schichten nicht in der gleichen Kammer wie Nb, NbN und Au hergestellt worden. Es handelt sich jedoch um eine baugleiche Anlage, so daß die Ergebnisse, die für die verschiedenen Materialien erzielt worden sind, vergleichbar sind.

Ohmsche Kontakte

Neben den untersuchten, nicht einlegierten Kontakten, besitzen die in den Messungen verwendeten Hallbarren-Strukturen auch einlegierte, ohmsche Strom- bzw. Spannungskontakte. Diese bestehen aus einem Schichtpaket von 5 nm Ni, 90 nm Au-Ge und 25 nm Ni. Dabei dient die 5 nm dicke Nickel-Schicht als Haftvermittler. Das AuGe-Eutektikum, das zu 88 Gewichtsprozent aus Gold besteht, stellt das Germanium zur Verfügung, das beim Tempern auf 400 °C in den Halbleiter eindiffundiert und dort auf Gallium-Gitterplätzen eingebaut wird. Dadurch entsteht eine leitende Verbindung zum vergrabenen 2DEG. Das ersetzte Gallium wird vom Eutektikum aufgenommen. Die 25 nm dicke Nickel-Schicht verhindert durch eine Reduktion der Oberflächenspannung einerseits das Zusammenziehen der Metallisierung beim Tempersschritt, andererseits dient sie als Diffusionsbarriere zur abschließenden Goldschicht. Diese ist 100 nm bis 200 nm dick und wird entweder zusammen mit dem obigen Schichtsystem oder in einem zweiten Schritt aufgedampft. Sie bildet die Kontaktfläche, auf der Gold- oder Aluminiumdrähte mittels Ultraschall angeschweißt werden, um die Probe extern zu kontaktieren.

Alle zur Herstellung der ohmschen Kontakte benötigten Metalle sind in einer Leybold-Aufdampfanlage L560 mittels Elektronenstrahl- bzw. Widerstandsverdampfung aufgebracht worden. Die Halbleiteroberfläche wird vorher für 20 s mit einem Ar^+ -Ionenstrahl (Beschleunigungsspannung 500 V, Strom 5 mA) gereinigt.

Polyimid

In Kapitel 5 werden Messungen an Niobkontakten vorgestellt, bei denen der Strom durch die Oberflächenschicht aus $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ in das vergrabene 2DEG eingespeist

wird. Zu ihrer Realisierung muß die Niobzuleitung über die geätzte MESAflanke geführt werden, ohne daß dort ein elektrischer Kontakt entsteht. Daher wird vor der Niobdeposition die MESAflanke an den entsprechenden Stellen mit Polyimid isoliert.

Polyimid ist ein photosensitiver Lack, der durch Belichtung mit UV-Licht strukturiert werden kann und nach Aushärtung bei 250 °C einen chemisch sehr stabilen isolierenden Film bildet. Dieser ist etwa 200 nm dick, wenn das Polyimid mit 6000 U/min aufgeschleudert wird. Nach der Strukturierung können über die Polyimidstrukturen metallische Zuleitungen geführt werden, ohne daß diese abreißen, da die Polyimidfilme genügend flache Flanken aufweisen. Somit kann Polyimid zur Mesaisolation eingesetzt werden.

3.2 Strukturierung dünner Schichten

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Verfahren zur Strukturierung des Halbleiters sowie dünner Metallfilme beschrieben.

3.2.1 Lithographie

Die meisten Strukturen der hier untersuchten Proben sind größer als 1 μm und können daher mittels optischer Lithographie erzeugt werden. Deren minimale Auflösung ist durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes und durch die auftretenden Beugungseffekte gegeben. Für die hier verwendete 436 nm-Linie einer Quecksilberdampfampe ergibt sich unter optimalen experimentellen Bedingungen etwa eine Auflösung von 0.5 μm [84].

Für die optische Lithographie wird lichtempfindlicher Lack homogen auf die Probe aufgeschleudert und getrocknet. Bei der Belichtung wird eine Chrommaske verwendet, die auf eine Glasplatte aufgedampft worden ist und die abzubildende Struktur darstellt. Mittels Mikrometerschrauben kann sie unter einem Lichtmikroskop mit evtl. schon auf der Halbleiteroberfläche vorhandenen Strukturen in Deckung gebracht werden. Ist dies geschehen, wird die Chrommaske auf die belackte Probe gepreßt (Kontaktbelichtung). Um ein möglichst planes Aufliegen der Probe auf der Chrommaske zu erreichen, besteht die Möglichkeit, das Volumen, in dem sich die Probe befindet, zu evakuieren. Dadurch saugt sich der Probenhalter an die Glasplatte

an und eventuelle Verkipnungen werden ausgeglichen. Anschließend wird der Lack für 2 s bis 5 s belichtet. Dabei verändert er sich chemisch so, daß er sich leicht im Entwickler, einer wässrigen, alkalischen Lösung, löst. Die belichteten Stellen sind nach der Entwicklung lackfrei (Positivprozeß). Erhitzt man den Lack vor der Entwicklung für 90 s auf 115 °C und belichtet die Probe ein zweites Mal ohne Chrommaske für etwa 10 s, so lösen sich die Stellen im Lack, die bei der ersten Belichtung nicht dem UV-Licht ausgesetzt waren (Umkehrprozeß).

Die so erzeugte Lackstruktur kann nun zur Strukturierung des Halbleiters oder einer abgeschiedenen metallischen oder isolierenden Schicht verwendet werden. Letzteres geschieht im sogenannten Lift-Off-Verfahren, bei dem der Lack, der sich unter der zu entfernenden Schicht befindet, in einem organischen Lösungsmittel (z. B. Aceton oder n-Methyl-2-Pyrolidon) aufgelöst wird. Voraussetzung für dieses Verfahren ist, daß die abgeschiedene Schicht an den Lackflanken abreißt. Diese müssen dazu möglichst senkrecht oder überhängend sein. Der Halbleiter kann durch naßchemisches oder trockenchemisches Ätzen oder durch Ionenimplantation [85] strukturiert werden. Zur Herstellung der hier untersuchten Proben ist das trockenchemische Ätzverfahren verwendet worden. Dieses wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Strukturen in der Größenordnung von 100 nm können mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellt werden. Durch das Beschreiben eines elektronenempfindlichen Lacks (Polymethylmethacrylat) mit einem fokussierten Elektronenstrahl wird die abzubildende Struktur belichtet. Bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV bis 30 kV und einem Strahldurchmesser von 30 nm beträgt die Auflösung etwa 50 nm bis 100 nm. Neben dem Fokusbereich hängt die Auflösung von der inelastischen Streuung der Elektronen im Lack und der Rückstreuung von Elektronen aus dem Halbleiter ab. Diese Effekte können durch die Verwendung eines möglichst dünnen und unempfindlichen Lackfilms minimiert werden. Nach der Entwicklung kann die belichtete Struktur z. B. durch Lift-Off auf einen Metallfilm übertragen werden.

3.2.2 Reaktives-Ionen-Ätzen

Reaktives-Ionen-Ätzen (RIE: Reactive Ion Etching) ist ein trockenchemisches Ätzverfahren (siehe z. B. [86, 76]). Es findet in einer Kammer statt, in die die zur Ätzung verwendeten Gase bei niedrigem Druck eingeleitet werden. Sie werden durch Einkopplung eines hochfrequenten, elektrischen Wechselfeldes zwischen dem Probenstück und einer darüber befindlichen Elektrode teilweise zerlegt und ionisiert. In

dem so entstehenden Plasma werden die viel leichteren Elektronen durch eine geeignete Elektrodengeometrie von den Ionen getrennt. Dadurch überlagert sich der Wechselspannung eine Gleichspannung, welche die positiven Ionen auf die Probe beschleunigt.

Der Materialabtrag beruht nun auf zwei verschiedenen Mechanismen: Zum einen reagieren die Moleküle, Radikale und Ionen des Plasmas chemisch mit dem zu ätzenden Material, wobei der Festkörper in gasförmige Substanzen umgewandelt wird. Zum anderen führt der Ionenbeschuss zu einem mechanischen Abtrag (Absputtern) des Materials und eventuell vorhandener Adsorbate. Dabei werden die chemischen Bindungen an der Probenoberfläche aufgebrochen, so daß die chemischen Prozesse hauptsächlich an den Stellen ablaufen, die dem Ionenbeschuss direkt ausgesetzt sind. Darauf beruht die starke Richtwirkung dieser Ätzmethode, die sich in sehr steilen Ätzflanken äußert.

Ätzen von GaInAs/InP

Das hier verwendete GaInAs/InP-System wird mit einem Gasgemisch von 25 ml/min CH_4 und 20 ml/min H_2 bei einem Prozeßdruck von 1.8 Pa und einer eingekoppelten Leistung von 200 Watt geätzt. Das CH_4/H_2 -Plasma erhält man, indem am Anfang des Ätzprozesses Wasserstoff im Überschuß eingeleitet wird. Dieser dient zum Zünden des Plasmas, dem erst dann Methan in der benötigten Menge hinzugefügt wird. Eine Besonderheit des CH_4/H_2 -Gemischs liegt darin, daß sich an Stellen mit geringer Ätzrate Polymere bilden. Diese schützen die Ätzmaske, die hier aus 30 nm dickem Ti besteht, und die bereits geätzten Flanken vor einem nicht beabsichtigten Abtrag und gewährleisten so eine gute Abbildung der vorgegebenen Struktur. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen bzw. die entstehenden Polymere wieder zu entfernen, wird vor und nach dem eigentlichen Ätzschritt ein O_2 -Plasma gezündet. Dieses dient zur Entfernung von Lackresten bzw. der beim RIE-Prozeß entstehenden Polymere.

Für die beiden Verbindungshalbleiter der verwendeten Heterostruktur wurden folgende Ätzraten festgestellt:

- GaInAs: ca. 11 nm/min
- InP: ca. 20 nm/min

Der RIE-Ätzprozeß bedingt eine gewisse Schädigung der Halbleiteroberfläche. Durch die physikalische Komponente des Ätzprozesses wird die Oberfläche strukturell verändert. Die größere Flüchtigkeit der Gruppe-V-Elemente Arsen und Phosphor führt zudem zu einer gegenüber dem Volumen geänderten Stöchiometrie. Schließlich besteht die Möglichkeit, daß Wasserstoff aus dem Plasma in den Halbleiter eindiffundiert und einen Teil der Donatoren passiviert. Diese Schädigungen können – zumindest teilweise – rückgängig gemacht werden. Indium und Indiumoxid, das sich beim RIE-Prozeß an der Probenoberfläche bilden kann, wird zusammen mit der Ti-Ätzmaske in verdünnter Flußsäure entfernt. Die Auswirkungen auf den elektrischen Transport, die strukturelle Schädigungen sowie ein möglicher Wasserstoffeinbau haben, lassen sich durch Tempern beheben (vgl. [75]). Daher sind bei den hier vorgestellten Proben die ohmschen Kontakte erst nach der RIE-Ätzung einlegiert worden.

Ätzen von Nb und NbN

Nb und NbN, sowie einige andere Metalle, lassen sich trockenchemisch im SF_6 -Plasma ätzen. Für Nb erzielt man bei einem Prozeßdruck von 2 Pa und einer eingekoppelten Leistung von 50 W etwa eine Ätzrate von 60 nm/min. Der Ätzprozeß wird mittels eines Laserinterferometers überwacht: Sinkt die Schichtdicke des Nb unter $\lambda/(2n_{\text{Nb}})$, so verschwinden die Intensitätssoszillationen des reflektierten Laserlichts. Wird der Ätzprozeß einige Sekunden später unterbrochen, so ist eine sichere Entfernung des Nb gewährleistet, wobei gleichzeitig die Schädigung des Substrates durch SF_6 -Ionenbeschuß minimiert wird.

Als Ätzmaske kann Ti verwendet werden, da es eine wesentlich geringere Ätzrate als Nb oder NbN aufweist. Allerdings kann Ti nach der RIE-Ätzung nur bei großflächigen Nb-Strukturen mit 5%iger Flußsäure entfernt werden. Bei der Strukturierung schmaler Stege von etwa 100 nm Breite führt die Löslichkeit des Nb in Flußsäure zu einer Zerstörung der Nb-Struktur. Besser eignet sich Al als Ätzmaske, da es im SF_6 -Plasma durch chemische Reaktion stabil bleibt und sich problemlos in AZ-Entwickler löst.

3.3 Probenherstellung

In diesem Abschnitt wird die Abfolge der Prozeßschritte zur Probenherstellung vorgestellt. Einige wichtige Zwischenergebnisse und das Resultat des Präparationspro-

zesses sind schematisch in Abb. 10 dargestellt. Die Abbildung ist nicht maßstabsgerecht und faßt der Einfachheit halber in Teilbild c) einen Oberflächenkontakt und einen lateralen Kontakt in einer Struktur zusammen. In den realen Proben ist jeweils nur einer der beiden Kontakttypen realisiert, wie man den Abbildungen 11 und 12 entnehmen kann.

Im ersten Schritt wird mittels optischem Umkehrprozeß, Titanbedampfung und Lift-Off-Verfahren eine Titanmaske auf der Oberfläche der Heterostruktur hergestellt. Sie wird durch RIE-Ätzung auf den Halbleiter übertragen und anschließend in wässriger, 5-prozentiger HF-Lösung entfernt. Damit ist das 2DEG auf die sogenannte Mesa eingeschränkt. Sie hat im vorliegenden Fall die Struktur eines Hallbarrens und stellt für tiefe Temperaturen ($T \leq 40$ K) den einzigen elektrisch aktiven Bereich dar.

Es folgt ein optischer Umkehrprozeß zur Definierung der ohmschen Kontakte auf den Halbleiterzuleitungen. Die Metallisierung aus Ni/AuGe/Ni/Au wird nach dem Lift-Off in einem RTP⁶-Ofen bei 400 °C einlegiert. Dabei werden auch die beim RIE-Prozeß entstandenen Schäden teilweise ausgeheilt (vgl. Abschnitt 3.2.2). Das Ergebnis zeigt Abb. 10 b).

Für die Oberflächenkontakte wird die Mesaflanke an einigen Stellen mit Polyimid isoliert. Danach kann die Probe mit dem Kontaktmaterial beschichtet werden. Nb und NbN können ganzflächig aufgebracht und anschließend mittels RIE-Ätzung strukturiert werden. Der RIE-Prozeß konnte in der zur Verfügung stehenden Anlage nicht für die Metalle Au und Co eingesetzt werden. Daher wurde bei der Herstellung möglichst vergleichbarer Proben mit unterschiedlichen Kontaktmaterialien das Lift-Off-Verfahren eingesetzt. Dieses hat jedoch den Nachteil, daß nach dem optischen Umkehrprozeß häufig dünne Lackschleier auf der Probenoberfläche zurückbleiben. Diese können die Kontakteigenschaften beeinflussen und werden daher vor der Metallisierung in einem Sauerstoffplasma entfernt. Der Prozeß wird in einem Plasmasverascher (Technics Plasma GmbH, Modell 300-M) bei einer Leistung von 100 W für 30 s durchgeführt. Die dabei entstehenden Oxide auf der Halbleiteroberfläche werden in der Vakuumkammer unmittelbar vor der Kathodenzerstäubung des Kontaktmaterials durch eine Argonionenreinigung abgetragen.

Auch vor der ganzflächigen Deposition von Nb wird die Probe im Plasmasverascher behandelt, um eventuelle Rückstände des Polyimidprozesses zu entfernen. Nach der

⁶Rapid Thermal Processing

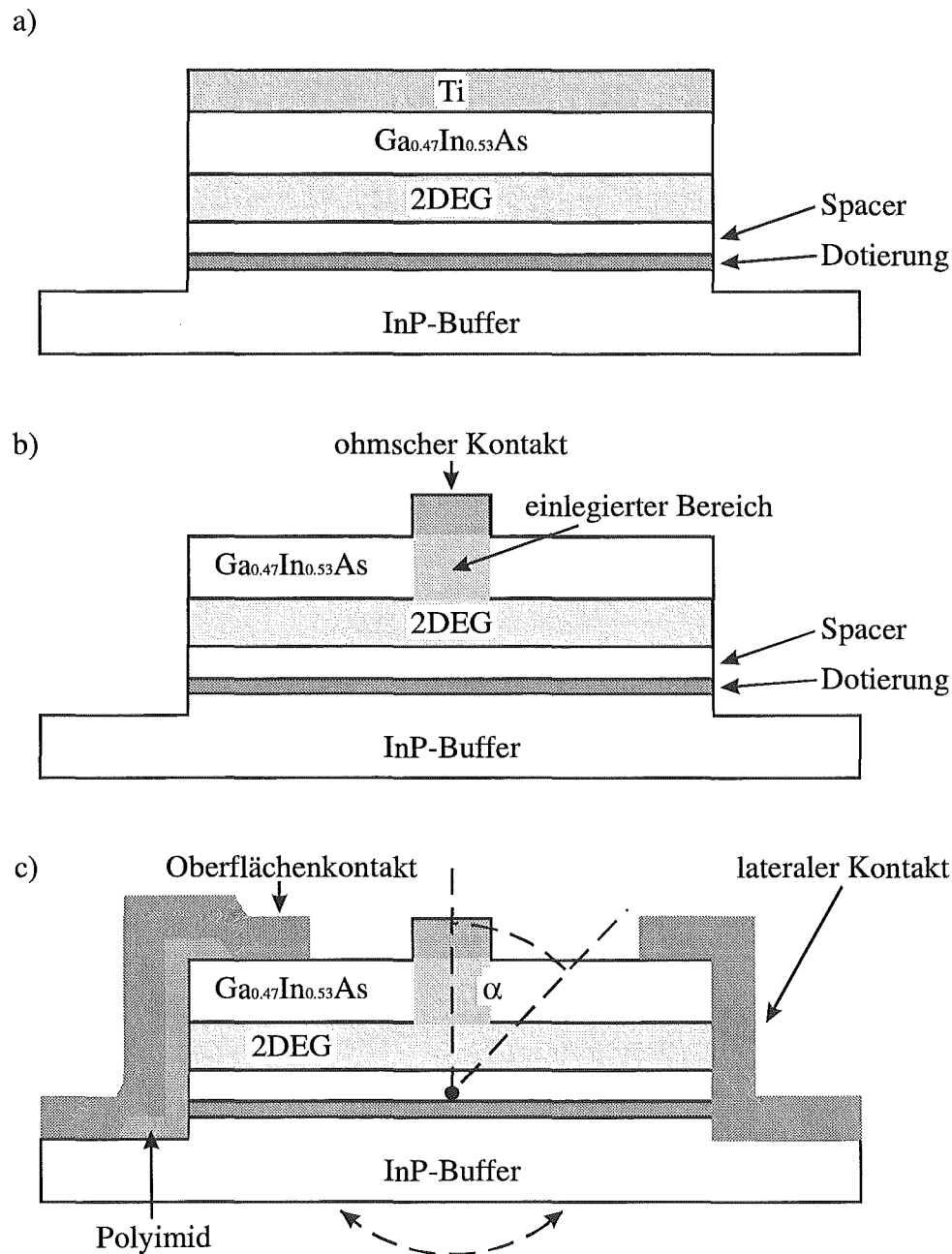


Abbildung 10: Schematischer, nicht maßstabgerechter Probenquerschnitt nach verschiedenen Prozeßschritten: a) nach der RIE-Ätzung, b) nach dem Einlegieren der ohmschen Kontakte, c) fertige Probe; die Argonionenreinigung und die Aufbringung des Kontaktmaterials findet entweder unter einem festen Winkel α oder unter Schwenken um die eingezeichnete Achse statt.

Metallisierung wird mittels optischem Umkehrprozeß und Lift-Off eine 50 nm dicke Titan- oder eine 10 nm dicke Aluminiumätzmaske auf der Probe strukturiert. Durch diese wird im anschließenden RIE-Schritt (SF_6 -Plasma) die Kontaktgeometrie definiert. Der Titanfilm wird in 15 s in 5-prozentiger, wässriger HF-Lösung entfernt, wobei breite Nb-Flächen nur unwesentlich angegriffen werden. Das Aluminium läßt sich im Entwickler für den optischen Lack lösen, ohne das Nb anzugreifen. Die ganzflächige Deposition von Nb und die nachträgliche Strukturierung eignen sich besonders für die Präparation hochtransmissiver Grenzflächen in SNS-Strukturen. Dadurch kann nämlich durch Abänderung der obigen Prozeßreihenfolge jegliche Kontamination der geätzten Mesaflanke mit Lack vermieden werden.

Wie in Abb. 10 c) angedeutet ist, erfolgt die Reinigung durch die Argonionen und die anschließende Deposition des Kontaktmaterials entweder unter einem festen Winkel α oder unter Schwenken um die eingezeichnete Achse. Letzteres Vefahren ist nur in der Leybold SAT 6 Ultrahochvakuumanlage möglich und gewährleistet eine kontrollierte Reinigung und Bedampfung von gegenüberliegenden Ätzflanken, was insbesondere zur Präparation von SNS-Kontakten wichtig ist [84, 75]. In der Z400S Vakuumkammer kann die Probe nur unter einem festen Winkel α eingebaut werden. Für gegenüberliegende, laterale Kontakte ist nur $\alpha = 0^\circ$ sinnvoll, während bei einseitigen, lateralen Kontakten – besonders für Nb und NbN – geringere Kontaktwiderstände für $\alpha = 45^\circ$ erzielt werden.

3.4 Probenlayouts

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Präparation gezeigt und die untersuchten Probengeometrien vorgestellt.

3.4.1 Oberflächenkontakte

Abb. 11 zeigt eine aus drei Teilstrukturen bestehende Probe, von denen zwei mit Oberflächenkontakten versehen sind. Das 2DEG ist durch RIE-Ätzung auf die mit den außen liegenden Bondpads verbundenen Bereiche eingeschränkt. Die 25 μm breiten, seitlichen ohmschen Kontakte werden in den Messungen zur Einprägung des Stroms benutzt. Zur Spannungsdetektion werden die ohmschen Kontakte an den 5 μm breiten Halbleiterstegen eingesetzt. Die Oberflächenkontakte bestehen aus 100 nm dicken, 15 μm breiten und 100 μm langen Nb-Streifen, die auf der

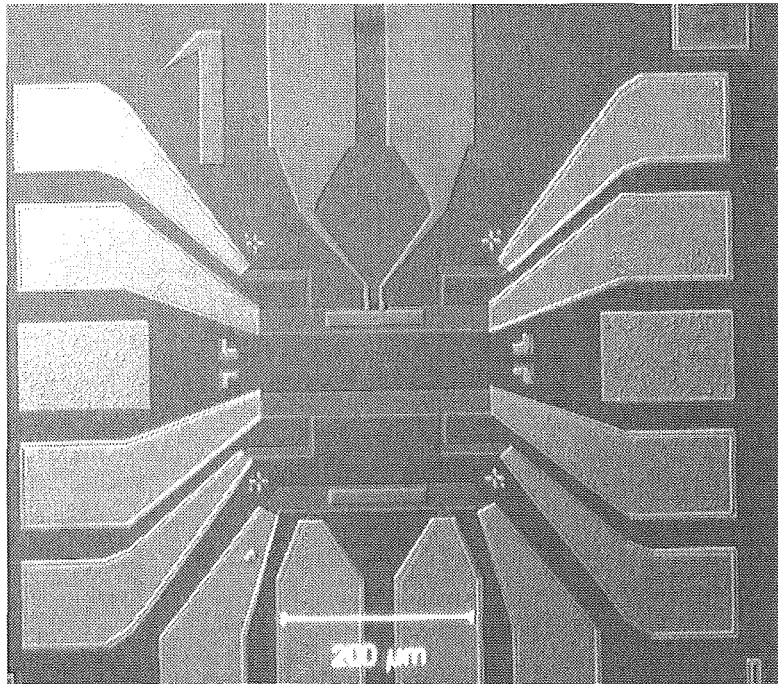


Abbildung 11: Layout 1, bestehend aus drei Teilstrukturen: 1 a) mit elektrisch kontaktierbarem Nb-Oberflächenkontakt (oben); 1 b) Blindprobe ohne Oberflächenkontakt (Mitte); 1 c) mit Nb-Oberflächenkontakt, der nicht extern anschießbar ist (unten).

$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht der Heterostruktur platziert sind. In Struktur 1 a) kann der Oberflächenkontakt mittels der beiden am oberen Rand der Abbildung liegenden Bondpads elektrisch angeschlossen werden. Damit ist eine direkte Messung durch die Deckschicht der Heterostruktur möglich. Zum Vergleich existieren zwei weitere Strukturen mit identischen Abmessungen, jedoch ohne Oberflächenkontakt (Layout 1 b)) bzw. mit nicht extern kontaktierbarem Nb-Streifen (Layout 1 c)).

3.4.2 Laterale Kontakte

Abb. 12 zeigt eine Probe mit zwei gegenüberliegenden, lateralen Nb-Kontakten, die in diesem, an einem optischen Mikroskop aufgenommenen Foto, hellgrau erscheinen. Hier ist das 2DEG durch RIE-Ätzung auf eine Hallbarren-Struktur eingeschränkt worden. Diese besitzt sechs symmetrisch in der Mitte angeordnete und zwei weiter außen liegende Spannungsabgriffe von je $5\ \mu\text{m}$ Breite. Der Abstand der zentralen Spannungskontakte beträgt $25\ \mu\text{m}$. Die lateralen Nb-Kontakte, die mit je zwei

Bondpads kontaktierbar sind, haben eine Breite von $15\text{ }\mu\text{m}$. Im nicht abgebildeten Layout 3 sind die lateralen Kontakte nur $5\text{ }\mu\text{m}$ breit und der Abstand der zentralen Spannungskontakte beträgt $10\text{ }\mu\text{m}$.

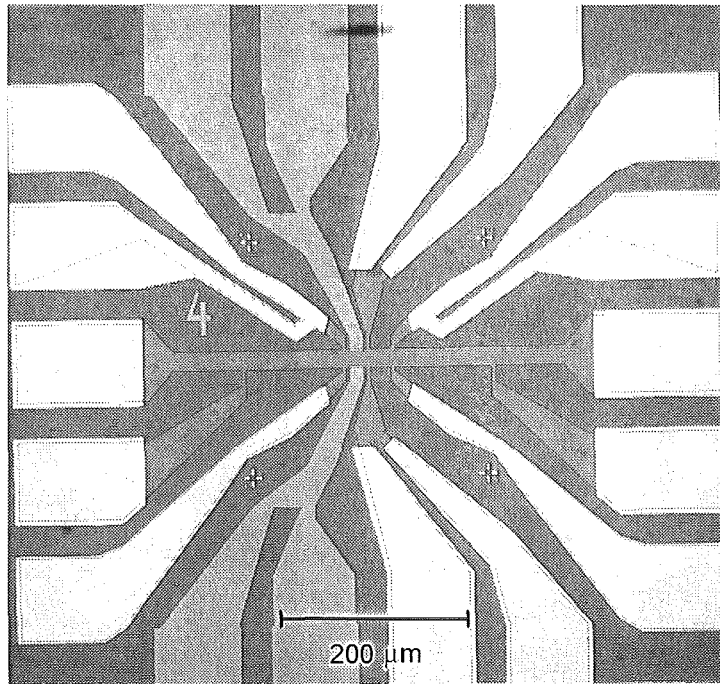


Abbildung 12: Layout 4: Hallbarren-Struktur mit zwei gegenüberliegenden, $15\text{ }\mu\text{m}$ breiten, lateralen Nb-Kontakten.

3.5 Kryostaten

Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen fanden im Temperaturbereich zwischen 50 mK und 15 K statt. In diesem Bereich liegen die kritischen Temperaturen des verwendeten Nb ($T_c = 8.3\text{ K}$) und NbN ($T_c = 13.4\text{ K}$). Weiterhin ist die elektrische Leitfähigkeit in den verwendeten Heterostrukturen für Temperaturen unterhalb von 40 K typischerweise vollständig auf das 2DEG beschränkt, das unterhalb dieses Wertes eine temperaturunabhängige Elektronenkonzentration aufweist [23].

Für den Temperaturbereich von 0.3 K bis 20 K ist ein ^3He -Kryostat der Firma Oxford verwendet worden. Bei diesem Kryostat wird die Probe direkt mit dem ^3He -Bad

in Kontakt gebracht, so daß der Wärmeaustausch über die gesamte Probenoberfläche möglich ist. Die Basistemperatur von 0.3 K wird in diesem Kryostaten durch Pumpen des ^3He -Dampfes über einer flüssigen Phase aus kondensiertem ^3He erreicht. Die Kondensation des ^3He erfolgt an einem, durch Pumpen von ^4He auf 1.2 K gehaltenen, sogenannten „1 K-Pot“. Mittels eines Temperaturregelgeräts (ITC4, Oxford) kann die Probentemperatur durch Heizen reproduzierbar zwischen 0.3 K und 15 K eingestellt werden. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem nur schwach magnetfeldabhängigen 470 Ω Speer-Widerstand, der im Bereich von 0.3 K bis 4 K mit einem RuO₂-Widerstand und im Bereich von 4 K bis 15 K mit einer GaAs-Diode kalibriert wurde. Für magnetfeldabhängige Messungen besitzt der Kryostat einen supraleitenden Magneten, mit dem senkrecht zur Probenoberfläche Felder von bis zu 10 T erzeugt werden können.

Für Messungen im Temperaturbereich zwischen 0.3 K und 80 K und Magnetfeldern von bis zu 2 T wurde ein weiterer ^3He -Kryostat (Heliox 2 VL Kompaktkryostat, Oxford) in Betrieb genommen. Dieser Kryostat kann aufgrund seines geringen Außendurchmessers von 50 mm in ^4He -Transportbehältern betrieben werden. Der Kryostat wird wie im vorhergehenden Absatz beschrieben auf 0.3 K abgekühlt. Dabei befindet sich das ^3He allerdings in einem abgeschlossenen Volumen. Die thermische Ankopplung der Probe erfolgt im Vakuum über eine Kaltfläche. Zwischen 0.3 K und 4 K erfolgt die Temperaturmessung mit einem geeichten RuO₂-Widerstand, im Bereich zwischen 4 K und 80 K mit einem geeichten Kohle-Glas-Widerstand. Die Probentemperatur wird von einem Regelgerät (ITC-503, Oxford) durch Heizen bzw. durch Änderung der Pumprate des ^3He -Dampfes eingestellt. Für Messungen bei sehr kleinen Magnetfeldern steht eine Kryoperm-Abschirmung zur Verfügung, in der mittels einer supraleitenden Spule bis zu 20 Gauß erzeugt werden können.

Messungen bei Temperaturen von 50 mK und Magnetfeldern von bis zu 16 T wurden in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten durchgeführt. In diesem Kryostaten wird die Basistemperatur durch Umpumpen des ^3He in einem Kreislauf erreicht. Es wird als Dampf der ^3He -armen Phase eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gemisches entzogen und nach erneuter Kondensation der ^3He -reichen Phase des Gemisches zugeführt. Der Phasenübergang im Gemisch weist für Temperaturen unterhalb von 0.3 K eine größere Kühlleistung auf als der Phasenübergang des reinen ^3He vom flüssigen in den gasförmigen Zustand. Grund dafür ist der konstante Prozentsatz an ^3He in der ^3He -armen Phase des Gemischs, wodurch eine konstante Pumprate des ^3He gewährleistet ist [87].

Messungen bei 4.2 K, für die kein Magnetfeld benötigt wurde, sind in flüssigem

^4He bei Normaldruck durchgeführt worden. Dazu wird die Probe am Ende eines Metallrohres installiert und in einem Transportbehälter für flüssiges ^4He versenkt. Eine gleitende Dichtung auf dem Außendurchmesser des Rohres verhindert dabei das Eindringen und Ausfrieren von Luft und ermöglicht es, verschiedene Eintauchtiefen einzustellen. Dadurch kann die Probe auch oberhalb der Flüssigkeitsoberfläche positioniert werden, was Messungen bei Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 4.2 K erlaubt. Die Temperatur wird mittels eines geeichten Kohle–Glas–Widerstands bestimmt. Externe Magnetfelder, wie etwa das Erdmagnetfeld, können in diesem Aufbau durch Anbringen einer Kryoperm–Abschirmung, die durch Tempern eine maximale Permeabilität bei 4 K erlangt, von der Probe abgeschirmt werden.

3.6 Meßelektronik

Entsprechend der zu untersuchenden Phänomene, die energetisch auf der Skala der Supraleiterenergielücke liegen, müssen bei den Messungen Spannungen in der Größenordnung von $10\ \mu\text{V}$ detektiert werden. Dann kann man bei genügend kleinen Temperaturen ($T \leq 0.1\ \text{K}$) Effekte auflösen, die bei 1% der Energielücke auftreten. Je nach Größe der Kontakte ergeben sich Kontaktwiderstände R_K von bis zu einigen $\text{k}\Omega$. Das bedeutet z. B. unter obiger Bedingung, daß man bei $R_K = 1\ \text{k}\Omega$ einen Meßstrom von maximal $10\ \text{nA}$ verwenden kann. Als Meßstrom wird hierbei der Wechselstrom einer stromgetriebenen Lock–In–Messung bezeichnet, der bei der Messung des differentiellen Widerstands einer Probe dem Gleichstrom überlagert wird. Diese Meßmethode eignet sich besonders, um kleine Signale rauschfrei zu detektieren und wird in der vorliegenden Arbeit fast ausschließlich eingesetzt.

Der interne Oszillator des Lock–In–Verstärkers erzeugt eine Wechselspannung durchstimmbarer Frequenz und Amplitude. Hier wird mit Frequenzen zwischen 17 Hz und 230 Hz und Amplituden zwischen 10 mV und 1 V gearbeitet. Zur Erzeugung einer Gleichspannung wird eine Hewlett Packard 3245A–Spannungsquelle bzw. eine DA–Wandlerkarte (AT–MIO–16L–19 Multi–I/O Board, National–Instruments) eingesetzt. Sowohl die Gleich– als auch die Wechselspannung werden zur Vermeidung von Masseschleifen optisch entkoppelt. Dies geschieht mittels Isolationsverstärkern, die die Eingangsspannung in ein Lichtsignal umsetzen, das von einer Photodiode aufgenommen wird. Die Ausgangsseite dieser Isolationsverstärker sowie die Stromquelle, die die Spannung in einen entsprechenden Strom umsetzt, sind batteriegestützt. Diese Maßnahme verhindert weitgehend das Auftreten von 50–Hz–Rauschen im Meßstrom, das durch die Netzspannung eingespeist werden könnte.

Durch die Verwendung verschieden großer Vorwiderstände erlaubt die Stromquelle die Wahl unterschiedlicher Strombereiche von 1 nA / 1 V bis 1 mA / 1 V. Der Strom wird über eine Umschaltbox auf die entsprechenden Kontakte der Probe geschaltet. Jede Zuleitung wird durch einen Tiefpaß- π -Filter geführt, der hochfrequente Störsignale auskoppelt. Dies vermindert das Stromrauschen, das zu Verrundungen der gemessenen Kennlinien führt.

Die in der Probe abfallende Spannung wird nahe der Umschaltbox durch einen Differenzverstärker um einen Faktor 100 bis 1000 vorverstärkt, um das Signal- zu Rauschverhältnis auf dem Weg zum Lock-In-Verstärker möglichst groß zu halten. Dieser mißt die Amplitude des Spannungssignals, das die gleiche Frequenz ω und Phasenlage ϕ wie die im internen Oszillator erzeugte Wechselspannung hat. Dabei wird über mehrere Perioden gemittelt. Der gemessene Wert, geteilt durch die Amplitude des eingepprägten Wechselstroms I_{ac} , entspricht dem differentiellen Widerstand der Probe bei einem eingespeisten Gleichstrom I_{dc} wie folgende Taylorreihenentwicklung zeigt:

$$U(I_{dc} + I_{ac} \cos(\omega t)) = U(I_{dc}) + \frac{dU}{dI}|_{I_{dc}} I_{ac} \cos(\omega t) + \frac{1}{4} \frac{d^2 U}{d^2 I}|_{I_{dc}} I_{ac}^2 (1 + \cos(2\omega t)) + \dots \quad (44)$$

Die Aufnahme der Meßwerte geschieht mit einem IBM-kompatiblen Computer. Dazu wird das analoge Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers entweder mit einem Multimeter (Keithley 196 oder Hewlett Packard 3458A) oder einer AD-Wandlerkarte (AT-MIO-16L-19 Multi-I/O Board, National Instruments) digitalisiert und von einem Meßprogramm gespeichert.

4 Untersuchungen zur Technologie

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die bei Untersuchungen zur Technologie der Probenherstellung erzielt wurden. Es handelt sich dabei um die Optimierung der Parameter für eine effektive, aber schonende Reinigung der Kontaktflächen zum 2DEG im Argonplasma. Dazu wurde die Aufräuhung einer InP-Oberfläche mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM, Atomic Force Microscope) untersucht. Ein zweiter Abschnitt beschreibt die Möglichkeit, leitende Oberflächenschichten, die durch Indiumanreicherung entstehen können, durch eine Behandlung der Probe mit Essigsäure zu entfernen. In einem dritten Abschnitt schließlich werden die Kontaktwiderstände der Materialien Au, Co, Nb und NbN zum 2DEG miteinander verglichen.

4.1 Einfluß der Reinigungsdauer auf die Aufräuhung einer InP-Oberfläche

Vor der Abscheidung der Materialien bei der Herstellung nicht einlegierter Kontakte ist es notwendig, die Kontaktfläche von Oxiden und Adsorbaten zu befreien, um einen möglichst geringen Kontaktwiderstand zu erzielen. Bei der Herstellung von Supraleiter-Halbleiter-Hybridkontakten ist dabei die Verwendung verschiedener Argonreinigungsmethoden weit verbreitet. Eine Möglichkeit, kontaminationsfreie Oberflächen zu erhalten, ist, den Halbleiter mit Argonionen in-situ zu ätzen [11]. Zur ausschließlichen Reinigung werden Argonplasmen oder Ar^+ -Elektronenstoßquellen eingesetzt [88, 89, 90]. Diese beiden Reinigungsverfahren fanden auch bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben ihre Anwendung und wurden in unserem Institut bereits eingehend untersucht [75, 77, 84, 91]. In diesem Abschnitt wird die Aufräuhung einer InP-Oberfläche in Abhängigkeit von der Reinigungszeit gezeigt. Das Ziel der Untersuchung ist es, eine Zeit zu finden, nach der die Halbleiteroberfläche effektiv gereinigt, aber minimal geschädigt worden ist. Dabei dient InP als Indikator, da es weicher als GaInAs ist und daher Schädigungen früher sichtbar werden.

Untersucht wird eine Heterostruktur ähnlich der in Abb. 9. Die Deckschicht besteht allerdings nicht aus 150 nm $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, sondern aus 40 nm InP. Einige Quadratmillimeter große Proben dieser Heterostruktur wurden unter 45° in eine Leybold Z400S Vakuumkammer eingebaut. Die InP-Oberfläche wurde dann 20 s bis 90 s bei

$4 \cdot 10^{-3}$ mbar einem Hochfrequenz-Argonplasma ausgesetzt. Die eingekoppelte Leistung wurde so gewählt, daß sich zwischen der über der Probe gelegenen Elektrode und dem Probenteller eine Gleichspannung von 800 V einstellte. Die so definierten Bedingungen gewährleisteten eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Präparation einseitiger, lateraler Kontakte mit niedrigen Kontaktwiderständen (vgl. Abschnitt 3.3).

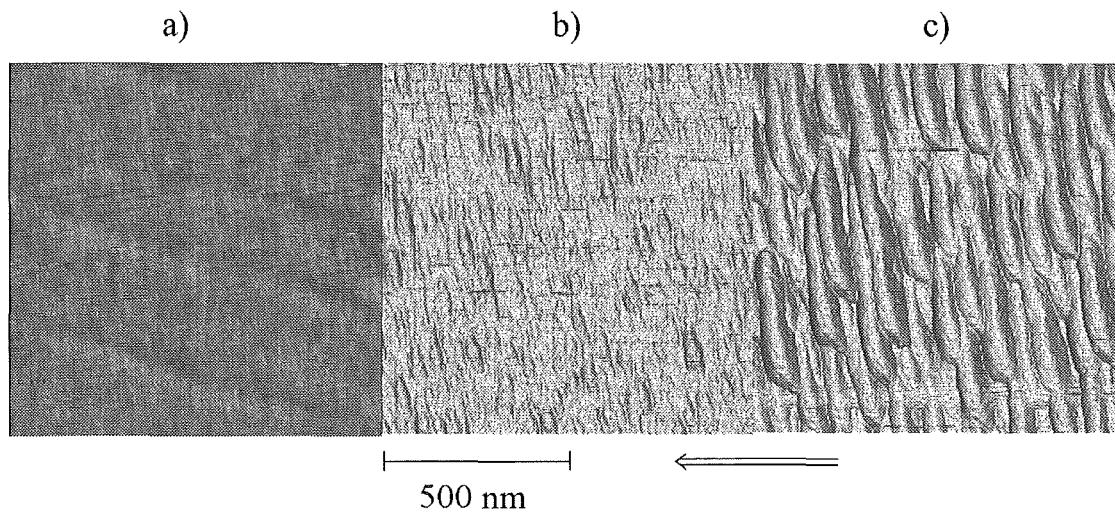


Abbildung 13: AFM-Aufnahmen einer InP-Oberfläche: a) unbehandelt, b) nach 20 s und c) nach 60 s Behandlung in einem Argonplasma bei 800 V Gleichspannung. Der Pfeil gibt die Vorzugsrichtung der Argonionen im Feld der Gleichspannung an.

Nach der Argonbehandlung wurden die Probenoberflächen auf einer Fläche von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ mit einem AFM abgetastet. Abb. 13 zeigt drei InP-Oberflächen im Vergleich. Die nicht behandelte Oberfläche a) ist so glatt, daß das AFM an seiner Auflösungsgrenze betrieben werden mußte. Die Aufnahme zeigt keine ausgeprägte Struktur. Bereits bei einer Reinigungszeit von 20 s b) bilden sich kleine, längliche Tröpfchen, die gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt sind. Ihre maximale Höhe ist jedoch deutlich kleiner als 5 nm. Bei einer Reinigungszeit von 60 s c) bilden sich auf der InP-Oberfläche über mehrere 100 nm langgezogene Strukturen aus, die senkrecht zur Einfallsrichtung der Argonionen orientiert sind. Ob ein Bezug zwischen Sputterrichtung und Orientierung der Oberflächenstruktur besteht, oder ob letztere mit einer bestimmten Kristallorientierung zusammenfällt, wurde nicht untersucht. In [92] wird über die Ausbildung regelmäßiger Rillen auf InP-Oberflächen berichtet, die im UHV unter einem flachen Winkel mit Argonionen beschossen wurden. Dabei waren

die Rillen im Gegensatz zur hier gefundenen Struktur parallel zur Einfallsrichtung der Ionen orientiert.

Eine quantitative Auswertung der Rauigkeit der InP-Oberfläche in Abhängigkeit der Reinigungsdauer zeigt Abb. 14. Aufgetragen sind die Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Punkt der abgetasteten Fläche $Z_{\max}$, sowie die Standardabweichung Z_{RMS} vom mittleren Z -Wert. Beide Werte hängen prinzipiell von der Verkipfung der Probe während der Oberflächenabtastung ab. Die Verkipfung ist durch je eine lineare Funktion in x - und y -Richtung ausgeglichen worden. Dann wurden $Z_{\max}$ und Z_{RMS} mit Hilfe der Bildauswertungssoftware des AFMs ermittelt [93]. Man sieht deutlich, daß beide Größen zwischen 20 s und 60 s am stärksten ansteigen und ab 60 s sättigen. Nach 20 s ist, wie bereits am Bild der Oberfläche erkennbar, eine merkliche Aufrauhung der InP-Oberfläche zu verzeichnen.

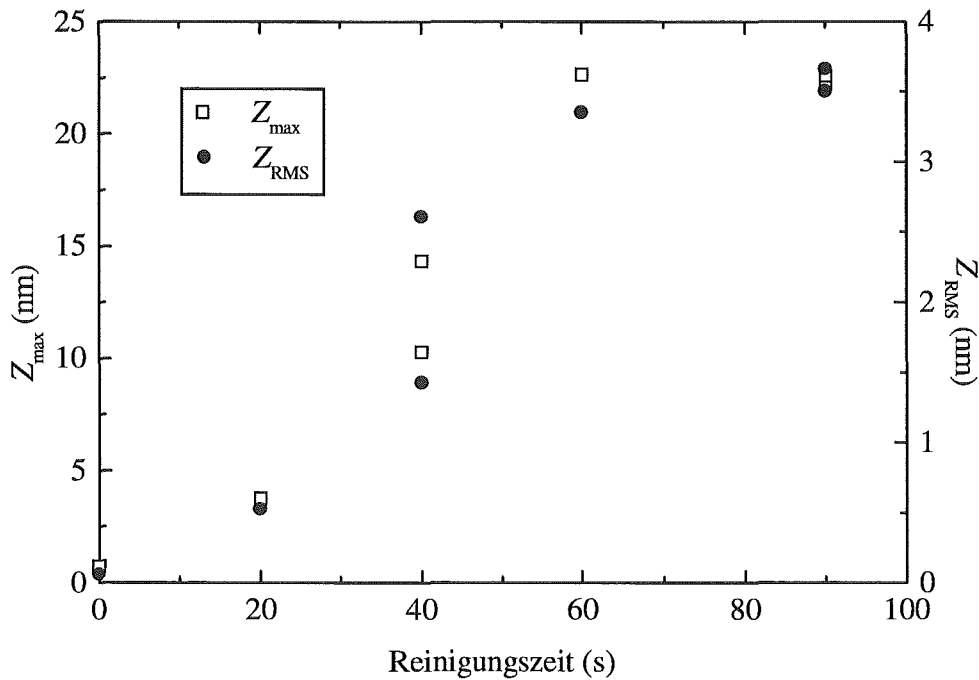


Abbildung 14: Abhängigkeit der Rauigkeit von der Reinigungszeit.

Bei der Präparation lateraler Kontakte ist die Reinigung der Grenzfläche zum 2DEG im $\text{Ga}_{0.23}\text{In}_{0.77}\text{As}$ entscheidend, über die die vorliegenden Meßwerte nur bedingt Aussagen erlauben. Nimmt man jedoch an, daß die Oxide und Adsorbate an dieser Grenzfläche durch die Argonionen entfernt werden, bevor es zu Schädigungen des

InP kommt, so kann man die vorliegenden Ergebnisse als Anhaltspunkt für eine Optimierung der Reinigungszeit verwenden. Sie sollte kleiner als 40 s sein und wurde daher für die meisten Proben zu 20 s gewählt. Nach dieser Zeit stellt man bereits eine merkbare Wirkung des Argonplasmas fest, die Schäden sind andererseits noch gering. Dieser letzte Punkt ist insbesondere für die Präparation supraleitender Kontakte bedeutend. Ist die Rauigkeit der InP-Oberfläche im Verhältnis zur Filmdicke des Supraleiters zu groß, so kann es zur Ausbildung supraleitender Schwachstellen, sogenannter „weak links“ kommen. Diese führen dann durch ihre Reihenschaltung mit dem zu untersuchenden Kontakt zu unreproduzierbaren Strukturen in den gemessenen Kennlinien. Ein weiteres Problem stellt eine mögliche chemische Verbindung des Kontaktmaterials mit dem durch die Argonbehandlung an der Oberfläche angereicherten Indium dar.

Die Messungen der für 20 s gereinigten Kontakte bestätigen, daß die gewählte Zeit zur Präparation niederohmiger Grenzflächen ausreicht (vgl. Abschnitt 4.3).

4.2 Essigsäureätzung

Durch trockenchemisches Ätzen oder durch Argonionenbeschuß wird eine InP-Oberfläche strukturell und auch in ihrer Zusammensetzung verändert. Da der Phosphor wesentlich schwächer gebunden ist, kommt es dabei zu einer Indiumanreicherung, die entweder als leitendes Indiumoxid oder als elementares Indium eine elektrisch leitende Oberflächenschicht bilden kann. Damit ist das 2DEG selbst für tiefe Temperaturen nicht mehr der einzige leitende Bereich, die angestrebte Definition der Probengeometrie also hinfällig. Deutlich zeigt sich das Auftreten eines solchen Parallelwiderstands – auch Bypaß genannt – in SDH-Messungen, die dann einen mit dem Magnetfeld quadratisch ansteigenden Hintergrund aufweisen, wie er in Abb. 15 zu sehen ist.

Die Messungen sind an einer Probe durchgeführt worden, die ganzflächig mit Niob bedampft worden ist, das dann mittels einer Titanmaske im SF_6 -Plasma strukturiert wurde. Das bedeutet, daß die InP-Oberfläche nicht nur durch die CH_4/H_2 -Ätzung der Halbleiterheterostruktur angegriffen worden ist, sondern auch durch die folgende Argonionenreinigung und die SF_6 -Strukturierung des Niob. Die resultierende Rauigkeit ist deutlich in Abb. 16 im Bereich links neben dem überlappenden, lateralen Kontakt zu sehen.

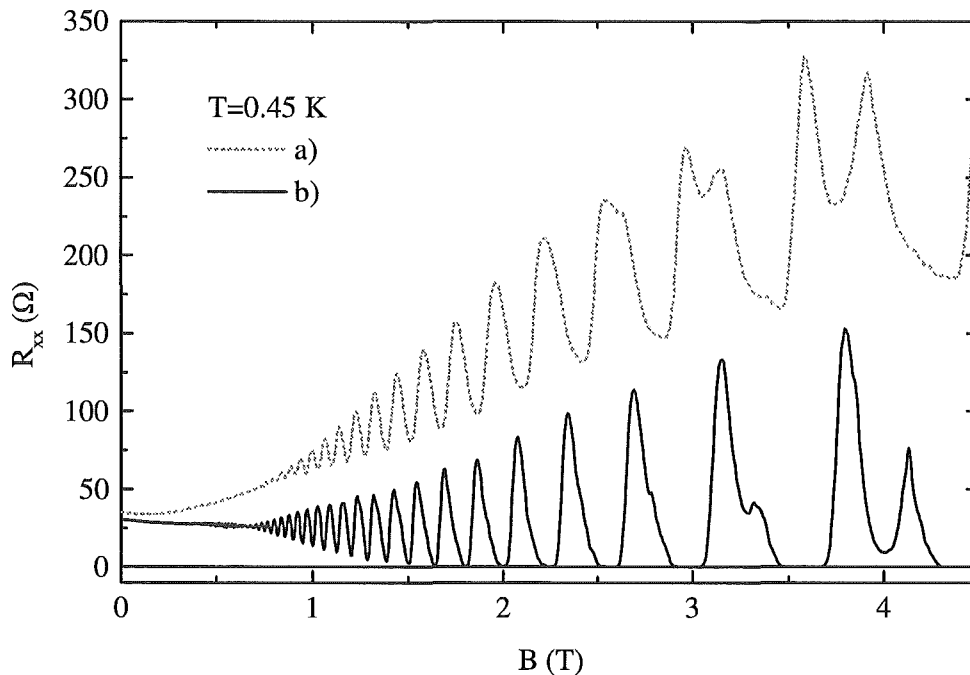


Abbildung 15: SDH-Messung an einer SF_6 geätzten Probe a) vor und b) nach der Essigsäurebehandlung.

Leitende Indiumoxide, die beim CH_4/H_2 -Prozeß entstehen, werden normalerweise bei der Entfernung der Titanätzmaske in 5%iger, wässriger HF-Lösung aufgelöst. Nach der Strukturierung des Niobfilms im SF_6 -Plasma besteht jedoch das Problem, daß Niob ebenfalls von Flußsäure angegriffen wird, weshalb sie nach diesem Schritt nicht benutzt werden kann. Als selektive Ätzlösung für elementares Indium, die weder den Halbleiter, die Nb-Kontakte noch die ohmschen Kontakte angreift, bietet sich heiße, konzentrierte Essigsäure an [94].

Durch Ätzen der Probenoberfläche in 80 °C warmer, konzentrierter Essigsäure läßt sich der Isolationswiderstand z. B. zwischen benachbarten Strukturen in Layout 1 (Abb. 11) deutlich vergrößern. Nach einer Ätzdauer von 30 s konnte ein Anstieg des Isolationswiderstands zwischen den Strukturen von 10 kΩ auf 180 kΩ erzielt werden. Eine Steigerung auf einen Isolationswiderstand von 3.8 MΩ läßt sich durch eine Verlängerung der Ätzdauer auf 5 min. erreichen. Dadurch wird die Leitfähigkeit der Probe quasi wieder vollständig auf die Mesa eingeschränkt. Das Verschwinden des Bypasses beweist der flache Verlauf der SDH-Messung b) in Abb. 15.

In Abb. 16 sieht man die vertikale Ätzflanke, die durch RIE-Ätzung in der Halblei-

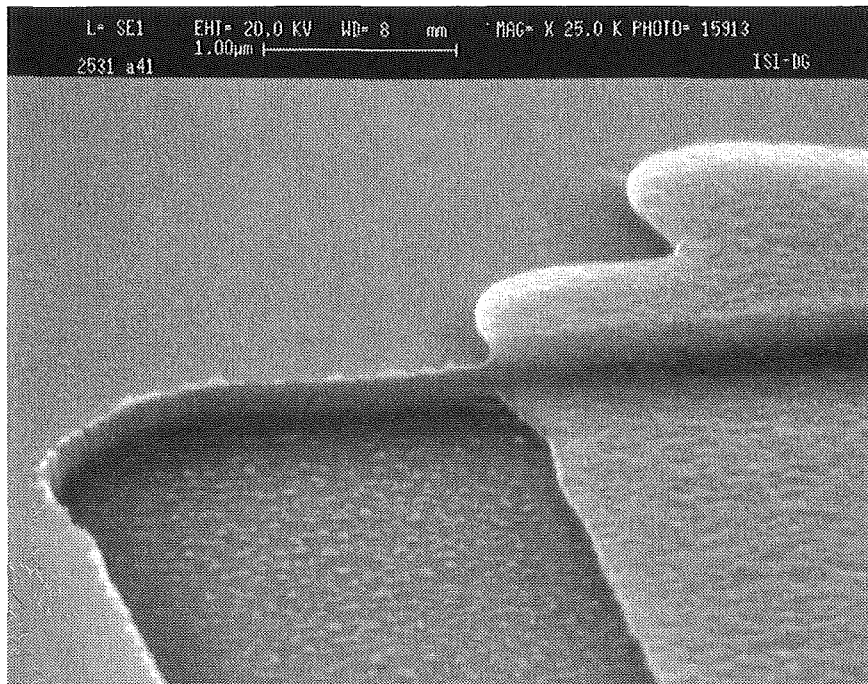


Abbildung 16: Lateraler Nb-Kontakt, der das 2DEG an der Ätzflanke kontaktiert. Links daneben erkennt man die raue InP-Oberfläche nach RIE, Ar^+ -Reinigung, SF_6 -Plasma und Essigsäureätzung.

terheterostruktur entstanden ist. Im rechten Teil des Bildes erkennt man den Nb-Film, der das 2DEG an der Ätzflanke kontaktiert. Die Oberfläche des $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, die ebenfalls der Ar^+ -Reinigung und dem SF_6 -Plasma ausgesetzt wurde, erscheint sehr glatt. Demgegenüber zeigt die InP-Oberfläche, die man im Vordergrund links neben dem Nb-Film sieht, eine deutliche Rauigkeit.

Abb. 16 zeigt die Probe nach der Essigsäurebehandlung. Die InP-Oberfläche bleibt also trotz des Verschwindens der elektrischen Leitfähigkeit rau. Das bedeutet, daß die deutlich sichtbaren Tröpfchen nicht aus elementarem Indium bestehen können. Das technologische Ziel der Definition der Probengeometrie und Probenisolation kann durch die Behandlung mit Essigsäure erreicht werden. Da Aluminium in heißer Essigsäure stabil ist, können auch bereits kontaktierte Proben inklusive Al-Bonddrähten und Chipträger auf diese Weise isoliert werden.

4.3 Kontaktwiderstände

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die bei der Herstellung lateraler Kontakte erzielten Kontaktwiderstände gegeben. Im Falle der Supraleiter ist dies der differentielle Widerstand R_N , der bei Spannungen weit oberhalb der Energielückenspannung Δ/e am Kontakt auftritt. Alle Messungen sind bei Temperaturen unterhalb von 2 K durchgeführt worden, bei denen R_N weitgehend temperaturunabhängig ist.

In Tabelle 3 sind die spezifischen Kontaktwiderstände, die sich als Produkt aus gemessenem Normalwiderstand R_N und Kontaktbreite W ergeben, für die in der Z400S Vakuumkammer aufgetragenen Metalle aufgelistet. Bei der Metallisierung unter einem Winkel von 0° sind je Probe zwei bzw. drei nominell gleiche, gegenüberliegende Kontakte hergestellt worden. Einseitige, laterale Kontakte sind unter 45° bzw. 55° aufgebracht worden. Der angegebene Winkel ist dabei derjenige zwischen der Normalen auf dem Target und der Normalen auf dem 2DEG (vgl. Abb. 10).

Bei der Auswertung der Daten für die Niobkontakte, die unter 0° aufgebracht wurden, stellte sich heraus, daß bei allen Proben die Kontaktwiderstände systematisch auf einer Seite der Probe deutlich höher waren als auf der anderen. Die verglichenen Proben sind alle gleichzeitig auf einem Stück des Halbleiters hergestellt worden. Auffällig dabei ist, daß der Unterschied der beiden Probenseiten für die $5\text{ }\mu\text{m}$ breiten Kontakte größer ausfällt als für die $15\text{ }\mu\text{m}$ breiten. Das Verhältnis der jeweiligen Kontaktwiderstände beträgt für $W = 5\text{ }\mu\text{m}$ bis zu 6.9 während es für $W = 15\text{ }\mu\text{m}$ maximal 2.3 ist. Im Vergleich dazu fällt die Streuung der Kontaktwiderstände für alle anderen unter 0° aufgetragenen Materialien mit 1.6 für AuNb, 1.4 für Au, 1.5 für NbN und 1.1 für Co deutlich kleiner aus. Da alle Kontakte auf derselben Heterostruktur und nach der gleichen Reinigung im Argonplasma hergestellt wurden, deutet dieses Verhalten auf eine gewisse Anisotropie bei der Deposition des Nb hin. Diese kann dazu führen, daß das 2DEG auf einer Seite der Probe nur teilweise kontaktiert wird und die effektive Kontaktbreite W_{eff} kleiner als W ist. Eine Möglichkeit besteht z. B. darin, daß die Lackmaske auf einer Seite der Probe den Kontakt am Rand auf einer bestimmten Länge abschattet. Dies würde auch der Beobachtung entsprechen, daß die Abweichung mit zunehmendem W kleiner wird, da Randeffekte weniger ins Gewicht fallen.

Ein weiterer Hinweis darauf, daß dc-Magnetron-Kathodenzerstäubung, die zur Herstellung der Nb- und NbN-Filme eingesetzt wird, steile Ätzflanken nicht homogen

Material	Winkel	R_N/Ω	$W/\mu\text{m}$	$WR_N/\Omega\mu\text{m}$
Nb	0°	1250	5	6250
		220	5	1100
Nb	0°	190	15	2850
		90	15	1350
Nb	0°	175	15	2625
		75	15	1125
Nb	0°	200	15	3000
		88	15	1320
Nb	0°	1650	5	8250
		240	5	1200
Nb	45°	29	15	435
AuNb	0°	185	5	925
		125	5	625
		115	5	575
Au	0°	104	5	520
		75	5	375
		75	5	375
Au	45°	29	15	435
NbN	0°	3200	5	16000
		3000	5	15000
		2200	5	11000
NbN	45°	1000	5	5000
NbN	45°	150	15	2250
NbN	45°	120	15	1800
NbN*	45°	100	15	1500
NbN*	45°	100	15	1500
Co	0°	115	5	575
		114	5	570
		105	5	525
Co	55°	77	15	1155

Tabelle 3: In der Z400S-Vakuumkammer erzielte Kontaktwiderstände für verschiedene Materialien und Winkel; Reinigungsparameter: Argonplasma für 20 s bei einer Gleichspannung von 800 V, bzw. bei NbN*: 20 s im N₂/Ar-Plasma und 20 s im Ar-Plasma bei 800 V.

belegt, sind die extrem hohen Kontaktwiderstände der NbN-Probe, die unter 0° hergestellt wurde. Sie sind im Vergleich zu den unter 45° aufgebrachten Kontakten um bis zu einen Faktor 10 größer. Die Kathodenzerstäubung unter einem Winkel von 45° führt also bei Nb und NbN zu einer deutlichen Verringerung der Kontaktwiderstände. Eine Verlängerung der Reinigungsdauer auf 40 s bei den mit einem Stern (*) gekennzeichneten NbN-Kontakten führte zu einer mässigen Verringerung der Kontaktwiderstände. Dabei wurde während der ersten 20 s im N_2/Ar -Plasma und während der folgenden 20 s im Ar-Plasma bei 800 V Gleichspannung gereinigt.

Die Argonplasmareinigung scheint im wesentlichen unabhängig vom Winkel zu sein. Dies kann man aus den Werten für Au und Co ableiten. Für Au, bei dem der niedrigste spezifische Kontaktwiderstand gemessen wurde, läßt sich keine Abhängigkeit vom Winkel feststellen. Im Falle des Co ist der spezifische Kontaktwiderstand bei der unter 55° hergestellten Probe sogar etwa doppelt so hoch wie bei planarer Deposition. In diesem Fall kann dies jedoch daran liegen, daß der Kontakt zum 2DEG bei der unter 55° hergestellten Probe aufgrund der um den Faktor $\cos(55^\circ)$ reduzierten Schichtdicke schlecht ausgebildet ist. Wenn nämlich die Schichtdicke des deponierten Films nicht in etwa der Höhe der Ätzflanke entspricht, kann die Belegung des freigelegten 2DEG mit dem Kontaktmaterial möglicherweise unvollständig sein.

Ein Versuch, die gute Kontaktierung des 2DEG durch das unter 0° aufgebrachte Au zur Präparation niederohmiger, beidseitiger Supraleiterkontakte auszunutzen, stellt der AuNb-Kontakt dar. In diesem Fall ist nach der Argonplasmareinigung zunächst ein 6 nm dicker Au-Film deponiert worden, der als Proximity-Schicht für den folgenden, 125 nm dicken Nb-Film dient. Im Vergleich zu den planar hergestellten Nb-Kontakten konnte der niedrigste spezifische Widerstand fast um einen Faktor 2 verringert werden. Zudem ist der Unterschied im Kontaktwiderstand für die gegenüberliegenden Probenseiten selbst bei einem $5\ \mu\text{m}$ breiten Kontakt deutlich kleiner.

Abb. 17 faßt die Ergebnisse für die Proben mit spezifischen Kontaktwiderständen kleiner als $1800\ \Omega\mu\text{m}$ zusammen. Die gestrichelte Linie gibt den für $n = 6 \cdot 10^{15}\ \text{m}^{-2}$ und Transmissionswahrscheinlichkeit $\eta = 1$ berechneten spezifischen Sharvin-Widerstand WR_{Sh} an. Auf der rechten Abszisse ist η aufgetragen. Man kann also, homogene Transmissivität und $W_{\text{eff}} = W$ vorausgesetzt, η für die einzelnen Kontakte ablesen. Der Vergleich mit dem Sharvin-Widerstand ist jedoch strenggenommen nur für ballistische Kontakte ohne Serienwiderstand sinnvoll. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, weisen die hier vorgestellten Kontakte jedoch in der Regel einen Serienwider-

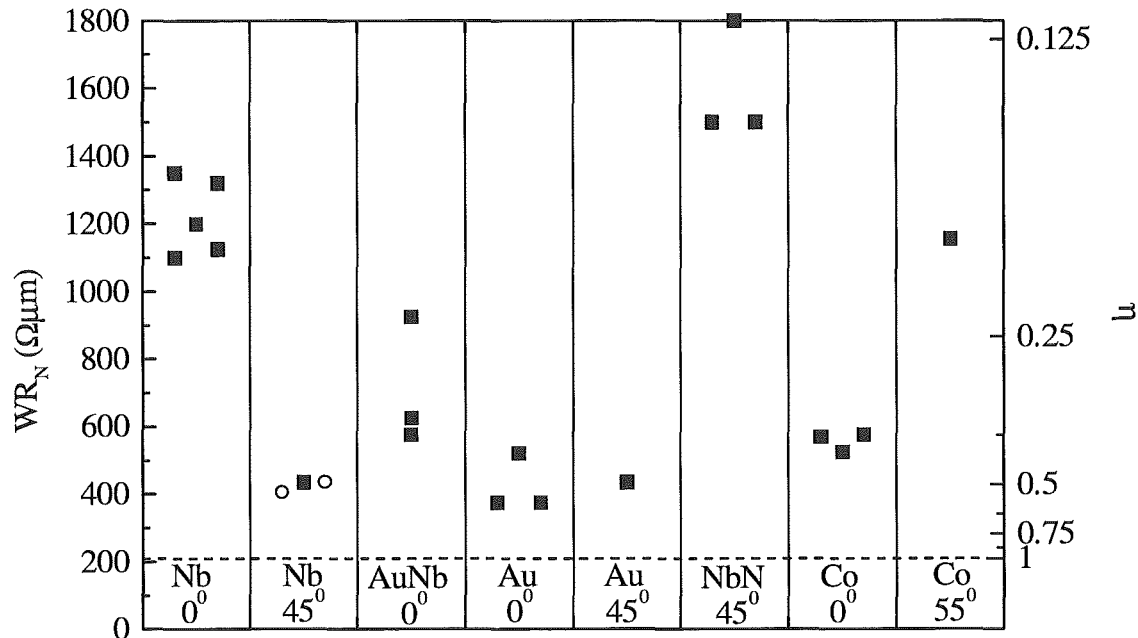


Abbildung 17: Spezifische Kontaktwiderstände der mittels Kathodenzerstäubung (Quadrate) bzw. mittels Elektronenstrahlverdampfung im UHV (offene Kreise) aufgetragenen Metalle. Die gestrichelte Linie gibt den für $n = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und Transmissionswahrscheinlichkeit $\eta = 1$ berechneten spezifischen Sharvinwiderstand an.

stand auf.

Zum Vergleich sind in Abb. 17 auch zwei Meßpunkte für Nb-Kontakte eingetragen, die in der SAT6 Ultrahochvakuumanlage hergestellt wurden. Die Aufdampfung erfolgte unter Schwenken der Probe nach einer dreistündigen Reinigung mit Argonionen, die mit einer Energie von 300 eV auf die Halbleiteroberfläche auftreffen. Die spezifischen Normalwiderstände sind vergleichbar mit dem unter 45° deponierten Nb-Kontakt. Dennoch ist die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit der im UHV aufgedampften Kontakte deutlich höher als diejenige der mittels Kathodenzerstäubung hergestellten Kontakte [84, 75].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß eine Reinigung der Kontaktfläche für 20 s im Argonplasma bei einer Gleichspannung von 800 V die Präparation niederohmiger, lateraler Kontakte für die Metalle Nb, Au, Co und die Verbindung NbN ermöglicht. Bei der Deposition von Nb und NbN ist dabei der Einbau der Probe unter einem

Winkel von 45° notwendig. Ist dies, z. B. bei der Herstellung gegenüberliegender Kontakte nicht möglich, so erlaubt eine dünne Au-Zwischenschicht auch bei planarer Deposition geringe Kontaktwiderstände ohne große Streuung. Die hier nicht im Detail diskutierte Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit bleibt allerdings in allen Fällen kleiner als bei im UHV aufgedampftem Nb.

4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß

- eine Reinigung der Halbleiteroberfläche im Argonplasma bei 800 V Gleichspannung bereits nach 20 s Reinigungszeit die Präparation niederohmiger lateraler Kontakte ermöglicht. Dabei kann die Schädigung der freigelegten InP-Oberfläche minimiert werden.
- eine durch RIE-Prozesse oder Argonionenbeschuß hervorgerufene Oberflächenleitfähigkeit des Halbleiters durch die Behandlung mit heißer, konzentrierter Essigsäure aufgehoben werden kann.
- die Reinigung der Ätzflanken durch ein Argonplasma weitgehend isotrop ist.
- die Kontaktwiderstände für die Materialien Nb und NbN durch die Deposition unter einem Winkel von 45° deutlich verringert werden können. Bei der planaren Deposition dieser Materialien kann eine dünne Zwischenschicht aus Au zur Präparation gegenüberliegender Kontakte mit geringen Kontaktwiderständen eingesetzt werden.

5 Niob–Oberflächenkontakte

5.1 Einleitung

Die meisten in der Literatur vorgestellten Supraleiter–Halbleitersysteme weisen eine Kontaktgeometrie auf, bei der der Supraleiter die leitende Schicht von oben auf einer Fläche von mehreren $100\ \mu\text{m}^2$ kontaktiert. Die leitende Schicht kann ein hochdotierter Halbleiter sein [95, 96, 97] oder ein 2DEG, das sich z. B. an der Oberfläche von p-dotiertem InAs bzw. in einer InAs–Heterostruktur ausbildet [98, 99, 100, 89, 101, 102, 103]. In der Grenzschicht bildet sich dabei eine Barriere für den Ladungstransport aus, die im BTK–Modell⁷ [52] idealisierend als deltaförmig betrachtet wird und deren Stärke durch eine dimensionslose Größe Z parametrisiert wird. Übertragen auf die vorliegende Heterostruktur würde dieser Kontaktgeometrie also ein Oberflächenkontakt ähnlich kommen, wie er in Abb. 18 schematisch skizziert ist.

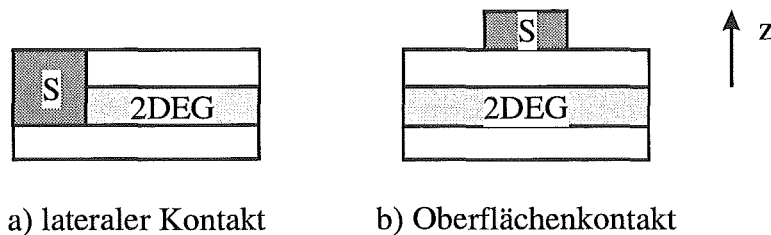


Abbildung 18: Lateraler Kontakt a) und Oberflächenkontakt b) zwischen einem Supraleiter S und einem vergrabenen 2DEG.

Eine starke Abhängigkeit des differentiellen Widerstands eines Supraleiter–Normalleiter–Kontaktes (SN–Kontaktes) von der Kontaktgeometrie wurde in [104] festgestellt. Die untersuchten Proben bestanden aus dünnen Silberfilmen, die überlappend auf den Rand eines Niobfilms aufgedampft wurden. Für laterale Kontakte, bei denen nur die Stirnfläche des Niobfilms kontaktiert wurde, trat im differentiellen Widerstand bei $U = 0\ \text{V}$ ein lokales Maximum auf. Demgegenüber zeigten die Kontakte, die auch im Überlappbereich leitend waren, also mehr Oberflächenkontakten ähneln, bei $U = 0\ \text{V}$ ein stark ausgeprägtes Minimum. Diese Beobachtung wird in [104], einem Modell von Beenakker [64] folgend, mit kohärenter Andreev–Reflexion

⁷Blonder–Tinkham–Klapwijk–Modell: Beschreibt den eindimensionalen Stromtransport durch eine Supraleiter–Normalleiter–Grenzfläche für den Fall eines ballistischen Punktkontaktes, wird aber häufig auch zur Beschreibung anderer Kontaktgeometrien herangezogen.

an der SN-Grenzfläche erklärt. Entscheidend geht dabei die elastische Streuung an Streuzentren im Normalleiter nahe der Grenzfläche ein. Ein ähnlicher Ansatz von van Wees et al. [63] wird in [99] auf den Fall eines S-2DEG-S-Kontakts angewendet, der ebenfalls bei $U = 0$ V eine Leitwerterhöhung zeigt.

Im Falle eines 2DEG, auf das die Diskussion im folgenden beschränkt werden soll, findet der Ladungstransport an der Grenzfläche parallel zur z -Achse, d. h. in Richtung der Quantisierungsachse des 2DEG statt. Für ein ungestörtes, durch eine Tunnelbarriere vom Supraleiter getrenntes 2DEG kann sich durch die Anschlußbedingung der Wellenfunktionen im 2DEG eine Lücke im Anregungsspektrum der Einzelelektronen ergeben [105]. Anders ausgedrückt: Es wird durch den Supraleiter im 2DEG eine Energielücke induziert (Proximity-Effekt). Diese induzierte Energielücke ist für niedertransparente Grenzflächen ($\gamma_b \gg 1$) von der Größenordnung Δ_0/γ_b [106]. Dabei ist Δ_0 die Energielücke des ungestörten Supraleiters. $\gamma_b = Z^2$ gibt den Sprung der Paaramplitude an der SN-Grenzfläche im Kupriyanov-Lukichev Modell an [58].

Ist der Widerstand R_{Kon} zwischen 2DEG und Oberflächenkontakt vergleichbar oder kleiner als der Widerstand des 2DEG, so wirkt ein Oberflächenkontakt für einen Strom, der von zusätzlichen, einlegierten Kontakten ins 2DEG eingespeist wird, als Bypaß. Das heißt, der Strom wechselt auf einer charakteristischen Länge $L_\perp$ vom 2DEG in den Supraleiter und wird dort dissipationsfrei geleitet. Daher können Einflüsse des Supraleiters auf die Zustandsdichte des 2DEG in Transportmessungen nur dann detektiert werden, wenn die Länge L_{Kon} des Oberflächenkontakts in Transportrichtung kleiner als $L_\perp$ ist, der größte Teil des Stroms also im 2DEG verbleibt. Diese Bedingung kann im Experiment nur bei bekannten Kontakteigenschaften eingestellt werden. Daher beschränkt sich die vorliegende Untersuchung auf die Frage, ob im Materialsystem GaInAs/InP das 2DEG überhaupt von der Oberfläche her kontaktierbar ist und ob sie im Vergleich zu lateralen Kontakten besondere Eigenschaften aufweisen.

Da die Entfernung der $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht eine Zerstörung des 2DEG im hochverspannten $\text{Ga}_{0.23}\text{In}_{0.77}\text{As}$ -Kanal zur Folge hat [107], ist nur ein Oberflächenkontakt denkbar, wie er in Abb. 18 schematisch skizziert ist. Die Deckschicht sollte in diesen Proben eine räumlich ausgedehnte Barriere darstellen. Dieser Fall, der sich grundsätzlich von SN-Kontakten mit deltaförmiger Barriere, wie sie im BTK-Modell angenommen wird, unterscheiden kann, ist in [55] untersucht worden. Für Barrierenhöhen U_B , die entweder viel größer oder viel kleiner als die Fermi-Energie E_F sind, wird das BTK-Ergebnis reproduziert. Allerdings treten für die Abhängigkeit

des Barrierenparameters Z von der Barrierendicke d_B für $U < E_F$ resonanzartige Zustände auf, da $Z \propto |\sin(\sqrt{1 - U/E_F} 2\pi d_B/\lambda_F)|$. Z kann somit für bestimmte Werte von U , E_F , d_B und der Fermiwellenlänge λ_F Null werden. Abweichungen vom BTK-Modell sind in [55] für $U \simeq E_F$ gefunden worden. In diesem Fall kann die Transmissivität im Bereich von etwa $\epsilon = \pm 2\Delta_0$ asymmetrisch werden, d. h. $T_{SN}(\epsilon) \neq T_{SN}(-\epsilon)$.

Niob-Oberflächenkontakte sind parallel zur Präparation lateraler Kontakte mittels Kathodenzerstäubung in der Z400S-Vakuumkammer auf Heterostrukturen mit 60 nm und 150 nm dicken $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschichten hergestellt worden. Die Reinigung der Grenzfläche erfolgte vorher für 20 s in einem Argonplasma bei einer Gleichspannung von 800 V. Wie in Abb. 11 zu sehen ist, sind zwei von drei gleichen Hallbarren mit Nb-Oberflächenkontakten versehen worden, von denen einer extern kontaktierbar ist. Eine bemaßte Skizze in Aufsicht zeigt Abb. 19.

Hier werden Messungen an diesen Strukturen vorgestellt und mit Ergebnissen für laterale Kontakte verglichen. Die Anwendbarkeit verschiedener Modelle für den Stromtransport in diesen Strukturen wird diskutiert und die jeweils bestimmten Barrierenparameter werden verglichen.

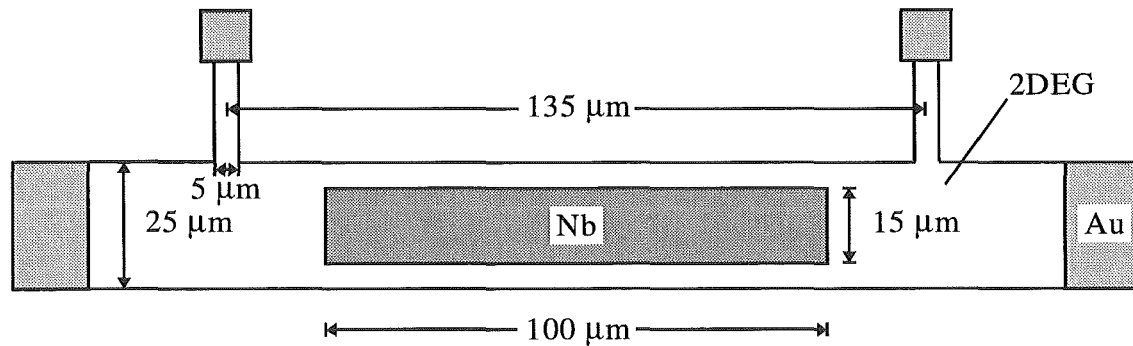


Abbildung 19: Probe mit Oberflächenkontakt in Aufsicht (Probenlayout 1).

5.2 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden Messungen an Niob-Oberflächenkontakten vorgestellt. Zunächst werden kurz die Ergebnisse für Heterostrukturen mit 150 nm dicker GaInAs -Deckschicht präsentiert. Dann werden ausführliche Messungen an Proben mit 60 nm dicker Deckschicht gezeigt und diskutiert, die zum Teil in [108] zusammengefaßt sind.

5.2.1 150 nm Barriere

Bei Proben mit 150 nm dicker $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht kann eine Nichtlinearität, die auf die supraleitende Energielücke des Nb schließen läßt, nicht festgestellt werden. Der Widerstand von Proben mit und ohne Nb-Oberflächenkontakt unterscheidet sich maximal um 4%. Eine beispielhafte Messung zeigt Abb. 20. Es wurden nur die in Abb. 19 dargestellten, ohmschen Au-Kontakte angeschlossen. Der Strom wurde über die beiden an der Stirnseite der Probe befindlichen Kontakte eingespeist, die Spannung wurde an den beiden 2DEG-Zuleitungen abgegriffen.

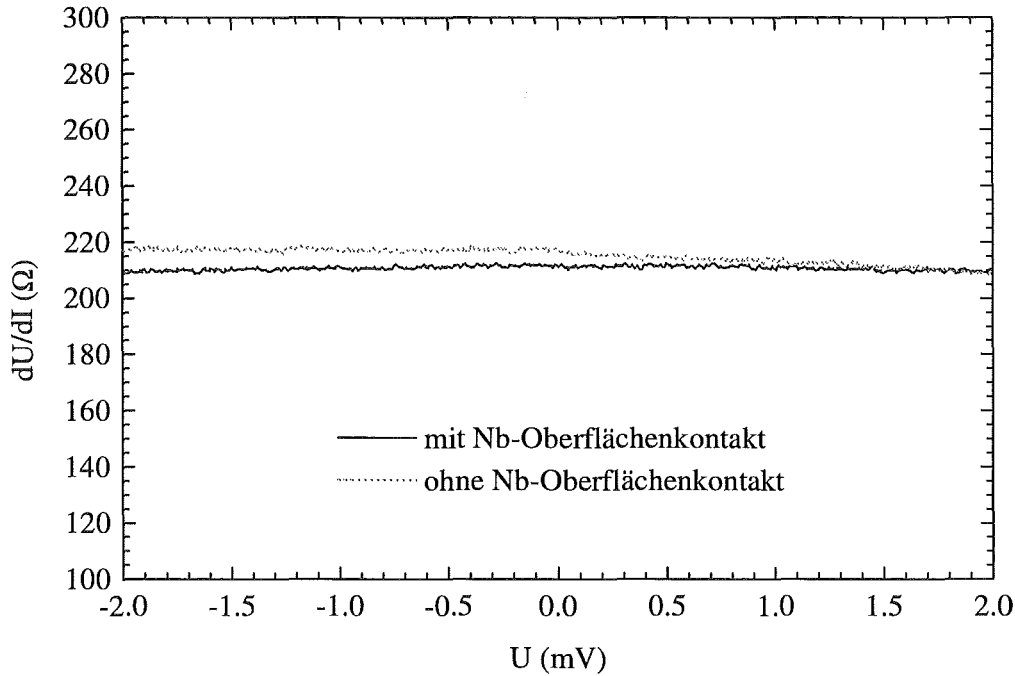


Abbildung 20: Differentielle Widerstände zweier Proben mit bzw. ohne Nb-Oberflächenkontakt in Abhängigkeit der Gleichspannung U ; $I_{ac} = 10$ nA, $T=50$ mK.

Der Kontaktwiderstand zwischen Nb und 2DEG beträgt etwa $150\text{ k}\Omega$. Damit ist klar, warum das Nb keinen wesentlichen Einfluß auf den Probenwiderstand hat. Die 150 nm-Barriere trennt das 2DEG und das Nb, so daß der Stromtransport zwischen diesen beiden leitenden Schichten stark unterdrückt ist. Andererseits zeigt die Messung auch, daß das 2DEG von der Argonreinigung und der Niobbeschichtung unbeeinflusst bleibt, da sich der Probenwiderstand auch nicht erhöht. Im Gegensatz

dazu wurde z. B. in GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs-Heterostrukturen, die mit supraleitenden Filmen aus Pb bzw. NbN bedeckt wurden, eine Verarmung des 2DEG unterhalb der Supraleiter festgestellt [109]. Die Leitfähigkeit der Proben konnte in diesem Fall durch Beleuchtung unter Ausnutzung der persistenten Photoleitfähigkeit wiederhergestellt werden.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß sich die 150 nm-Barriere nicht zur Präparation niederohmiger SN-Oberflächenkontakte eignet. Kontakte dieser Art sind daher nicht näher untersucht worden. Für die Eigenschaften lateraler Kontakte lassen diese Untersuchungen den Schluß zu, daß der elektrische Kontakt im Bereich des freigelegten 2DEG lokalisiert ist. Das mit der Heterostruktur überlappende Nb wird auch ohne zusätzliche Isolatorschicht durch die 150 nm dicke GaInAs-Deckschicht elektrisch vom 2DEG getrennt.

5.2.2 60 nm Barriere

Im Vergleich zu den im letzten Abschnitt diskutierten Oberflächenkontakten auf 150 nm dicken GaInAs-Barrieren weisen Nb-Filme auf 60 nm dicken Deckschichten völlig andere Eigenschaften auf. Sie haben mit lateralen Kontakten vergleichbare Kontaktwiderstände und zeigen deutliche Nichtlinearitäten aufgrund der supraleitenden Energielücke des Nb.

Differentieller Leitwert

Abb. 21 zeigt den differentiellen Leitwert einer Probe mit Oberflächenkontakt in Abhängigkeit von der in der Probe abfallenden Spannung U . Die Messung wurde bei $T = 0.32$ K durchgeführt und auf eine in gleicher Konfiguration gemessene Kurve bei $T = 10$ K normiert. Damit werden Nichtlinearitäten des 2DEG, der GaInAs-Deckschicht und einer eventuell vorhandenen Schottky-Barriere zum größten Teil ausgeglichen. Die eingefügte Skizze zeigt die beiden Meßkonfigurationen, die verglichen werden sollen. In a) wird der Strom vom Nb durch die Deckschicht in das 2DEG eingespeist und die abfallende Spannung zwischen 2DEG und Nb gemessen. Der gemessene Widerstand setzt sich aus dem Grenzflächenwiderstand R_{Kon} der Nb-2DEG-Grenzfläche (inklusive der GaInAs-Barriere) und dem Serienwiderstand im 2DEG zusammen (vgl. Abb. 19). In Konfiguration b) wird der Strom nur ins 2DEG eingespeist, dessen Spannungsabfall auf beiden Seiten des Oberflächenkontakts mittels ohmscher Kontakte detektiert wird. Der Supraleiter wird nicht angeschlossen.

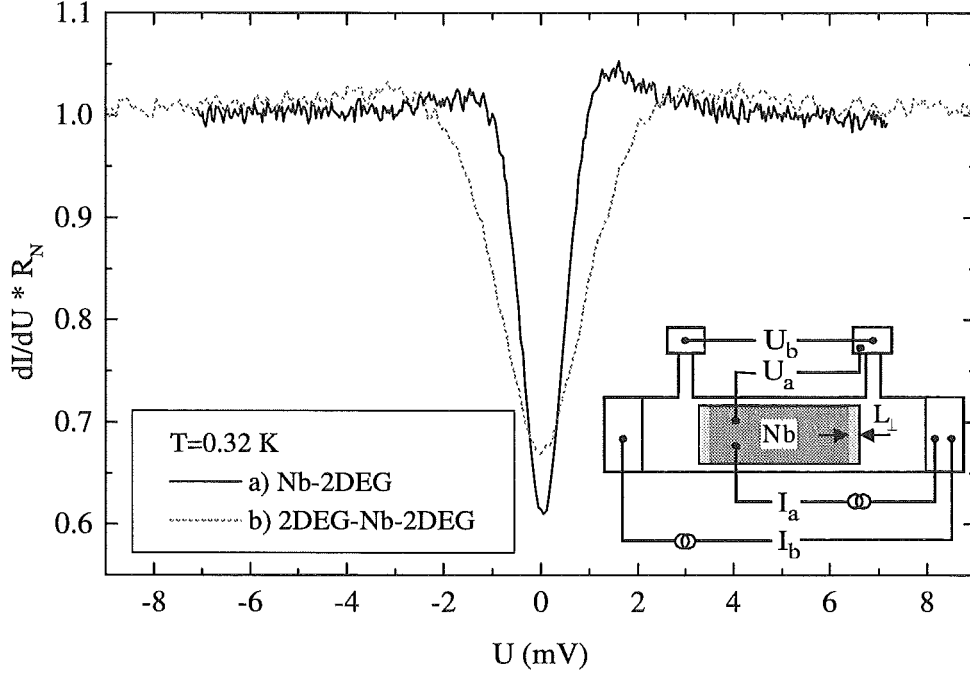


Abbildung 21: Auf eine Messung bei $T = 10$ K normierter differentieller Leitwert in Abhängigkeit der über die Probe abfallenden Gleichspannung in zwei Meßkonfigurationen: a) Nb-2DEG, $R_N = 70 \Omega$ und b) 2DEG-Nb-2DEG, $R_N = 138 \Omega$.

Der normierte differentielle Leitwert für Konfiguration a) zeigt bei $U = 0$ V ein ausgeprägtes Minimum mit einem Wert von 0.61. Bei einer Spannung $U = \pm 1.4$ mV, die etwa $\Delta_0/e = 1.3$ mV entspricht, ist der Leitwert mit 1.03 bis 1.05 maximal. Die leichte Asymmetrie ist vermutlich auf temperaturabhängige Effekte in der Barriere zurückzuführen, die nicht durch die Normierung ausgeglichen werden. Oberhalb von Δ_0/e hat die Messung einen Normalwiderstand von $R_N = 70 \Omega$ ergeben.

Konfiguration b) weist qualitativ dieselben Merkmale auf. Hier fällt der Leitwert bei $U = 0$ V mit 0.67 etwas höher aus. Die Maxima liegen bei etwa $U = \pm 2.8$ mV, R_N beträgt 138Ω .

Es fällt auf, daß die Lage der Leitwertmaxima sowie die Werte für R_N in Konfiguration b) doppelt so hoch sind wie in a). Das liegt offenbar daran, daß das Niob in Konfiguration b) als verlustfreier Parallelwiderstand wirkt. Der Strom wechselt also auf einer Länge $L_{\perp}$, mit $L_{\perp} \ll 100 \mu\text{m}$, vom 2DEG ins Nb und am Ende des Oberflächenkontaktes zurück ins 2DEG. Dies soll folgende kurze Rechnung belegen: Der spezifische Widerstand des 2DEG wurde an einer benachbarten Struktur ohne Ober-

flächenkontakt zu $R_{2\text{DEG}}^{\square} = 57 \, \Omega$ bestimmt. Das ergibt einen Serienwiderstand für Konfiguration b) von $R_S = 80 \, \Omega$. Damit berechnet sich der Kontaktwiderstand mit dem Wert $R_N = 70 \, \Omega$ der Messung in Konfiguration a) zu $R_{\text{Kon}} = R_N - R_S/2 = 30 \, \Omega$. Nimmt man an, daß der gesamte Strom in Konfiguration b) ins Niob wechselt, so ist der Gesamtwiderstand $R_{\text{ges}} = 2R_{\text{Kon}} + R_S = 140 \, \Omega$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem gemessenen R_N von $138 \, \Omega$ überein. Auch ein Parallelwiderstand R_P im nichtbedeckten 2DEG neben dem Niobstreifen ändert das Ergebnis der Rechnung nur unwesentlich auf $134 \, \Omega$, da R_P mit $570 \, \Omega$ sehr hoch ist. Eine Rechnung mit ähnlichem Ergebnis läßt sich auch für die Widerstände bei $U = 0 \, \text{V}$ durchführen, die durch die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit an der SN-Grenzfläche bestimmt sind. In beiden Fällen geht in die Berechnung des Gesamtwiderstands der Meßkonfiguration b) der Kontaktwiderstand der Niob-2DEG-Grenzfläche ein. Das bedeutet, daß der Strom tatsächlich vom 2DEG ins Nb und zurück wechselt. Eine Erniedrigung des Widerstandes des 2DEG unterhalb des Nb durch induzierte Supraleitung kann zwar vorliegen, schlägt sich jedoch nicht in den Meßergebnissen nieder.

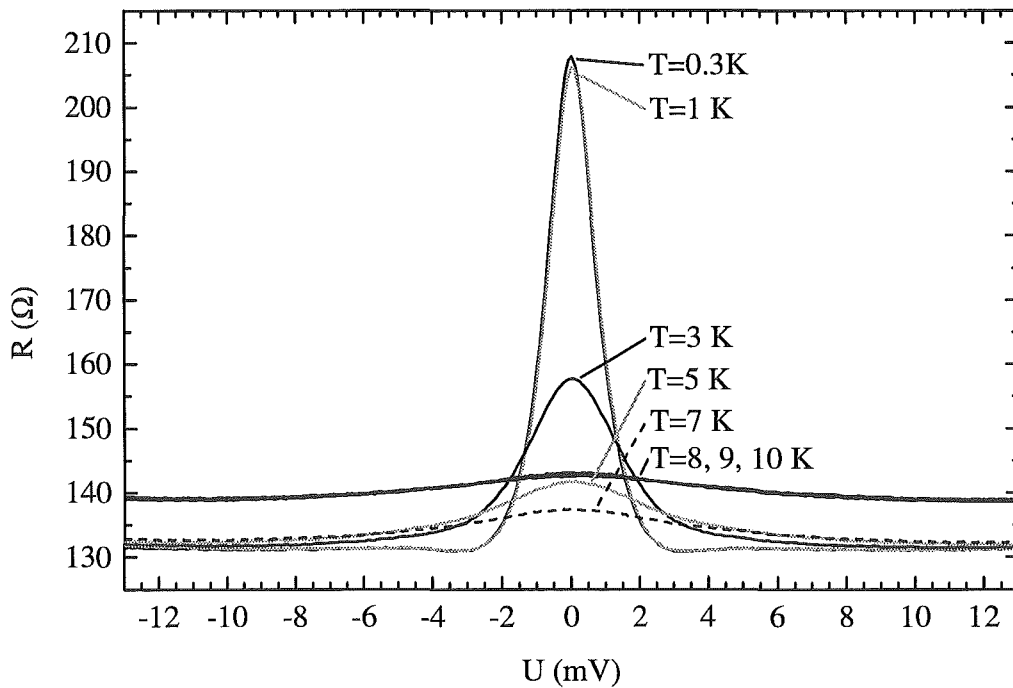


Abbildung 22: Temperaturabhängigkeit des Probenwiderstands für Meßkonfiguration b); $I_{\text{ac}} = 1 \, \mu\text{A}$.

Temperaturabhängigkeit

Abb. 22 zeigt den in Konfiguration b) gemessenen Widerstand einer Probe mit Oberflächenkontakt bei verschiedenen Temperaturen. Das Widerstandsmaximum bei $U = 0$ V nimmt bei steigender Temperatur ab und wird auf der Spannungsachse breiter. Bei einer Temperatur von 8 K macht R_N einen Sprung von 6Ω . Oberhalb dieser Temperatur ändert sich der Probenwiderstand bis 10 K nicht mehr.

Das beobachtete Verhalten des differentiellen Widerstands bei verschiedenen Temperaturen deutet ebenfalls darauf hin, daß der Strom jeweils an den Enden des Nb-Streifens vom 2DEG ins Nb bzw. zurück wechselt. Die relevante Energieskala in der daraus resultierenden 2DEG-Nb-2DEG-Konfiguration ist $2\Delta_0/e$, wie sie bei allen Temperaturen beobachtet wird. Oberhalb von $T_c \approx 8$ K wirkt der Nb-Streifen weiterhin als Bypass, hat aber einen endlichen Widerstand von ca. 6Ω , der als Serienwiderstand in die Messung eingeht.

Magnetotransport

Abb. 23 zeigt SDH-Messungen an je einer Probe ohne bzw. mit Nb-Oberflächenkontakt, die in Konfiguration b) durchgeführt worden sind. Die Probe ohne Oberflächenkontakt zeigt einen normalen Verlauf des Magnetowiderstands. Demgegenüber zeigt die Probe mit Nb unterhalb von 1 T ein stark abweichendes Verhalten. Der Widerstand bei $B = 0$ T ist mit 218Ω etwa 100Ω kleiner als derjenige der Vergleichsprobe. Dann steigt der Widerstand bis 0.65 T auf 530Ω an. Ab diesem Magnetfeld setzen deutliche SDH-Oszillationen ein, und die beiden Widerstandskurven beginnen, sich in Form und Amplitude aneinander anzunähern. Zunächst fallen die Minima der Oszillationen zusammen. Die Maxima weisen im Feldbereich zwischen 1.3 T und 3 T noch deutliche Unterschiede auf, was darauf zurückzuführen ist, daß die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus in der Probe ohne Oberflächenkontakt deutlicher ausgeprägt ist. Ab 3 T verhalten sich beide Proben im Prinzip identisch, da Abweichungen dieser Art den üblichen Schwankungen von Probe zu Probe entsprechen.

Bei $B = 0$ T wirkt der Nb-Oberflächenkontakt wie bereits besprochen als Bypass und verringert somit den Probenwiderstand gegenüber der Vergleichsprobe. Für Felder kleiner 0.65 T sind noch keine Landau-Niveaus ausgeprägt. Der Strom fließt zwar bereits wegen der hohen Beweglichkeit des 2DEG hauptsächlich am Rand der Probe, die Streuung der Elektronen vom einen zum anderen Probenrand ist aber noch

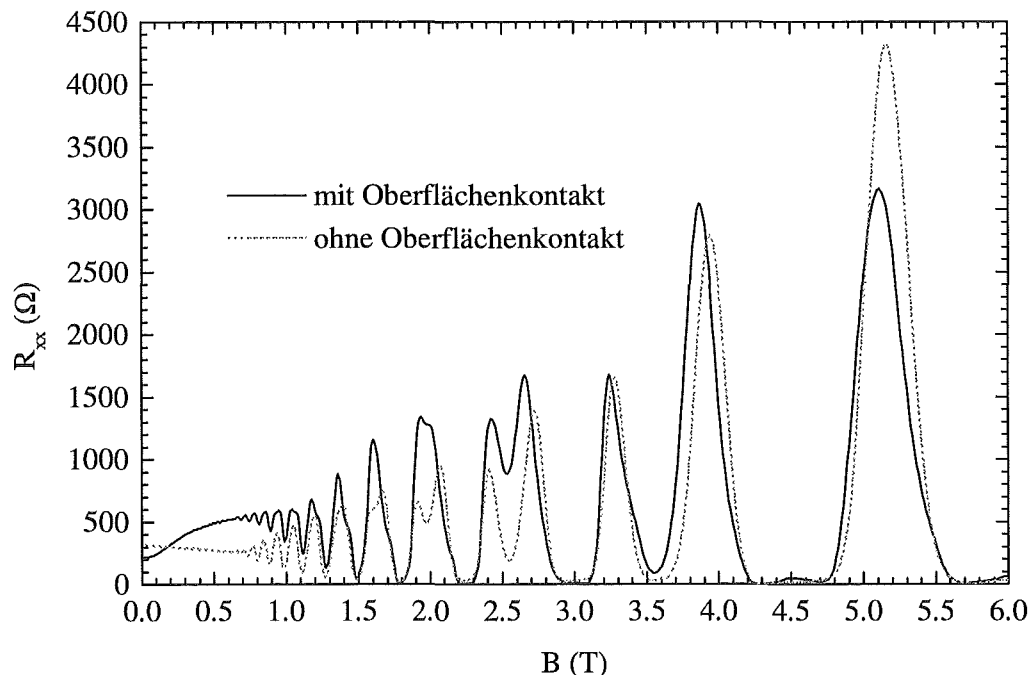


Abbildung 23: SDH-Messung an einer Probe ohne und einer Probe mit Nb-Oberflächenkontakt; $T = 0.6$ K, $I_{ac} = 100$ nA.

effektiv. Damit ist der Nb-Streifen genügend stark angekoppelt und kann wie ein dreidimensionaler Bypass wirken, für den ein quadratisches Ansteigen des Magnetowiderstands erwartet wird. Mit der zunehmenden Ausprägung der Landau-Niveaus wird das Nb, das sich in der Probenmitte befindet, nur noch dann von den stromtragenden Elektronen erreicht, wenn sich die Fermi-Energie im Bereich delocalisierter Zustände befindet. Dann ist im obersten Landau-Niveau der Transport zwischen den beiden Probenrändern zugelassen, und die Elektronen erreichen das Nb. Liegt die Fermi-Energie jedoch im Bereich lokalisierter Zustände, so bilden sich am Probenrand dissipationsfreie, eindimensionale Randkanäle aus, die von der Probenmitte entkoppelt sind. Daher gleichen sich bei den beiden verglichenen Proben zunächst die Minima der SDH-Oszillationen an.

Scheinbar hat der Nb-Oberflächenkontakt einen Einfluß auf die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus. Dies kann mehrere Gründe haben. Zum einen könnte die Beweglichkeit des 2DEG unter dem Nb durch die Argonreinigung abgenommen haben. Dann würde die Spinaufspaltung unterhalb des Nb erst bei höheren Magnetfeldern auftreten, was möglicherweise auch die Randkanäle beeinflusst. Eine andere Möglich-

keit ist, daß unterhalb des Nb keine Landau-Niveaus existieren, da die Elektronen ins Nb tunneln. Für kleine Spannungen und tiefe Temperaturen ist aber Andreev-Reflexion der einzige Beitrag zum Stromtransport über eine SN-Grenzfläche. Da bei der Andreev-Reflexion immer zwei Quasiteilchen mit entgegengesetztem Spin erzeugt werden, würde dieser Prozeß die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus unterhalb von H_{c2} beeinflussen. Das hier verwendete Nb weist ein H_{c2} von etwa 2.5 T bis 3 T auf. Dies ist auch der Feldbereich, in dem die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus in der Probe mit Nb-Oberflächenkontakt sichtbar wird. Das beobachtete Verhalten könnte also auf Andreev-Reflexion zurückzuführen sein.

5.3 Vergleich mit lateralen Kontakten

Der differentielle Leitwert des Nb-Oberflächenkontakts, der auf der Heterostruktur mit der 60 nm Barriere hergestellt wurde, wird in diesem Abschnitt mit einem lateralen Nb-Kontakt verglichen. Dabei haben beide Kontakte die gleiche Breite $W = 15 \mu\text{m}$. Der Oberflächenkontakt hat einen Widerstand von $R_{\text{Kon}} = 30 \Omega$, der des lateralen Kontakts ist mit $R_{\text{Kon}} = 29 \Omega$ praktisch gleich groß.

Der laterale Kontakt ist auf einer Heterostruktur mit einer 150 nm dicken Deckschicht hergestellt worden. Die Kontaktfläche wurde wie beim Oberflächenkontakt für 20 s in einem Argonplasma bei 800 V Gleichspannung gereinigt. Reinigung und Kathodenzerstäubung des Nb erfolgten unter einem Winkel von 45° (vgl. Abb. 10). Das Nb kontaktiert das 2DEG an der freigelegten Mesaflanke und überlappt auf einer Länge von etwa $2.5 \mu\text{m}$ mit der Heterostruktur. Die Ergebnisse in Abschnitt 5.2.1 zeigen jedoch, daß der Überlappbereich keinen meßbaren Beitrag zum Kontaktwiderstand liefert.

Abb. 24 zeigt den auf R_{Kon} normierten, differentiellen Leitwert der beiden Kontakte im Vergleich. Die Form der beiden Kurven ist sehr ähnlich.

Der Oberflächenkontakt hat leicht asymmetrische Leitwertmaxima bei $\pm 0.73 \text{ mV}$. Der Leitwert bei $U = 0 \text{ V}$ beträgt 0.41. Die Asymmetrie der Leitwertmaxima ist vermutlich auf eine Eigenschaft der 60 nm dicken GaInAs-Barriere zurückzuführen. Der laterale Kontakt hat relativ symmetrische Leitwertmaxima bei $\pm 0.79 \text{ mV}$ und bei $U = 0 \text{ V}$ einen Leitwert von 0.55.

Ein Vergleich der spezifischen Widerstände WR_{Kon} und der Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit ist nur möglich, wenn man dieselbe Länge $L_\perp$ und

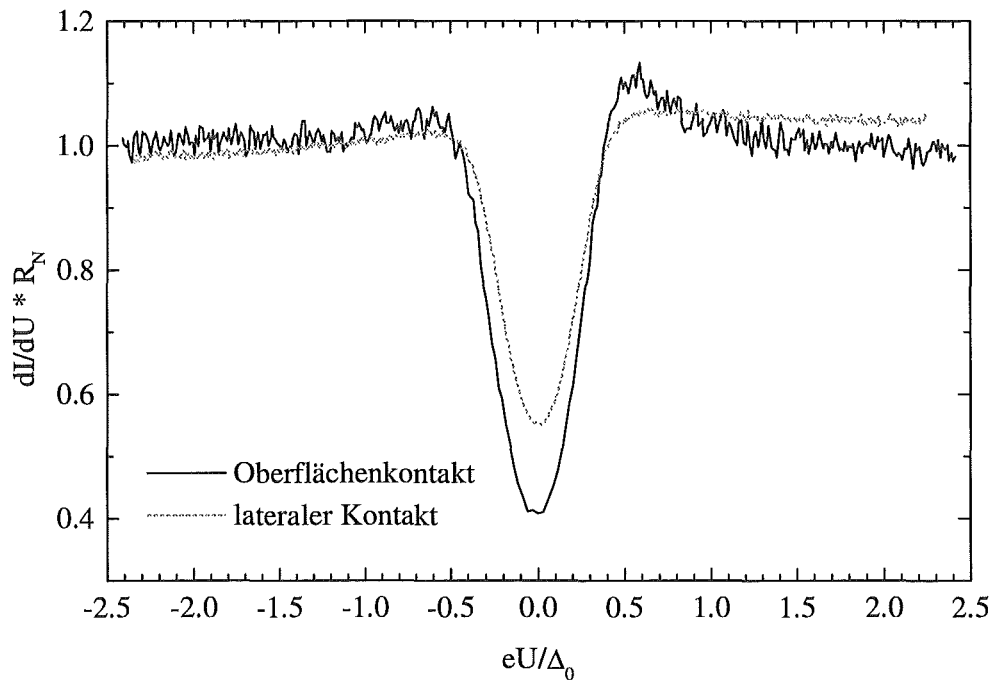


Abbildung 24: Vergleich eines 15 μm breiten Oberflächenkontakts mit einem 15 μm breiten lateralen Kontakt.

dieselben Transportprozesse an der SN-Grenzfläche voraussetzt. Die Ähnlichkeit der beiden Meßkurven deutet darauf hin, daß diese Voraussetzung erfüllt ist. Anschaulich ist auch klar, daß eine leitende, 60 nm dicke GaInAs-Deckschicht ähnliche Eigenschaften aufweisen sollte wie ein auf einer vergleichbaren Längenskala lateral geschädigtes Gebiet. Mit anderen Worten, der Stromtransport im lateralen Kontakt wird nicht auf die direkte Grenzfläche des 10 nm dicken, hochverspannten Kanals mit dem Nb beschränkt sein, sondern auch im benachbarten $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ stattfinden.

Für laterale Kontakte gelang in [62] eine Anpassung des differentiellen Leitwerts an ein Modell. Aufgrund der oben gezeigten Ähnlichkeit der beiden Kontakttypen wird im nächsten Abschnitt dasselbe Modell auf den Oberflächenkontakt angewendet.

5.4 Vergleich mit der Theorie

Zunächst sollen die vorliegenden Oberflächenkontakte als Tunnelkontakte mit homogener Barriere aufgefaßt werden, deren Widerstand linear von der angelegten Spannung abhängt. Die Supraleitung im Nb wird nur insofern berücksichtigt, als

daß der Oberflächenkontakt als Äquipotentialfläche betrachtet wird. Unter dieser Voraussetzung hat M. Yu. Kupriyanov den Widerstand R_N für Konfiguration b) in Abb. 21 und $L_\perp$ berechnet. Die Rechnung ist in Anhang 9.1 wiedergegeben. Man erhält:

$$R_N = \frac{R_{2\text{DEG}}^\square}{W} \left[L - L_{\text{Kon}} + 2L_\perp \tanh \left(\frac{L_{\text{Kon}}}{2L_\perp} \right) \right] \quad (45)$$

$$L_\perp = \sqrt{\frac{R_B}{R_{2\text{DEG}}^\square}} \quad (46)$$

$R_{2\text{DEG}}^\square$ ist der spezifische Widerstand des 2DEG mit der Einheit Ω , W ist die Breite des Oberflächenkontakts, die in dem Modell gleich der Breite des 2DEG ist, L ist der Abstand der Spannungsabgriffe der Probe, R_B ist der spezifische Grenzflächenwiderstand mit der Einheit Ωm^2 . R_B ist keine meßbare Größe, da es keinen Widerstandsanteil aufgrund geometrischer Effekte wie z. B. den Sharvinwiderstand [35] enthält. Für verschwindende Barriere, d. h. $\gamma_b = Z^2 = 0$, ist auch $R_B = 0$.

Für den Grenzfall $L_\perp \ll L_{\text{Kon}}$, der hier vorliegen sollte, ergibt sich aus Gl. (45):

$$L_\perp = \frac{R_{\text{Kon}} W}{R_{2\text{DEG}}^\square} \quad (47)$$

Dies entspricht der Ersetzung von R_B in Gl. (46) durch $R_{\text{Kon}} L_\perp W$, d. h. der Vernachlässigung geometrischer Einflüsse auf den gemessenen Kontaktwiderstand. Mit dem Ausdruck für $\gamma_b = R_B / (R_{2\text{DEG}}^\square d_N \xi_N^*)$, wobei $\xi_N^* = \hbar v_F / (2\pi k_B T_c)$ die temperaturunabhängige Kohärenzlänge im 2DEG für den „clean limit“ ($l_{\text{el}} \gg \xi_N^*$) ist [106] und d_N die Dicke des 2DEG, läßt sich ein Zusammenhang zwischen γ_b und $L_\perp$ herstellen. Damit kann man dann über die Berechnung von $L_\perp$ den Barrierenparameter Z abschätzen:

$$\gamma_b = \frac{L_\perp^2}{d_N \xi_N^*} = Z^2 \quad (48)$$

Da bei der Berechnung von $L_\perp$ die Nichtlinearität aufgrund der supraleitenden Energielücke nicht berücksichtigt wird, sollen die differentiellen Widerstände für Spannungen oberhalb Δ_0/e zur Abschätzung herangezogen werden. Mit $R_{\text{Kon}} = 30 \Omega$ ist $L_\perp \approx 8 \mu\text{m}$. ξ_N^* berechnet sich mit $T_c \approx 8 \text{ K}$ für das hier verwendete Nb und $n = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ zu $\xi_N^* = 80 \text{ nm}$. Für die Dicke des 2DEG wird $d_N = 10 \text{ nm}$ angenommen (vgl. Abb. 9). Damit ergibt diese Abschätzung $\gamma_b = 10^5$ bzw. $Z = 316$.

Es zeigt sich, daß die so abgeschätzte Barrierenhöhe um etwa zwei Größenordnungen zu hoch ausfällt. Der um den Serienwiderstand korrigierte differentielle, normierte

Leitwert für die SN-Konfiguration hat bei $U = 0$ V nämlich mit 0.41 noch einen recht hohen Wert, was auf eine endliche Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit hinweist. Im BTK-Modell entspräche dies einem Z -Parameter von etwa 1 [52]. Da jedoch auch im BTK-Modell eine deltaförmige Tunnelbarriere angenommen wird, die für die Oberflächenkontakte offenbar nicht vorliegt, kann auch dieses Modell nicht angewendet werden.

Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt wurde, ähnelt die Spannungsabhängigkeit des differentiellen Leitwerts derjenigen an lateralen SN-Kontakten gemessenen. Für die lateralen Kontakte gelang eine Anpassung des gemessenen Leitwerts mit einem Modell, das einen SNIN'2DEG-Kontakt beschreibt [62]. Dabei wird eine leitende Schicht N' mit räumlich ausgedehntem Spannungsabfall zwischen der Barriere I und dem 2DEG angenommen. Abb. 25 zeigt einen Vergleich zwischen Modellrechnung und Meßkurve.

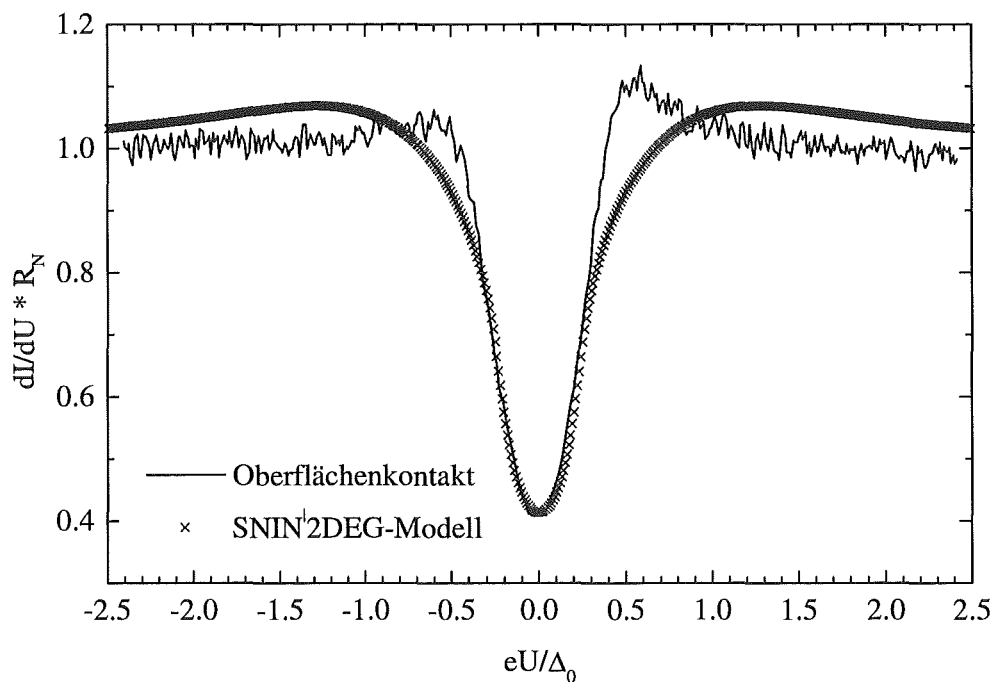


Abbildung 25: Vergleich zwischen SNIN'2DEG-Modell und Meßkurve.

Das SNIN'2DEG-Modell beschreibt den Ladungstransport von einem Supraleiter S, der mit einer normalleitenden Schicht N bedeckt ist, über eine Barriere I in ein normalleitendes System, welches aus dem 2DEG und einer normalleitenden Zwischenschicht N' besteht. An der Grenze zwischen S und N wird keine Barriere angenom-

men. Es wird nur der supraleitende Proximity-Effekt, d. h. die Unterdrückung der Paaramplitude der korrelierten Elektronen durch den Normalleiter N berücksichtigt. Der Wert der Paaramplitude an der Barriere I hängt vom Proximity-Parameter γ_{SN} der SN-Grenzfläche und vom Verhältnis der Länge L_N der N-Schicht zur temperaturunabhängigen Kohärenzlänge ξ_N^* ab. Der Proximity-Effekt in der SN-Elektrode kann also durch den Parameter $\gamma_{\text{m,SN}} = \gamma_{\text{SN}} L_N / \xi_N^*$ beschrieben werden. Zusätzlich wird noch inelastische Streuung im SN-Kontakt durch einen Parameter Γ_{SN} beschrieben. Die zweite Grenzfläche, die im Modell berücksichtigt wird, ist die Barriere I. Dort fällt ein Teil der Spannung ab, der andere Teil fällt in N' ab. Die Barriere I bedeutet außerdem einen Sprung in der Paaramplitude, der durch einen Parameter $\gamma_{\text{b,I}}$ beschrieben wird. Das Abfallen der Paaramplitude in N' wird durch $L_{\text{N'}} / \xi_{\text{N'}}^*$ beschrieben und inelastische Streuung in N' mittels eines Parameters $\Gamma_{\text{N'}}$ berücksichtigt.

Bei der Bestimmung der Parameter wurden die Werte aus [62] übernommen, die im gleichen Materialsystem und ähnlicher Präparation zu einer Anpassung des differentiellen Leitwerts eines lateralen Kontakts führten. Es wurde lediglich der Barrierenparameter $\gamma_{\text{b,I}}$ an die vorliegende Messung angepaßt. Die in Abb. 25 aufgetragene Modellrechnung ist also mit folgenden Parametern berechnet worden: $\gamma_{\text{m,SN}} = 0.15$, $\Gamma_{\text{SN}} = 0.26$, $\gamma_{\text{b,I}} = 36$, $L_{\text{N'}} / \xi_{\text{N'}}^* = 7$ und $\Gamma_{\text{N'}} = 0.26$. $\gamma_{\text{b,I}} \leq Z^2$ gibt in diesem Modell eine untere Grenze für den Barrierenparameter Z an. Für diesen Nb-Oberflächenkontakt ergibt sich $Z \geq 6$.

Insgesamt läßt sich festhalten, daß sowohl die Voraussetzungen, die zur Berechnung von $L_\perp$ führten, als auch die des BTK-Modells nicht auf die Oberflächenkontakte zutreffen. Die bei 800 V gereinigte GaInAs-Deckschicht kann nicht als Tunnelbarriere aufgefaßt werden, wodurch möglicherweise auch die Eigenschaften des 2DEG unterhalb des Nb beeinflusst werden. Vielmehr kann die Deckschicht der Heterostruktur im Kontaktbereich als leitende Schicht N' aufgefaßt werden, in der ein Teil der Spannung abfällt. Daher ist auch der oben berechnete Wert für $L_\perp$ und die daraus resultierende Barrierenstärke zur Beschreibung dieses Oberflächenkontakts nicht relevant. Eine Anpassung des differentiellen Leitwerts gelingt jedoch mit dem SNIN'2DEG-Modell.

Abschliessend soll noch eine Vorstellung davon vermittelt werden, wie die Argonreinigung die $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht verändern könnte. Im Wesentlichen beruht die Argumentation auf Untersuchungen, die für p-InAs durchgeführt wurden [110, 111]. Da hier mit $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$ ein ähnliches Material verwendet wird, sollen diese Er-

gebnisse hier angeführt werden.

Die Veränderung der $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht, die hier 60 nm dick ist, kann nicht durch eine Implantation der Argonionen geschehen. Diese haben bei einer Energie von 800 eV eine zu geringe Reichweite $R_\perp$ in GaInAs wie man mit Hilfe folgender Formel abschätzen kann, die für die Implantation von Eisenionen in GaInAs in [85] angegeben wird:

$$R_\perp = \frac{3.6 \cdot 10^{14}}{N} \frac{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}}{Z_1 Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1 + \frac{M_2}{3}} E \quad [cm] \quad (49)$$

Die Z_i sind die Kernladungszahlen, die M_i die Atommassen der Argonionen ($i = 1$) bzw. des GaInAs ($i = 2$). Die Dichte N des GaInAs ist in cm^{-3} , die Energie der einfallenden Argonionen in eV einzusetzen. Mit $N = 4.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und $E = 800 \text{ eV}$ ist $R_\perp = 0.75 \text{ nm}$. Die Veränderung der Barriereneigenschaften durch die Argonplasmareinigung ist also ein Oberflächeneffekt.

Denkbar ist eine Änderung der Lage des Ferminiveaus an der Oberfläche der Heterostruktur durch die von den Argonionen verursachten strukturellen und stöchiometrischen Veränderungen. In InAs-Strukturen wurde eine deutliche Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration als Folge einer Argonionenreinigung beobachtet [110, 111]. Dieser Effekt wurde in beiden Untersuchungen so interpretiert, daß die Argonionen Defekte erzeugen, die effektiv wie eine Oberflächendotierung wirken könnten. Das würde in der hier verwendeten GaInAs/InP-Heterostruktur den Bandverlauf in Oberflächennähe verändern und zu einem geringeren Abstand zwischen Fermi-Energie und Leitungsbandkante führen. Modellrechnungen haben ergeben, daß sogar freie Elektronen in der Deckschicht auftreten können. Möglicherweise spielt auch die n-Hintergrunddotierung des GaInAs eine Rolle. Sie beträgt bei Raumtemperatur etwa $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [107] und trägt bei tiefen Temperaturen normalerweise zur Ladungsträgerkonzentration des 2DEG bei. Dieses „Ausfrieren“ könnte durch die Änderung der energetischen Lage der Fermi-Energie an der Oberfläche teilweise rückgängig gemacht werden.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß

- 150 nm dicke $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschichten das 2DEG und Nb-Oberflächenkontakte weitgehend elektrisch entkoppeln.

- niederohmige Niob-Oberflächenkontakte auf GaInAs/InP-Hetrostrukturen mit 60 nm dicker $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht hergestellt werden können, die als Bypaß für den Stromtransport im 2DEG wirken.
- die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus unterhalb von H_{c2} durch den Nb-Oberflächenkontakt beeinflußt wird.
- der differentielle Leitwert von lateralen Kontakten und Oberflächenkontakten eine sehr ähnliche Spannungsabhängigkeit besitzt, was auf vergleichbare Transportmechanismen über die beiden SN-Grenzflächen hindeutet.
- der differentielle Leitwert der Oberflächenkontakte durch ein SNIN'2DEG-Modell [62] beschreibbar ist. Der Barrierenparameter läßt sich damit zu $Z \simeq 6$ abschätzen.
- die 60 nm dicke $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Deckschicht durch die Reinigung im Argonplasma elektrisch leitend wird.

6 Magnetfeldabhängigkeit des Normalwiderstands lateraler Kontakte

6.1 Einleitung

Die hier untersuchten lateralen Supraleiter(S)–Normalleiter(N)–Kontakte weisen im Magnetfeld einen stark fallenden Kontaktwiderstand auf, der auch dann auftritt, wenn sie im normalleitenden Zustand sind. In diesem Kapitel wird das Verhalten des Normalwiderstands R_N , d. h. des Widerstands bei Spannungen weit oberhalb der supraleitenden Energielücke Δ_0 oder bei Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur T_c , im Magnetfeld untersucht.

Für reflexionsfreie, ballistische Punktkontakte wird ebenfalls ein im Magnetfeld fallender Widerstand beobachtet [42]. Dieser Effekt wird mit einer Unterdrückung der Rückstreuung von Elektronen an der geometrischen Einschnürung erklärt, die der Punktkontakt darstellt. Der Widerstand des Punktkontakts verschwindet, wenn ab einem gewissen Magnetfeld B_{crit} der Durchmesser der Zyklotronbahnen kleiner wird als die Breite des Punktkontakts. Besitzt der Punktkontakt zusätzlich eine energetische Barriere, ist also die Elektronenkonzentration im Bereich der Einschnürung kleiner als im 2DEG, so bleibt der Widerstand bei B_{crit} endlich, und es wird für Magnetfelder $B > B_{\text{crit}}$ ein positiver Magnetowiderstand beobachtet.

Hier handelt es sich im Gegensatz zum Punktkontakt um den abrupten Übergang zwischen einem 2DEG und einem metallischen Kontakt. Zwischen den beiden Materialien bildet sich eine Tunnelbarriere aus, die zur teilweisen Reflexion der vom 2DEG einfallenden Elektronen führt. Die theoretische Beschreibung des Kontaktwiderstands im Magnetfeld beruht auf der Vielfachreflexion ballistischer Elektronen im 2DEG am Kontakt. Dieser Prozeß führt zu einer Erhöhung der effektiven Transmissivität, die bei genügend hohen Magnetfeldern den Wert 1 annimmt. In diesem Fall sollte der Kontaktwiderstand verschwinden, da jedes einfallende Elektron die Barriere durchtunnelt. Die Experimente zeigen, daß der Widerstand in der Tat weit unter den Wert des Sharvin–Widerstands abfallen kann. Der gemessene Restwiderstand wird hier als diffusiver, magnetfeldunabhängiger Serienwiderstand interpretiert.

Zunächst wird das Modell beschrieben. Im darauf folgenden Abschnitt werden die berechneten Ergebnisse mit Messungen verglichen. Dabei werden anhand der Experimente die in das Modell eingehenden Annahmen diskutiert.

6.2 Modell

In Abb. 26 ist die zu beschreibende Probengeometrie schematisch in Aufsicht dargestellt. Das ballistische 2DEG wird lateral auf einer Breite W von einem Metall kontaktiert. Ebenfalls eingezeichnet sind zwei mögliche Meßgeometrien. In Abschnitt 2.2.1 wurde gezeigt, daß für die angegebene Magnetfeldrichtung in Konfiguration a) die am Kontakt abfallende Spannung $U_a = U_K$ und in Konfiguration b) die Summe aus Hallspannung U_H und U_K , also $U_b = U_H + U_K$, gemessen wird. Dabei kann U_K als Produkt aus Hallwiderstand R_H und am Kontakt reflektiertem Strom I_r aufgefaßt werden. Hier werden Messungen des Normalwiderstands im Magnetfeld in Konfiguration a) beschrieben. Der Wechselstrom I_{ac} dient als Meßstrom. Bei Messungen, die unterhalb der kritischen Temperatur T_c des Nb durchgeführt werden, erzeugt ein genügend großer Gleichstrom I_{dc} einen Spannungsabfall $U_b > \Delta_0/e$.

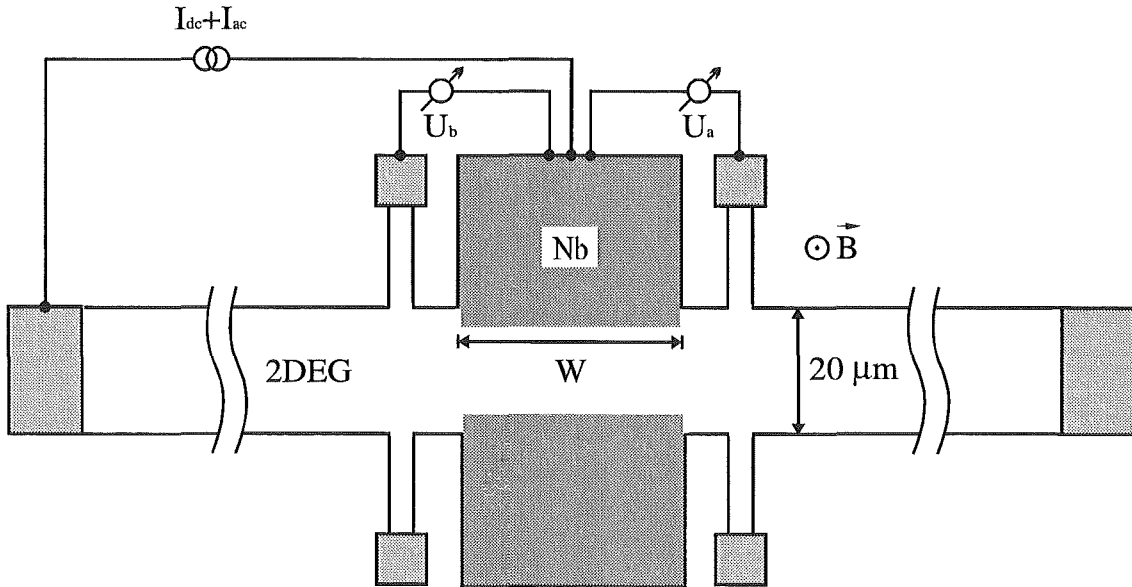


Abbildung 26: Probenlayout und zwei mögliche Meßkonfigurationen in Aufsicht.

Der Transport im 2DEG wird als völlig ballistisch betrachtet. Mögliche Serienwiderstände, die im 2DEG auftreten, werden für Meßkonfiguration a) vernachlässigt. Der Kontaktwiderstand R_K , der ohne Magnetfeld B gemessen wird, ist durch den Ausdruck für den Sharvin-Widerstand in zwei Dimensionen gegeben [35, 113, 42]:

$$R_K(B = 0) = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \frac{1}{\langle D(\alpha) \rangle} \quad (50)$$

$\langle D(\alpha) \rangle$ ist dabei die winkelmittelte Transmissivität der Tunnelbarriere zwischen 2DEG und metallischem Kontakt. Über die Fermiwellenlänge des 2DEG λ_F und die Kontaktbreite W ist die Anzahl der zum Stromtransport beitragenden Moden gegeben, die jeweils den Leitwert $2e^2/h$ haben.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, nimmt R_K im Magnetfeld schnell ab. Weiter unten wird explizit gezeigt, daß man diese Abnahme durch Vielfachreflexionen ballistischer Elektronen an der Grenzfläche erklären kann. Für hohe Magnetfelder kann die resultierende effektive Transmissivität $D_{\text{eff}}(\alpha)$ den Wert 1 annehmen. In der bereits von unserer Arbeitsgruppe zu diesem Thema veröffentlichten Arbeit [112] wurde der Kontaktwiderstand im Magnetfeld berechnet, indem $D_{\text{eff}}(\alpha)$ in Gl. (50) eingesetzt wurde, um den ballistischen Anteil zum Leitwert zu berücksichtigen. Dann kann der Widerstand für $D_{\text{eff}}(\alpha) = 1$ und völlig ballistischen Transport als niedrigsten Wert den Sharvin-Widerstand für einen Kontakt ohne Barriere annehmen. Neuere Experimente zeigen jedoch, daß der gemessene Widerstand im Magnetfeld auf Werte deutlich darunter fallen kann. Außerdem wird für $D_{\text{eff}}(\alpha) = 1$ jedes Elektron, das vom 2DEG auf die Grenzfläche trifft, in den Kontakt tunneln. Damit wird $I_r = 0$, und man würde erwarten, daß der Kontaktwiderstand R_K verschwindet. Aus diesen Gründen ist es nicht ausreichend, in Gl. (50) $D(\alpha)$ durch $D_{\text{eff}}(\alpha)$ zu ersetzen, um die Abnahme von R_K im Magnetfeld zu beschreiben. Am einfachsten läßt sich das erwartete Verhalten mathematisch ausdrücken, wenn man von $R_K(B = 0)$ einen magnetfeldabhängigen Term R_B abzieht. Dieser muß zwei Bedingungen erfüllen: (i) R_B muß für $B = 0$ T verschwinden und (ii) R_B muß für $\langle D_{\text{eff}}(\alpha) \rangle = 1$ gleich $R_K(B = 0)$ sein, damit der Gesamtwiderstand verschwindet. Bei der Berechnung der effektiven Transmissivität wird sich zeigen, daß $\langle D_{\text{eff}}(\alpha) \rangle$ für $B \rightarrow 0$ gegen Null geht. Daher erfüllt folgender Ausdruck die Bedingungen (i) und (ii):

$$R_B = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \frac{\langle D_{\text{eff}}(\alpha) \rangle}{\langle D(\alpha) \rangle} \quad (51)$$

Die gesamte Magnetfeldabhängigkeit ist durch $\langle D_{\text{eff}}(\alpha) \rangle$ gegeben.

Insgesamt wird hier folgender phänomenologischer Ansatz für $R_K(B)$ gemacht:

$$R_K(B) = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \frac{1}{\langle D(\alpha) \rangle} (1 - \langle D_{\text{eff}}(\alpha) \rangle) + R_S \quad (52)$$

R_S ist dabei ein magnetfeldunabhängiger Serienwiderstand, der im Idealfall wie in Gl. (50) gleich Null ist. Im Experiment wird jedoch beobachtet, daß $R_K(B)$ für hohe Magnetfelder nicht verschwindet, sondern auf einen konstanten Wert R_S abfällt. R_S

kann dabei sowohl größer als auch kleiner als der Sharvin-Widerstand für $\langle D(\alpha) \rangle = 1$ sein. Eine Ursache für das Auftreten des gemessenen Serienwiderstands könnte eine metallische, normalleitende Schicht zwischen dem Supraleiterfilm und dem 2DEG sein. Eine genauere Diskussion dieses Parameters findet sich beim Vergleich des Modells mit den Meßkurven.

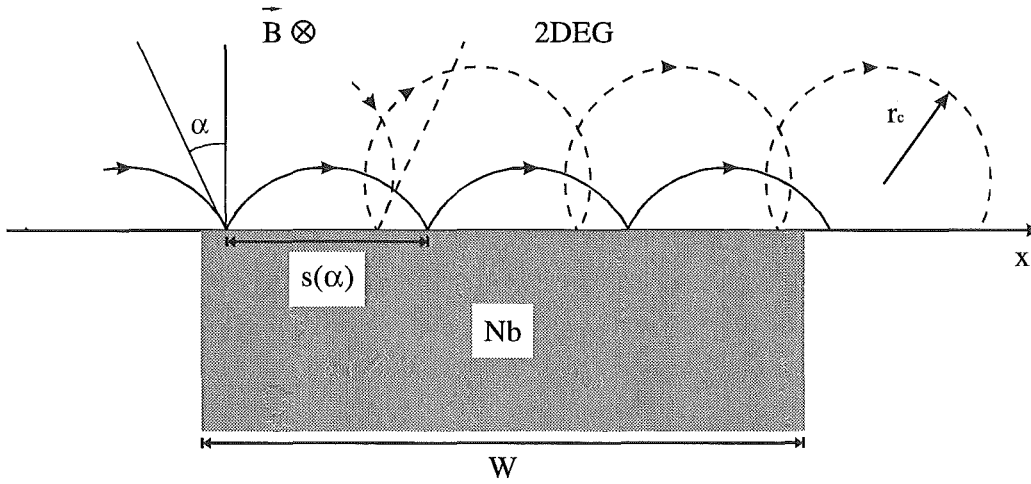


Abbildung 27: Ballistische Trajektorien der Elektronen am Kontakt in einem Magnetfeld B .

Im folgenden wird die Berechnung der effektiven Transmissivität $D_{\text{eff}}(\alpha)$ der Tunnelbarriere im Magnetfeld B beschrieben. Aufgrund der Annahme völlig ballistischen Transports im 2DEG bewegen sich die Elektronen auf Zyklotronbahnen mit Radius $r_c = \hbar k_F / (eB)$ entlang des Probenrandes. Der Verlauf zweier Trajektorien für unterschiedliche Einfallswinkel α sind im Bereich des Kontakts in Abb. 27 dargestellt. Es wird spiegelnde Reflexion am Probenrand und am Kontakt angenommen. Daher bewegen sich die Elektronen mit äquidistanten Schritten der Länge $s(\alpha) = 2r_c \cos(\alpha)$ entlang der Grenzfläche. Die Winkelverteilung der einfallenden Elektronen wird als homogen im Intervall $-\pi/2 < \alpha < \pi/2$ angenommen.

Bei jedem Tunnelversuch wird ein Elektron mit der Wahrscheinlichkeit $D(\alpha)$ transmittiert bzw. mit der Wahrscheinlichkeit $1 - D(\alpha)$ reflektiert. Damit ergibt sich die

Gesamtwahrscheinlichkeit nach t Tunnelversuchen $D_{\text{eff}}(\alpha, t)$ zu:

$$D_{\text{eff}}(\alpha, t) = \sum_{i=1}^t D(\alpha)(1 - D(\alpha))^{i-1} \equiv 1 - [1 - D(\alpha)]^t \quad (53)$$

Der Ausdruck in Gl. (53) muß noch über die möglichen Winkel und Startpunkte der Trajektorien gemittelt werden. Letzterer Punkt ist insbesondere für den Bereich kleiner Magnetfelder wichtig, wenn $s(\alpha) \geq W$ wird. Dann nimmt t je nach Startpunkt die Werte 0 oder 1 an. Die gemittelte Transmissivität hat die Form:

$$\langle D_{\text{eff}} \rangle_{\alpha, s(\alpha)} = \int_0^{\pi/2} d\alpha \left\{ \frac{\cos(\alpha)}{s(\alpha)} \int_0^{s(\alpha)} D_{\text{eff}} \left(\alpha, \text{Int} \left(\frac{W+x}{s(\alpha)} \right) \right) dx \right\} \quad (54)$$

Die Funktion $\text{Int}(Y)$ gibt dabei den ganzzahligen Anteil der reellen Zahl Y wieder, der der Zahl der Tunnelversuche t entspricht. Da das Elektron nur mit seiner senkrecht auf der Grenzfläche stehenden Geschwindigkeitskomponente zum Strom beiträgt, tritt bei der Winkelmitteilung der Faktor $\cos(\alpha)$ auf.

An dieser Stelle wird auch klar, warum $\langle D_{\text{eff}} \rangle_{\alpha, s(\alpha)}$ bei $B = 0$ T verschwindet. Für $B \rightarrow 0$ divergiert r_c und damit $s(\alpha)$. Damit wird die Wahrscheinlichkeit für ein ballistisches Elektron, in einer unendlich ausgedehnten Probe den Kontakt zu treffen, verschwindend gering. Dies folgt formal auch aus Gl. (54).

Ein entscheidender Punkt in diesem Modell ist die Beschreibung der Barriere. Sie wird als deltaförmige Tunnelbarriere betrachtet. Dann kann $D(\alpha)$ für kleine Transmissionswahrscheinlichkeiten bei senkrechtem Einfall $D(0) \equiv \eta \ll 1$ durch $D(\alpha) = \eta \cos(\alpha)$ genähert werden. Die winkelgemittelte Transmissivität hat in diesem Fall die Form:

$$\langle D(\alpha) \rangle_{\alpha} = \int_0^{\pi/2} \eta \cos^2(\alpha) d\alpha = \frac{\pi}{4} \eta \quad (55)$$

Mit den Gleichungen (52), (54) und (55) läßt sich der Kontaktwiderstand im Magnetfeld berechnen. Im Vergleich mit den Messungen wird dabei der normierte Widerstand $r(B)$ aufgetragen, der wie folgt definiert ist:

$$r(B) = \frac{R_K(B) - R_S}{R_K(B=0) - R_S} = 1 - \langle D_{\text{eff}} \rangle_{\alpha, s(\alpha)} \quad (56)$$

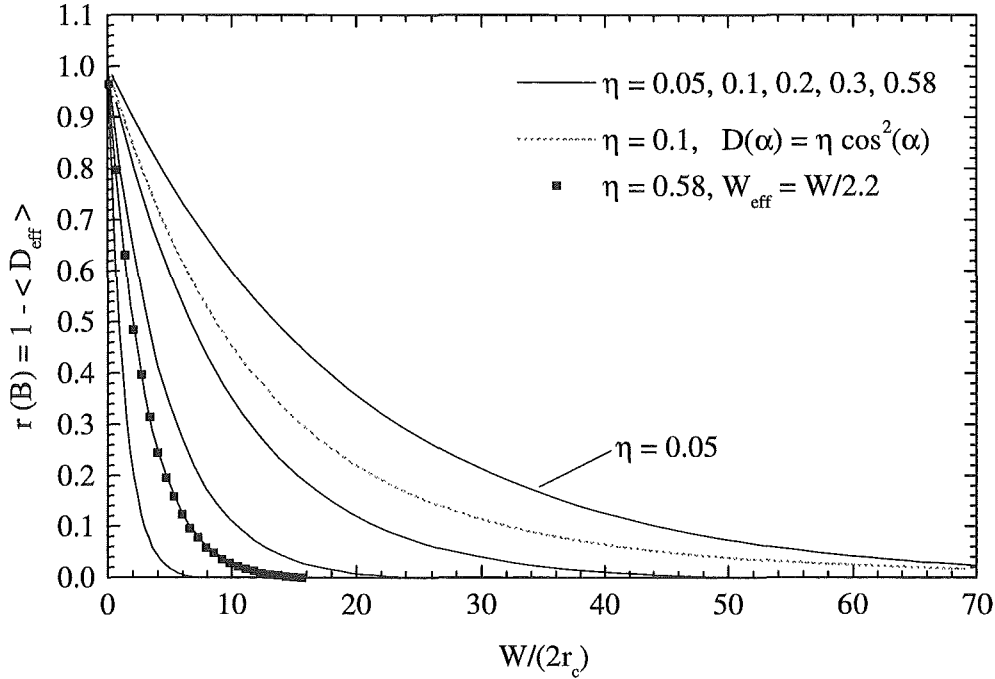


Abbildung 28: $r(B)$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Tunnelversuche $W/(2r_c)$ für verschiedene Transmissivitäten η . Die graue, gestrichelte Kurve für $\eta = 0.1$ ist für $D(\alpha) = \eta \cos^2(\alpha)$ berechnet worden. Die Quadrate geben den Verlauf für $\eta = 0.58$ und $W_{\text{eff}} = W/2.2$ an.

Abb. 28 zeigt $r(B)$ für verschiedene Werte von η in Abhängigkeit von der Größe $W/(2r_c)$, die dem Magnetfeld B direkt proportional ist und die Anzahl der Tunnelversuche t für $\alpha = 0$ angibt. Außerdem ist eine Kurve für $\eta = 0.1$ unter der Annahme berechnet worden, daß die Winkelabhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit die Form $D(\alpha) = \eta \cos^2(\alpha)$ besitzt. Diese ist zum Vergleich in grau aufgetragen. Die schwarzen Quadrate geben $r(B)$ für $\eta = 0.58$ wieder, wenn nur eine effektive Breite $W_{\text{eff}} = W/2.2$ des Kontakts den Strom leitet.

Wie man sieht, fällt $r(B)$ mit zunehmendem η immer schneller auf den Wert Null ab. Während $r(B)$ für $\eta = 0.05$ erst nach 70 Tunnelversuchen auf 2% abgefallen ist, ist der Kontaktwiderstand bei $\eta = 0.58$ schon bei $W/(2r_c) = 7$ verschwunden. Dieses Verhalten entspricht der Tatsache, daß bei großem η natürlich schon wenige Tunnelversuche ausreichen, um die effektive Transmissivität $\langle D_{\text{eff}} \rangle$ auf den Wert 1 zu bringen.

In diesem Modell fällt $r(B)$ selbst für $\eta = 1$ vom Wert 1 bei $W/(2r_c) = 0$ auf den

Wert 0 bei $W/(2r_c) = 1$ ab. Ist $\eta = 1$, so ist die Transmissionswahrscheinlichkeit unabhängig vom Winkel, und R_K hat für $B = 0$ T den Wert des Sharvin-Widerstands gemäß Gl. (50) für $\langle D(\alpha) \rangle = 1$. Damit hat $r(B)$ für $B = 0$ T den Wert 1. Im Magnetfeld trifft für $W/(2r_c) = 1$ jedes ballistische Elektron unabhängig vom Startpunkt und Einfallswinkel seiner Trajektorie den Kontakt genau einmal und wird transmittiert. Deshalb ist $r(B)$ ab diesem Magnetfeld gleich Null. Dieser Fall entspricht genau einem Punktkontakt ohne Barriere, wie er in [42] beschrieben wird.

Selbst wenn man von der Näherung absieht, den Transport im 2DEG als völlig ballistisch anzusetzen, ist dieses Modell prinzipiell nicht in der Lage, quantitative Aussagen über die Transmissivität η zu machen. Zum einen kann durch die Wahl einer kleineren effektiven Kontaktbreite $W_{\text{eff}} < W$ die gleiche Magnetfeldabhängigkeit für eine höheres η erzielt werden. Dies zeigt z. B. die Kurve für $\eta = 0.58$ in Abb. 28. Reduziert man W auf $W_{\text{eff}} = W/2.2$, so deckt sich der durch die schwarzen Quadrate gekennzeichnete Verlauf von $r(B)$ genau mit der Kurve für $\eta = 0.3$ und W . Selbst wenn man W als bekannt voraussetzt, ist der numerische Wert für η nur bedingt aussagefähig, da der Verlauf von $r(B)$ stark vom genauen Ausdruck für $D(\alpha)$ abhängt. Dies zeigt die zweite Kurve für $\eta = 0.1$, die für $D(\alpha) = \eta \cos^2(\alpha)$ berechnet wurde und die daher flacher verläuft. Einen solchen Ausdruck für $D(\alpha)$ würde man für eine Barriere zwischen Materialien mit gleicher Fermi-Wellenzahl k_F erwarten [114].

6.3 Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen

In diesem Abschnitt werden Messungen an lateralen Nb-2DEG-Kontakten mit berechneten $r(B)$ -Kurven verglichen. Der Serienwiderstand R_S ist dabei jeweils als der Wert bestimmt worden, bei dem der Kontaktwiderstand bei hohen Magnetfeldern konstant wird. R_S ist also durch die Messung bestimmt und kein frei wählbarer Parameter. Es wird angenommen, daß der Kontakt auf der gesamten, geometrisch vorgegebenen Breite W eine homogene Transmissivität besitzt. Damit ist η der einzige Parameter, der zur Anpassung der berechneten Kurven dient.

Der genaue Prozeß der Probenherstellung findet sich in den Abschnitten 3.1.2 und 3.3. Hier werden nur die zur Diskussion des Experiments notwendigen Parameter angegeben.

Zunächst wird gezeigt, daß tatsächlich die senkrecht auf dem 2DEG stehende Magnetfeldkomponente für den fallenden Kontaktwiderstand verantwortlich ist. Dann

werden die Annahmen des ballistischen Transports und der spiegelnden Reflexion am Probenrand und am Kontakt überprüft. In einem dritten Beispiel wird das Modell auf einen Kontakt angewendet, bei dem W sehr viel größer als die ballistische freie Weglänge l_b ist. Abschließend werden weitere Meßergebnisse – auch für die Kontaktmaterialien Au und Co – in tabellarischer Form zusammengefaßt und verglichen.

6.3.1 Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung

Der hier vorgestellte Nb-2DEG-Kontakt ist unter Schwenken in einer SAT6-Ultrahochvakuumanlage aufgedampft worden. Die Reinigung der Grenzfläche erfolgte mit Argonionen, die in einer Elektronenstoßquelle ionisiert und mit einer Spannung von 300 V beschleunigt wurden. Das 2DEG in der Halbleiterheterostruktur (Epitaxie 2531, vgl. Tab. 2) hat eine Beweglichkeit von $\mu = 27 \text{ m}^2/(\text{Vs})$ und eine Elektronenkonzentration von $6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Aus diesen Werten berechnet sich die elastische freie Weglänge $l_{el} = \hbar k_F \mu / e$ zu $3.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Die Kontaktbreite W ist $15 \text{ }\mu\text{m}$. Es werden zwei Messungen verglichen, die beide bei $T = 9 \text{ K}$, d. h. oberhalb der kritischen Temperatur des Nb von etwa $T_c \approx 8.5 \text{ K}$, durchgeführt worden sind. Messung (i) in Abb. 29 erfolgte im Magnetfeld, das senkrecht zur Ebene des 2DEG orientiert war. In Messung (ii) schloß die Magnetfeldrichtung mit der Ebene des 2DEG einen Winkel von 45° ein. Wenn Messung (ii) nicht gegen das Gesamtmagnetfeld, sondern gegen den senkrecht zum 2DEG orientierten Anteil $B_\perp = B \cos(45^\circ)$ aufgetragen wird (schwarze Quadrate), dann fallen die beiden Meßkurven zusammen. Sie werden durch die in grau eingezeichnete, berechnete Kurve für die Parameter $\eta = 0.3$ und $W = 15 \text{ }\mu\text{m}$ gut wiedergegeben. Der Serienwiderstand R_S ist für Messung (i) zu $1.6 \text{ }\Omega$ und für (ii) zu $1.8 \text{ }\Omega$ bestimmt worden.

Das Skalieren des gemessenen Kontaktwiderstands mit $B_\perp = B \cos(\alpha)$ belegt, daß die senkrechte Magnetfeldkomponente – wie im Modell angenommen – die Ursache für die Abnahme von $R_K(B)$ ist. Der Wert des Serienwiderstands R_S ist in beiden Messungen sehr ähnlich. In Verbindung mit der guten Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie kann man daher davon ausgehen, daß R_S tatsächlich magnetfeldunabhängig ist.

Werden die Elektronen bei ihrer Bewegung parallel zum Kontakt um kleine Winkel gestreut, so ändert sich der Abstand zwischen den Tunnelversuchen sowie der

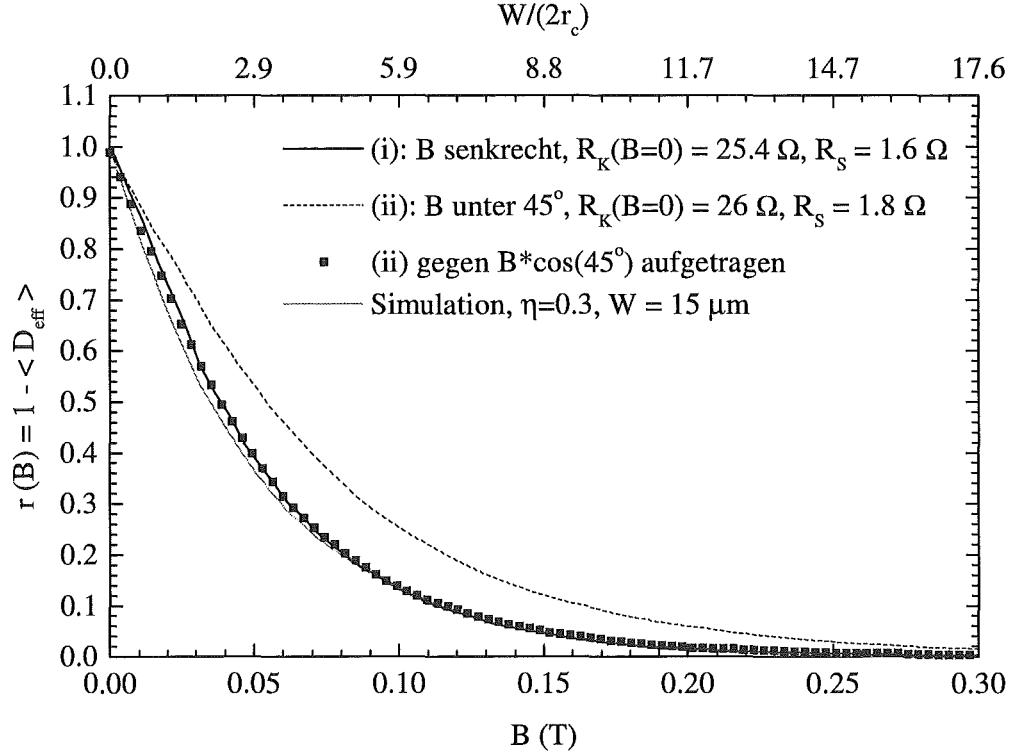


Abbildung 29: Normierter Kontaktwiderstand $r(B)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B : (i) Messung im Feld senkrecht zum 2DEG, (ii) im um 45° verkippten Feld. Die schwarzen Quadrate geben Messung (ii) wieder, wenn sie gegen $B_\perp = B \cos(45^\circ)$ aufgetragen wird. Die graue Kurve ist die Simulation für $\eta = 0.3$ und $W = 15 \, \mu\text{m}$. $T = 9 \, \text{K}$.

Einfallswinkel nur gering. Der Einfluß auf $R_K(B)$ sollte im Mittel ebenfalls klein sein. Aus diesem Grund wird hier zur Diskussion der Anwendbarkeit des Modells nicht die ballistische freie Weglänge l_b , sondern die Transportweglänge $l_{el} = 3.5 \, \mu\text{m}$ herangezogen. Letztere gibt den mittleren Abstand zwischen Streueignissen mit großem Impulsübertrag an, die im diffusiven Regime zum Widerstand beitragen (vgl. Abschnitt 2.1.2). Der Vergleich von l_{el} mit $W = 15 \, \mu\text{m}$ zeigt, daß die Bedingung rein ballistischen Transports nicht gegeben ist. Das System wird erst dann quasi-ballistisch, wenn der klassisch berechnete, maximale Abstand der Elektronen vom Probenrand $2r_c$ kleiner als l_{el} wird. Diese Bedingung wird für $B \geq 0.07 \, \text{T}$ erfüllt. Trotzdem sind die Unterschiede zwischen Theorie und Experiment auch für kleinere Felder sehr gering. Das bedeutet, daß die nicht zu vernachlässigende Streuung zwar zu einer Änderung des numerischen Werts von η führen kann, ihr Einfluß

aber im gesamten Magnetfeldbereich von 0 T bis 0.3 T im wesentlichen als konstant betrachtet werden kann. Die Unterdrückung der Rückstreuung von Elektronen an Störstellen, die im Magnetfeld durch die Bewegung auf Zyklotronbahnen hervorgerufen wird [28], ist offenbar auch bei den hier betrachteten kleinen Magnetfeldern schon wirksam. Sie führt dazu, daß sich $R_K(B)$ qualitativ so verhält, als ob der Transport im 2DEG völlig ballistisch wäre.

6.3.2 Ballistische Effekte

In diesem Abschnitt wird eine Messung an einem mittels Kathodenzerstäubung hergestellten, lateralen Nb-2DEG-Kontakt gezeigt. Die Grenzfläche ist in einem Argonplasma bei 800 V Gleichspannung gereinigt worden. Das 2DEG (Epitaxie 1350, vgl. Tab. 2) hat eine Elektronenkonzentration von $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und eine Beweglichkeit von $\mu = 37 \text{ m}^2/(\text{Vs})$, woraus sich eine elastische freie Weglänge von $l_{\text{el}} = 5.1 \text{ }\mu\text{m}$ berechnet.

Die Strukturierung des Kontakts erfolgte in diesem Fall mittels Elektronenstrahlithographie und Lift-Off. Mit diesem Verfahren wurde ein Mehrfach-Kontakt hergestellt, der aus vier parallelgeschalteten, 600 nm breiten Kontakten besteht. Wie in der in Abb. 30 eingefügten Skizze angedeutet, betragen die Abstände zwischen den einzelnen Kontakten $0.3 \text{ }\mu\text{m}$, $2.1 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. $0.9 \text{ }\mu\text{m}$. In hellgrau ist ein nicht unterbrochener Kontakt der Gesamtbreite $W = 2.4 \text{ }\mu\text{m}$ eingezeichnet. Dieser Wert für W geht auch in den auf der oberen Achse abgetragenen Parameter $W/(2r_c)$ ein.

Die Messung wurde bei $T = 10 \text{ K}$ durchgeführt. Der Kontaktwiderstand fiel dabei von $R_K(B = 0) = 205 \text{ }\Omega$ auf $R_S = 56 \text{ }\Omega$ bei $B = 0.7 \text{ T}$. Dem monoton abnehmenden Widerstand sind dabei für Magnetfelder kleiner 0.3 T Strukturen überlagert, die in einfachen, durchgängigen Kontakten nicht beobachtet werden.

Bei der Berechnung der durchgezogenen, theoretischen Kurve ist die in Abb. 30 skizzierte Kontaktgeometrie berücksichtigt worden. Die gestrichelte, graue Kurve ist für denselben Wert $\eta = 0.4$ und dieselbe Gesamtbreite $W = 2.4 \text{ }\mu\text{m}$, aber für einen durchgehenden Kontakt berechnet worden. Dieser ist in Abb. 30 in hellgrau angedeutet. Der Vergleich der beiden simulierten Kurven zeigt deutlich, daß die Kontaktunterbrechungen zu den zusätzlichen Strukturen führen, die denen der gemessenen Kurve ähneln. Insbesondere die stark ausgeprägte Struktur zwischen 0.2 T und 0.24 T wird im berechneten Verlauf von $r(B)$ gut reproduziert.

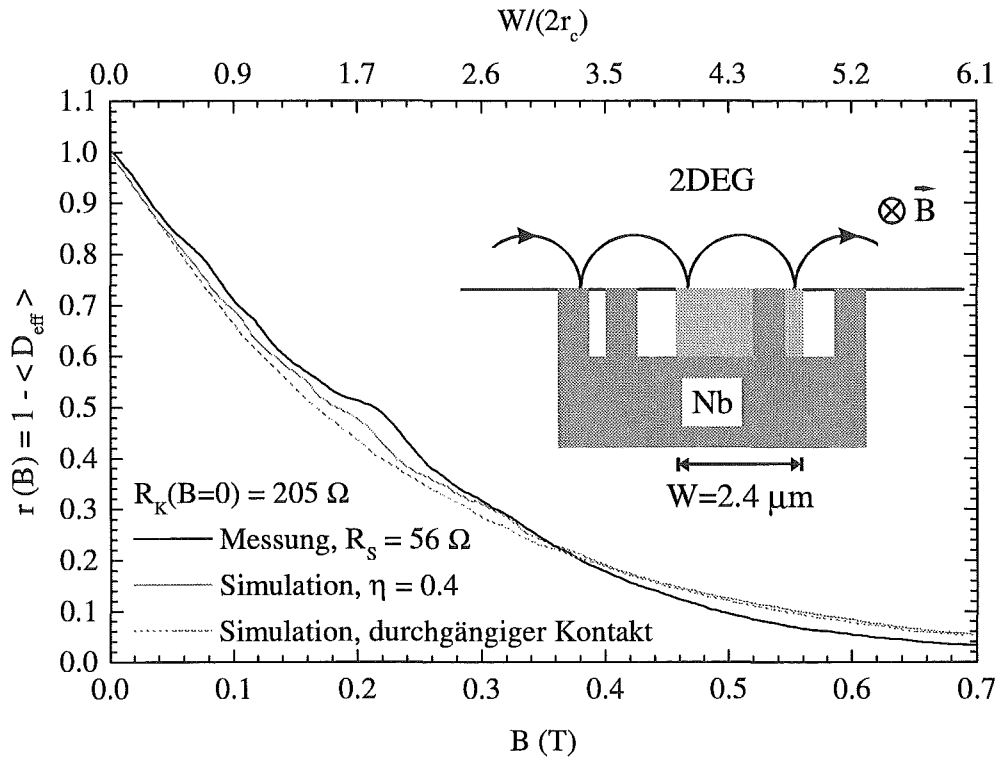


Abbildung 30: $r(B)$ einer aus vier parallelgeschalteten Nb–2DEG–Kontakten bestehenden Struktur bei $T = 10$ K. Die durchgezogene, graue Kurve ist für $\eta = 0.4$ unter Berücksichtigung des in der Skizze dargestellten Vierfach–Kontakts berechnet worden. Die gestrichelte Kurve ist die Simulation des in hellgrau angedeuteten, nicht unterbrochenen Kontakts.

Die zusätzlichen Strukturen sind auf ballistische Effekte zurückzuführen. Bei einem durchgängigen Kontakt führt das Magnetfeld zu einer kontinuierlichen Erhöhung der Zahl der Mehrfachreflexionen. Dies spiegelt sich in einer gleichmäßigen Abnahme von $r(B)$ wieder. Ist der Kontakt hingegen unterbrochen, so ist zwar die Gesamtzahl der Tunnelversuche bei einem bestimmten Magnetfeld wegen der gleichen Gesamt–Kontaktbreite gleich, die Zahl der *Mehrfachreflexionen* kann aber aufgrund der Geometrie kleiner oder größer sein. Da $D_{\text{eff}}(\alpha, t)$ gemäß Gl. (53) eine bedingte Wahrscheinlichkeit für aufeinander folgende Vielfachprozesse darstellt, schlägt sich der Unterschied zwischen der Gesamtzahl der Reflexionen und der Anzahl der *Mehrfachreflexionen* im Wert von $r(B)$ nieder.

Die in Abb. 30 eingezeichnete Trajektorie ist ein Beispiel. Während der durchgehende, hellgraue Kontakt zweimal hintereinander von demselben Elektron getroffen

wird, ist dies beim unterbrochenen Kontakt nicht der Fall. Bei den parallelgeschalteten Kontakten ist das Auftreten von Mehrfachreflexionen also nicht nur vom absoluten Wert des Magnetfelds, sondern auch vom Verhältnis $s(\alpha)$ zur Länge der Kontaktunterbrechung abhängig.

Bei der Berechnung wurde völlig ballistischer Transport vorausgesetzt. Die Gesamtbreite der Struktur ist $5.7 \mu\text{m}$. Eine Trajektorie für $\alpha = 0$ hat also eine Länge von $\frac{\pi}{2} \cdot 5.7 \mu\text{m}$. Bei Vernachlässigung von Kleinwinkelstreuung kann man diesen Wert mit $l_{\text{el}} = 5.1 \mu\text{m}$ vergleichen und würde folglich eine deutliche Reduktion des ballistischen Signals erwarten. Möglicherweise sind daher die beobachteten Effekte auf die enger zusammenliegenden Teilkontakte zurückzuführen.

Auch die Reflexion am Probenrand und am Kontakt muß in der Probe größtenteils spiegelnd verlaufen. Andernfalls wäre der Abstand der Tunnelversuche einer Trajektorie statistisch verteilt und der Einfluß der Probengeometrie würde sich nicht im Meßergebnis niederschlagen.

Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment zeigt also folgende Punkte:

- Der Transport in der Probe verläuft quasi-ballistisch.
- Die Reflexion der Ladungsträger am Probenrand und am Kontakt erfolgt hauptsächlich spiegelnd.
- Es ist nicht nur die Gesamtzahl der Tunnelversuche für $r(B)$ entscheidend, sondern das Auftreten von aufeinanderfolgenden Mehrfachreflexionen.

6.3.3 Breite Kontakte

In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß auch die Magnetfeldabhängigkeit des Normalwiderstands sehr breiter Kontakte durch das Modell beschrieben wird.

Der $100 \mu\text{m}$ breite laterale Nb-2DEG-Kontakt ist mittels Kathodenzerstäubung hergestellt worden. Vorher wurde die Grenzfläche im Argonplasma bei einer Gleichspannung von 800 V gereinigt. Die Heterostruktur (Epitaxie 1350, vgl. Tab. 2) hat eine Elektronenkonzentration von $n = 7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und eine Beweglichkeit von $\mu = 37 \text{ m}^2/(\text{Vs})$, woraus sich die elastische freie Weglänge zu $l_{\text{el}} = 5.1 \mu\text{m}$ berechnet.

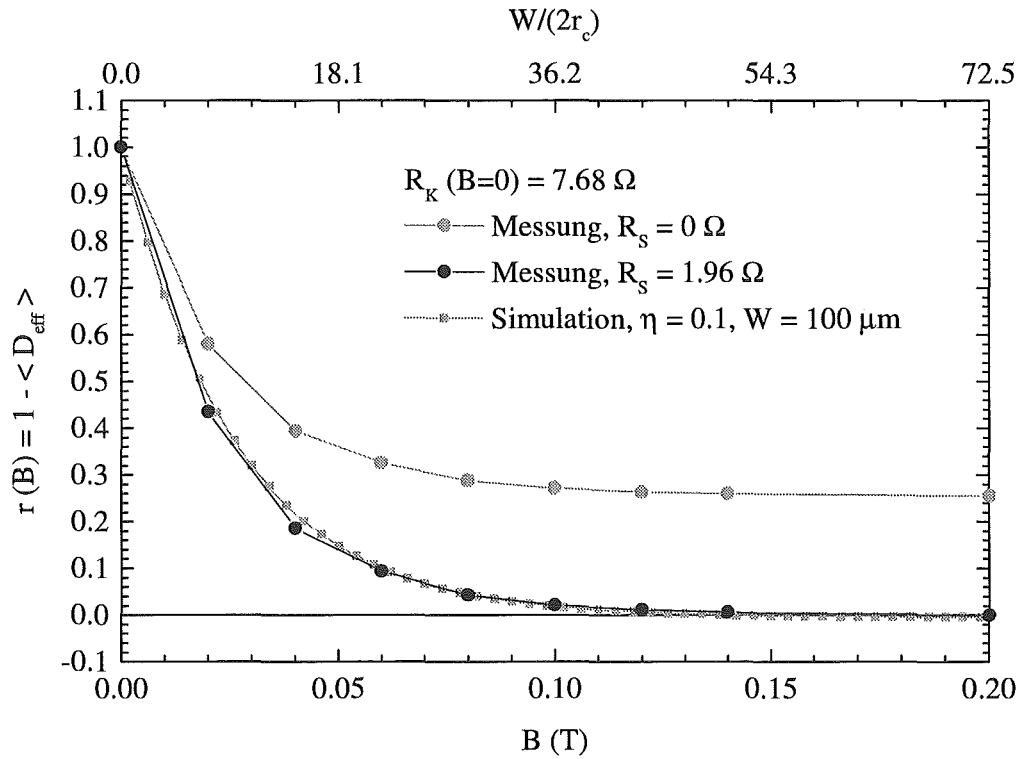


Abbildung 31: $r(B)$ für einen $100 \mu\text{m}$ breiten Kontakt. Die Meßwerte sind einmal unter der Annahme $R_S = 0 \Omega$ und einmal unter Berücksichtigung des zu $R_S = 1.96 \Omega$ bestimmten Serienwiderstand aufgetragen. $T = 1.2 \text{ K}$, $I_{\text{dc}} = 180 \mu\text{A}$.

Abb. 31 zeigt den Verlauf von $r(B)$. Es handelt sich um diskrete Meßwerte, die aus dem differentiellen Widerstand bei Spannungen oberhalb der supraleitenden Energielückenspannung Δ_0/e für verschiedene Magnetfelder B bestimmt worden sind. Zur Erzeugung der Spannung wurde ein Gleichstrom von $I_{\text{dc}} = 180 \mu\text{A}$ eingeprägt, dem der Meßstrom von $I_{\text{ac}} = 1 \mu\text{A}$ überlagert war. Die Messung wurde bei $T = 1.2 \text{ K}$ durchgeführt. Trägt man die Meßpunkte unter der Annahme $R_S = 0 \Omega$ auf, so ergibt sich die graue Kurve, die bei 0.26 sättigt. Die schwarzen Meßpunkte geben den Verlauf von $r(B)$ bei Berücksichtigung des zu $R_S = 1.96 \Omega$ bestimmten Serienwiderstands wieder. In diesem Fall wird $r(B)$ gut durch eine für $\eta = 0.1$ und $W = 100 \mu\text{m}$ berechnete Kurve beschrieben.

Der Verlauf von $r(B)$ kann bei Berücksichtigung von R_S durch das Modell, das völlig ballistischen Transport annimmt, wiedergegeben werden, obwohl $W \gg l_{\text{el}} > l_{\text{b}}$ gilt. Die in der Probe stattfindende Streuung wird also hier möglicherweise noch stärker als in den vorhergehenden Abschnitten den numerischen Wert von η beeinflussen.

Eine wesentlich größere Unsicherheit für η erwächst aber aus der Unkenntnis der effektiv wirksamen Kontaktbreite W_{eff} . Nach der Diskussion in Abschnitt 6.2 ist es nämlich möglich, daß der gleiche Verlauf von $r(B)$ auch mit einer höheren Transmissivität η und einer kleineren effektiven Breite $W_{\text{eff}} < W$ beschrieben werden kann. Mit anderen Worten, es kann trotz Anpassung durch das Modell nicht entschieden werden, ob der Kontakt auf der gesamten Breite W eine homogene Transmissivität besitzt.

6.3.4 Vergleich verschiedener Proben

In diesem Abschnitt werden die bisher vorgestellten Messungen mit den Ergebnissen für weitere laterale Kontakte in tabellarischer Form verglichen. Die Anpassung durch das Modell war in allen Fällen ähnlich gut wie in den explizit gezeigten Beispielen.

In Tabelle 4 sind die Epitaxienummer der verwendeten Heterostruktur, das Kontaktmaterial (Mat.), die Kontaktbreite W , der Normalwiderstand für $B = 0$ $R_K \equiv R_K(B = 0)$, der Serienwiderstand R_S , der Sharvin-Widerstand R_{Sh} , die aus den Widerständen berechnete Transmissivität $\langle D \rangle^{\text{exp}}$ und der bei der Simulation verwendete Parameter η für verschiedene laterale Kontakte aufgelistet. Dabei ist der Sharvin-Widerstand für einen Kontakt ohne Barriere berechnet worden:

$$R_{\text{Sh}} = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \quad (57)$$

R_{Sh} , R_K und R_S sind zur Berechnung der Größe $\langle D \rangle^{\text{exp}}$ benutzt worden. Sie ist entsprechend den in Gl. (52) gemachten Annahmen über $R_K(B = 0) \equiv R_K$ definiert:

$$\langle D \rangle^{\text{exp}} = \frac{R_{\text{Sh}}}{R_K - R_S} \quad (58)$$

Die Tabelle zeigt, daß der Kontaktwiderstand im Magnetfeld auf Werte unterhalb von R_{Sh} sinken kann. Der Restwiderstand wird in dem vorgestellten Modell als Serienwiderstand R_S interpretiert. Dieser könnte durch eine metallische Schicht mit hohem spezifischen Widerstand verursacht werden, die sich zwischen der Tunnelbarriere und dem gut leitenden Kontaktmaterial befindet. Unter dieser Voraussetzung könnte die Größe von R_S einen Einfluß auf die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit der S-2DEG-Grenzfläche haben. Das Gesamtsystem wäre dann ein 2DEG-I-N-S-Kontakt, wobei I die Tunnelbarriere und N die normalleitende Zwischenschicht

Nr.	Epitaxie	Mat.	W [μm]	R_K [Ω]	R_S [Ω]	R_{Sh} [Ω]	$\langle D \rangle^{\text{exp}}$	η
1	1466	Nb	0.6	1134	370	348	0.46	0.36
2	1350	Nb	2.4	205	56	81	0.54	0.4
3	1626	Nb	5	237	32	42	0.2	0.15
4	1626	Nb	5	555	160	42	0.11	0.07
5	1626	Nb	5	285	30	42	0.16	0.1
6	2531	Nb	15	25.4	1.6	13.9	0.61	0.3
7	1350	Nb	100	7.68	1.96	1.93	0.34	0.1
8	1626	Au	15	55.5	1	13.9	0.26	0.2
9	1626	Co	5	116.5	30.5	42	0.49	0.12
10	1626	Co	15	79	10.6	13.9	0.2	0.15

Tabelle 4: Verschiedene laterale Kontakte, deren Normalwiderstand im senkrechten Magnetfeld mit Hilfe des Modells beschrieben werden kann. R_K bezeichnet hier den Normalwiderstand für $B = 0$ T.

repräsentieren. Eine solche Kontaktzusammensetzung wird auch in [62] zur Berechnung des differentiellen Widerstands lateraler Nb-2DEG-Kontakte angenommen. Für Spannungen kleiner Δ_0/e kann die N-Zwischenschicht durch Proximity-Effekt selbst supraleitend werden. Für eine hohe Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit ist also in einem 2DEG-I-N-S-Kontakt nicht nur eine hochtransparente Barriere I sondern auch ein kleiner Serienwiderstand R_S Voraussetzung.

Der mögliche Einfluß von R_S soll am Beispiel der Kontakte 3, 4 und 6 der Tabelle qualitativ diskutiert werden. Als Maß für die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit wird dabei das Verhältnis von Normalwiderstand $R_{K,N}$ zum Kontaktwiderstand bei $U = 0$ V $R_K(U = 0)$ genommen. Kontakt 4 hat bei einer Transmissivität $\langle D \rangle^{\text{exp}} = 0.11$ einen spezifischen Serienwiderstand von $WR_S = 800 \Omega\mu\text{m}$. Bei $T = 0.68$ K weist dieser Kontakt ein sehr ausgeprägtes Widerstandsmaximum für Spannungen unterhalb der supraleitenden Energielücke auf: $R_{K,N}/R_K(U = 0) = 0.11$. Kontakt 3 mit mittlerem $\langle D \rangle^{\text{exp}} = 0.2$ und $WR_S = 160 \Omega\mu\text{m}$ zeigt ein Verhältnis $R_{K,N}/R_K(U = 0)$ von 0.43. Kontakt 6 hingegen, der die höchste Transmissivität $\langle D \rangle^{\text{exp}} = 0.61$ und das kleinste $WR_S = 24 \Omega\mu\text{m}$ hat, weist für $U = 0$ eine Leitwerterhöhung auf: $R_{K,N}/R_K(U = 0) = 1.16$. Mit steigender Transmissivität und sinkendem WR_S steigt also erwartungsgemäß die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit. Der quantitative

Einfluß der beiden Größen müßte allerdings noch genauer untersucht werden.

Technologisch interessant ist, daß Kontakt 6 im Gegensatz zu den anderen hier vorgestellten Nb-2DEG-Kontakten durch Elektronenstrahlverdampfung im UHV hergestellt wurde. Dabei wurde das Nb ganzflächig aufgedampft und nachträglich strukturiert, so daß eine Kontamination der Grenzfläche mit Lackresten ausgeschlossen wurde. Möglicherweise ist dies der Grund für die hohe Transmissivität der Grenzfläche und den kleinen Serienwiderstand.

Weiterhin zeigt sich, daß die Werte für η bei allen Kontakten kleiner sind als $\langle D \rangle^{\text{exp}}$. Im Rahmen des Modells würde man $\langle D \rangle^{\text{exp}} \approx \langle D(\alpha) \rangle$ erwarten. Dazu müßte η aber größer als $\langle D \rangle^{\text{exp}}$ sein, da nach Gl. (55) $\langle D(\alpha) \rangle = \frac{\pi}{4}\eta$. Der Vorfaktor, der aus der Winkelmitteilung resultiert, ist nämlich kleiner als 1. Da außerdem η kein fester Bruchteil von $\langle D \rangle^{\text{exp}}$ ist, hilft auch der Vergleich mehrerer Kontakte nicht bei der physikalischen Interpretation. Die genaue Form der Funktion $D(\alpha)$, die Winkelverteilung der Elektronen am Kontakt und der Einfluß der Streuung können nicht genauer erfaßt werden und erlauben daher keine quantitative Bestimmung der Transmissivität mit dem Modell.

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß

- die Abnahme des Normalwiderstands lateraler, metallischer Kontakte zu einem hochbeweglichen 2DEG im senkrecht zum 2DEG orientierten Magnetfeld durch die Mehrfachreflexion ballistischer Elektronen an der Kontaktgrenzfläche erklärt werden kann.
- unter Berücksichtigung eines magnetfeldunabhängigen Serienwiderstands das Modell für Kontaktbreiten von $0.6 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ eine gute Beschreibung des Kontaktwiderstands ermöglicht. Trotzdem ist eine quantitative Bestimmung der Transmissivität der untersuchten Kontakte nicht möglich.
- Abweichungen vom erwarteten Verhalten, die bei parallelgeschalteten Mehrfach-Kontakten beobachtet werden, durch das Modell wiedergegeben und damit auf ballistische Effekte zurückgeführt werden können.

- der postulierte Serienwiderstand als metallische Schicht aufgefaßt werden kann, die sich zwischen der Barriere und dem reinen Kontaktmaterial befindet. Die Existenz einer solchen Zwischenschicht wurde auch in [62] zur Berechnung des differentiellen Widerstands lateraler Nb-2DEG-Kontakte angenommen.

7 Laterale NbN-2DEG-Kontakte im Magnetfeld

7.1 Einleitung

In Kapitel 6 wurde gezeigt, daß der Normalwiderstand eines lateralen Kontakts durch Vielfachreflexionen der Elektronen im Magnetfeld fällt (s. auch [112]). Wenn kein diffusiver Serienwiderstand vorliegt, kann dabei der Normalwiderstand völlig verschwinden. Diese Erhöhung der effektiven Transmissivität sollte bei SN-Grenzflächen für Elektronenenergien unterhalb der supraleitenden Energielücke Δ_0 auf die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit übertragbar sein. Das heißt, daß selbst bei relativ hohen Potentialbarrieren am SN-Übergang ein deutlicher Beitrag der Andreev-Reflexion durch Vielfachprozesse im Magnetfeld zu erwarten ist.

Der Fall kohärenter Vielfachreflexion an SN-Grenzflächen, die durch Streuzentren nahe der Grenzfläche hervorgerufen wird, ist in [63, 64, 115] untersucht worden. Für niedertransparente Grenzflächen wird in diesen Modellen eine Leitwerterhöhung bei $U = 0$ V und $B = 0$ T vorausgesagt. Sie wird bereits durch Spannungen $eU_c \ll \Delta_0$ oder Magnetfelder der Größe $B_c = 2\Phi_0/(l_\Phi L_N)$ unterdrückt, weil die Phasenkohärenz zwischen Elektron- und Lochwellenfunktion zerstört wird. Dabei ist Φ_0 das magnetische Flußquant, l_Φ die Phasenkohärenzlänge im Normalleiter und L_N die Länge des Normalleiters, in dem die Streuzentren lokalisiert sind. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen findet sich z. B. in [116]. B_c war in diesem Fall etwa $0.1 \dots 0.3$ T und $U_c \approx 0.1 \dots 0.29$ meV.

Eine Vielzahl der Veröffentlichungen, die das Verhalten von SN- und SNS-Strukturen im Magnetfeld zum Thema haben, beschränken sich auf den Fall kleiner Magnetfelder von einigen 10 mT. Das Magnetfeld erzeugt in den untersuchten Strukturen eine Phasendifferenz zwischen zwei supraleitenden Kontakten, die zu Oszillationen im Probenwiderstand aufgrund von Interferenzphänomenen führen [117, 118, 119]. In [120] wird die Unterdrückung einer Leitwerterhöhung durch ein Magnetfeld von 0.1 T mittels Andreev-Reflexion und ballistischem Transport der retroreflektierten Löcher erklärt. Dabei besteht die Probe aus einem Punktkontakt nahe einer SN-Grenzfläche. Über den Einfluß eines Magnetfelds auf den Leitwert von Ag/Nb- bzw. von Ag/Ta-Tunnelkontakten wird in [114] berichtet. Bei dieser Untersuchung befanden sich die Supraleiter in der Meissner-Phase.

Im Gegensatz zu den zitierten Arbeiten werden in diesem Kapitel Messungen an lateralen NbN–2DEG–Kontakten vorgestellt, die in Magnetfeldern von bis zu 13.9 T durchgeführt worden sind. Für Magnetfelder in der Ebene des 2DEG wurde dabei eine kontinuierliche Abnahme des Widerstands für Spannungen unterhalb von $\Delta_0(B)/e$ beobachtet, die durch eine zunehmende Unterdrückung der Supraleitung im NbN erklärt werden kann. Hat das Magnetfeld jedoch eine Komponente, die senkrecht auf der Ebene des 2DEG steht, so spaltet das Widerstandsmaximum in drei Maxima auf. Gleichzeitig nimmt der Widerstand unterhalb von $\Delta_0(B)/e$ wesentlich schneller ab als im parallelen Feld. Es wird ein Modell vorgestellt, das unter Annahme ballistischen Transports im 2DEG und Vielfach–Andreev–Reflexion die Aufspaltung des Widerstandsmaximums qualitativ beschreibt. Dabei läßt sich die Abnahme des Widerstands bei $U = 0$ V quantitativ wiedergeben.

7.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Herstellung der Proben ist in Abschnitt 3.3 beschrieben. Hier sollen daher nur die wichtigsten Parameter angegeben werden. Der 100 nm dicke NbN –Film wurde mittels reaktiver Kathodenzerstäubung unter 45° auf die RIE–geätzte Flanke der Heterostruktur abgeschieden. Vorher ist diese für 20 s in einem Argonplasma bei 800 V Gleichspannung gereinigt worden. Die Heterostruktur (Epitaxie 1626, vgl. Tab. 2) hat eine 150 nm dicke $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ –Deckschicht.

Die Elektronenkonzentration und die Beweglichkeit des 2DEG wurde mittels SDH–Messung zu $n = 6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ bzw. $\mu = 26.6 \text{ m}^2/(\text{Vs})$ bestimmt. Damit liegt μ etwa 17% niedriger als im Standard–Hallbarren. Dies läßt auf eine gewisse Schädigung der Heterostruktur durch die Probenherstellung schließen. Aus n und μ berechnen sich die Fermi–Energie zu $E_F = 40 \text{ meV}$ und die elastische freie Weglänge zu $l_{\text{el}} = 3.4 \mu\text{m}$.

Für das NbN berechnet sich die supraleitende Energielücke mit einem T_c von 13.6 K zu $\Delta_0 = 2.5 \text{ meV}$. Dabei ist der BCS–Kopplungsparameter a in der Beziehung $2\Delta(0) = ak_B T_c$ zu $a = 4.3$ angenommen worden [78, 121].

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen sind an $15 \mu\text{m}$ breiten, lateralen NbN–2DEG–Kontakten durchgeführt worden. Der Überlapp mit der Heterostruktur beträgt $2.5 \mu\text{m}$. Abb. 32 zeigt eine schematische Skizze der Probe in Aufsicht. Ebenfalls eingezeichnet ist die gewählte Meßkonfiguration. Da das NbN unter 45° aufgebracht worden ist, ist nur einer der beiden Kontakte niederohmig und zur Messung verwendet worden.

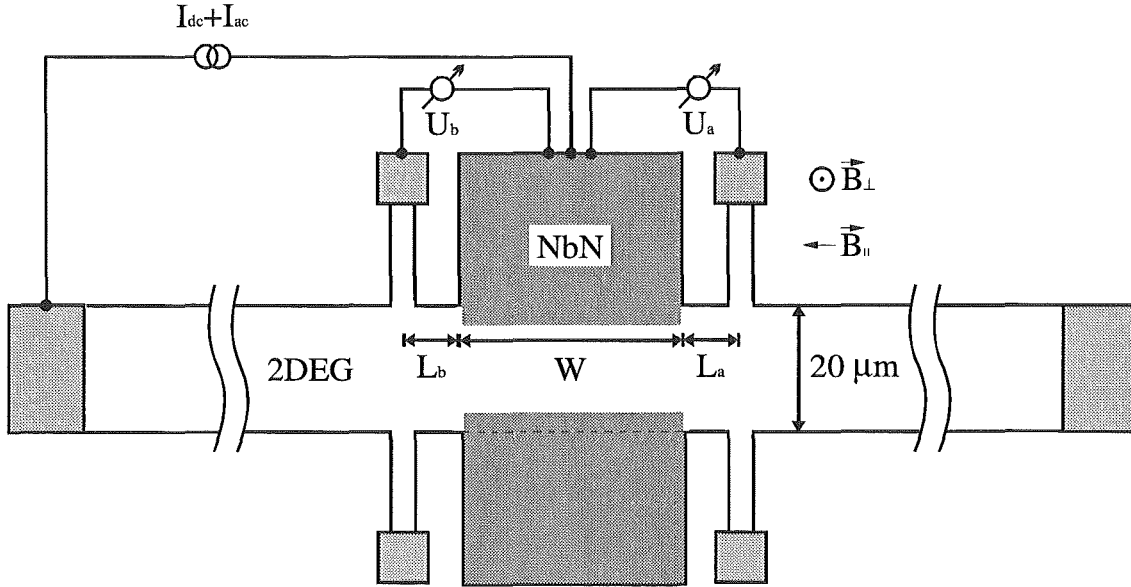


Abbildung 32: Probenlayout und Meßkonfiguration in Aufsicht. In Konfiguration a) wird die aufgrund des endlichen Kontaktwiderstands R_K abfallende Kontaktspannung $U_K = U_a$ gemessen. Hat das Magnetfeld eine zum 2DEG senkrechte Komponente $B_\perp$, so ist $U_b = U_H + U_K$ um die Hall-Spannung U_H größer. Das Magnetfeld in der Ebene des 2DEG $B_\parallel$ ist parallel zum Kontakt orientiert. $W = 15 \mu\text{m}$, $L_a = L_b = 5 \mu\text{m}$.

7.2.1 Messungen im parallelen Magnetfeld

Abb. 33 zeigt den differentiellen Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts für Magnetfelder bis zu 13.9 T in Abhängigkeit von der am Kontakt abfallenden Gleichspannung U . Die Messungen sind bei $T = 50 \text{ mK}$ und mit einem Meßstrom $I_{ac} = 100 \text{ nA}$ in der in Abb. 32 eingezeichneten Konfiguration a) durchgeführt worden. Der Normalwiderstand R_N beträgt 100Ω . Für Spannungen kleiner $\pm 1 \text{ mV}$ zeigt der Kontakt ein ausgeprägtes Widerstandsmaximum, welches mit steigendem Magnetfeld kleiner wird. Die Probe ist für alle eingestellten Magnetfelder supraleitend, was durch Widerstandsmessungen auf dem NbN-Film verifiziert wurde. Die Messung bei 5 T ist mit einem Wechselstrom von $I_{ac} = 10 \text{ nA}$ wiederholt worden, um eine größere energetische Auflösung zu erhalten. Die mit $I_{ac} = 10 \text{ nA}$ beobachtete Feinstruktur ist jedoch auf ein Rauschen der Meßelektronik zurückzuführen.

Die Spannungsabhängigkeit des Widerstands ähnelt der für laterale Nb-2DEG-

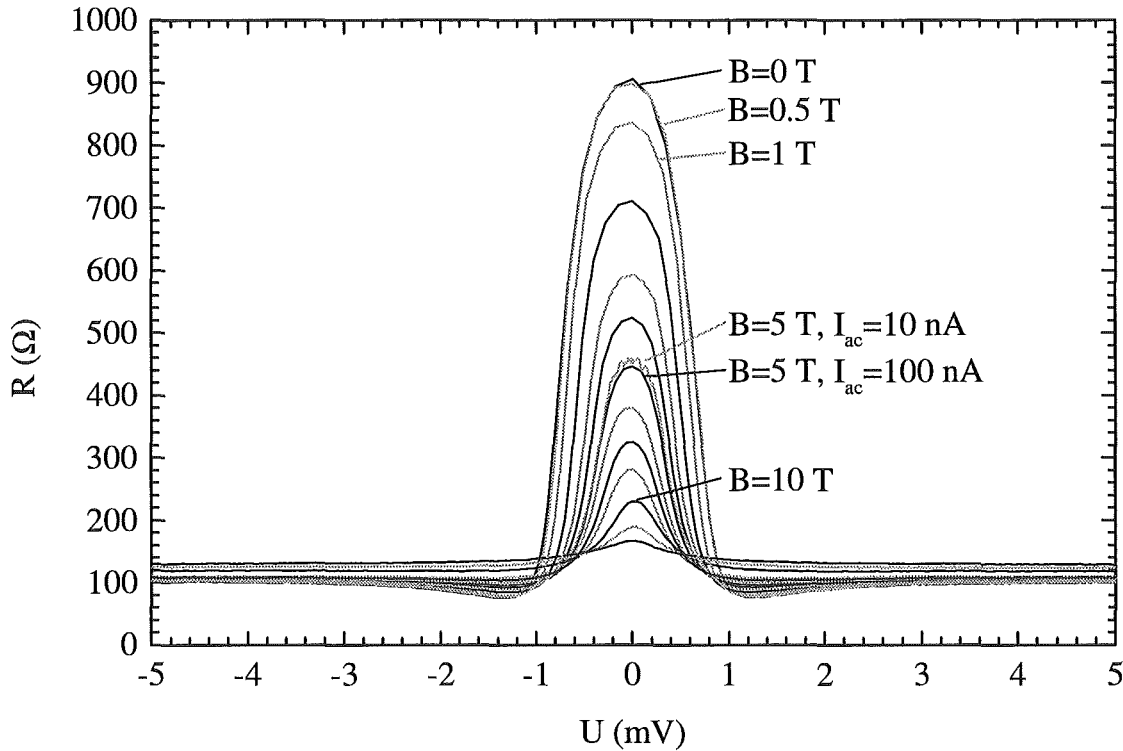


Abbildung 33: Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts. Von oben nach unten hat das Magnetfeld folgende Werte: 0 T, 0.5 T, 1 T, 2 T, 3 T, 4 T, 5 T ($I_{ac} = 10$ nA), 5 T ($I_{ac} = 100$ nA), 6 T, 7 T, 8 T, 10 T, 12 T, 13.9 T; $I_{ac} = 100$ nA, $T = 50$ mK.

Kontakte beobachteten sehr. Auch hier fallen die Widerstandsminima im Vergleich zu dem im BTK-Modell berechneten Verlauf sehr flach aus und treten bei Spannungen von ± 1.3 meV, d. h. bei etwa 52% der supraleitenden Energielücke auf. Dieses Verhalten wird in [62] durch den Proximity-Effekt und die inelastische Streuung in einer normalleitenden Grenzschrift zwischen Supraleiter und 2DEG erklärt. Der spezifische Kontaktwiderstand beträgt $WR_N = 1500 \Omega \mu\text{m}$, das Verhältnis $R_N/R(U = 0)$ ist 0.11. Im BTK-Modell entspricht dies einer Barrierenstärke von $Z = 2.1$ [52] bzw. einer Transmissivität im normalleitenden Zustand von $D_0 = 1/(1 + Z^2) = 0.19$. Die entsprechenden Werte für den zum Vergleich herangezogenen Nb-2DEG-Kontakt sind $WR_K = 435 \Omega \mu\text{m}$, $Z = 0.87$ und $D_0 = 0.57$ (vgl. Abb. 17 bzw. 24). Die so abgeschätzten Transmissivitäten stehen ungefähr im gleichen Verhältnis zueinander wie die Kontaktwiderstände. Das bedeutet, daß das höhere $R_{K_{on}}$ für den NbN-2DEG-Kontakt hauptsächlich auf eine höhere Barriere an der Grenzfläche und nicht auf eine kleinere effektive Kontaktfläche zurückzuführen

ist. Diese Barriere ist möglicherweise durch den Herstellungsprozeß bedingt. Es ist wahrscheinlich, daß das durch die Argonplasmareinigung an der Halbleiteroberfläche angereicherte In mit dem zur Abscheidung des NbN in die Kammer eingelassenen Stickstoff reagiert. Bevor nämlich das Nb-Target über die Probe geschwenkt wird, ist bereits das Ar/N-Plasma gezündet worden. Es liegen also sowohl In als auch N in elementarer Form vor, so daß InN oder eine Legierung aus InN, Ga und As entstehen kann [122]. Einige Monolagen einer solchen Legierung können aufgrund ihrer großen Bandlücke von 2 eV bis 6 eV [122] im Vergleich zu 0.66 eV für $\text{Ga}_{0.23}\text{In}_{0.77}\text{As}$ [107] als zusätzliche Barriere wirken.

Die Abhängigkeit vom Magnetfeld ist durch eine kontinuierliche, monotone Abnahme des Widerstandsmaximums und eine kleine Zunahme des Normalwiderstands gekennzeichnet. Lediglich für Magnetfelder unterhalb von 0.25 T steigt der Widerstand $R(U = 0)$ zunächst leicht an (s. Abb. 37).

Die Abnahme des Widerstandsmaximums ist auf eine zunehmende Unterdrückung der supraleitenden Energielücke durch eindringende Flußschläuche zurückzuführen. Dadurch stehen den tunnelnden Elektronen im NbN in zunehmendem Maße Einteilchenzustände unterhalb von $\Delta(B)$ zur Verfügung. Die Zunahme des Widerstands oberhalb von $\Delta(B)$ könnte zum Teil auf einen endlichen Widerstand des supraleitenden NbN aufgrund von Flußschlauchbewegungen, die durch Fehlstellen und Korngrenzen behindert sind, zurückzuführen sein [45]. Ein anderer Teil des steigenden Normalwiderstands könnte durch eine auftretende Hall-Spannung verursacht sein, da eine geringe, senkrecht auf dem 2DEG stehende, Magnetfeldkomponente aufgrund einer leichten Verkipfung der Probe nicht auszuschließen ist.

7.2.2 Messungen unter 45° und 90°

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen unterscheiden sich wesentlich von den im parallelen Magnetfeld durchgeführten. Abb. 34 zeigt den differentiellen Widerstand eines NbN-2DEG-Kontaktes im Magnetfeld, das mit der Ebene des 2DEG einen Winkel von 45° einschließt. Die Meßkurven sind gegen den Gleichstrom I_{dc} aufgetragen, der in der Messung zur Erzeugung eines endlichen Spannungsabfalls am Kontakt eingespeist wird. Man erkennt drei deutlich ausgeprägte Unterschiede zu den Messungen im parallelen Magnetfeld: (i) Der Normalwiderstand, der bei hohen Strömen gemessen wird, fällt auf Werte nahe 0 Ω , und der Widerstand bei kleinen Strömen fällt wesentlich schneller als im parallelen Feld. (ii) Das Widerstandsmaximum spaltet in drei Maxima auf. (iii) Die Breite der Struktur nimmt auf weniger

als die Hälfte des Werts für $B = 0$ T ab. Die Punkte (i) und (ii) werden weiter unten genau diskutiert. Im folgenden soll zunächst der Übergang zu einer adäquaten Spannungsachse erklärt werden, die die Energie der stromtragenden Elektronen wiedergibt. Dann wird sich auch zeigen, daß die Abnahme der Breite der Struktur nicht auf eine Abnahme der supraleitenden Energielücke zurückzuführen ist. Bei den hier relevanten Magnetfeldern, die kleiner als $\mu_0 H_{c2}/2$ sind, würde man einen solchen Effekt auch nicht erwarten (vgl. Abb. 33 oder [49, 82]).

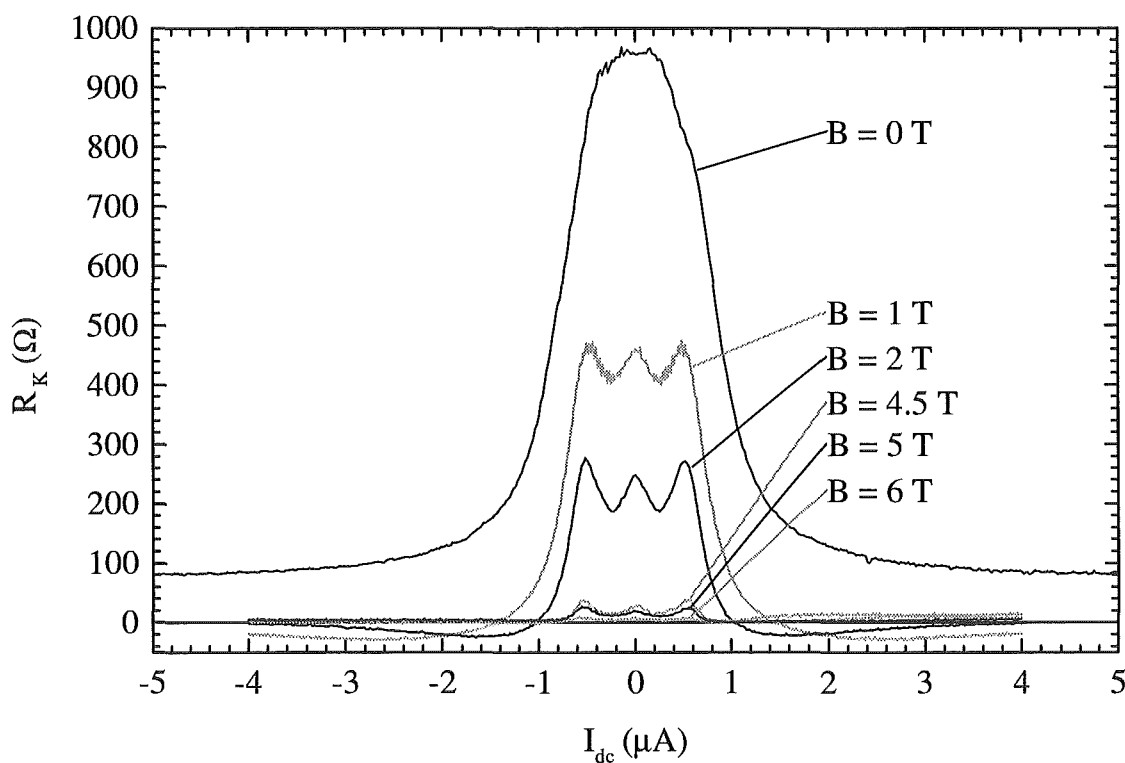


Abbildung 34: In Konfiguration a) gemessener, differentieller Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts in Abhängigkeit des Gleichstroms I_{dc} . Das Magnetfeld schließt mit der Ebene des 2DEG einen Winkel von 45° ein.

Durch die senkrecht auf dem 2DEG stehende Magnetfeldkomponente tritt in der Probe eine Hallspannung U_H auf, die in Konfiguration b) in Abb. 32 gemessen wird. U_H tritt auch dann am SN-Kontakt auf, wenn der Kontaktwiderstand R_K verschwindet. Bei endlichem R_K , d. h. wenn der Kontakt einfallende Elektronen reflektiert, muß zur Einspeisung des vorgegebenen Nettostroms I_n eine zusätzliche Spannung U_K angelegt werden. Die Energie der einfallenden Elektronen beträgt also $eU = e(U_H + U_K)$, wobei U_K die eigentliche Meßgröße darstellt. Da bereits für Ma-

gnetfelder in der Größe von 1 T $U_K \ll U_H$ gilt, ist es günstig, eine Meßkonfiguration zu wählen, bei der U_H nicht detektiert wird. Wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt wurde, wird in Konfiguration a) in Abb. 32 gerade $U_a = U_K = R_H I_r$ und in Konfiguration b) $U_b = U_H + U_K = R_H I_g$ gemessen. Dabei setzt sich der Gesamtstrom $I_g = I_n + I_r$, der zum Kontakt fließt, aus dem Nettostrom I_n und dem am Kontakt reflektierten Strom I_r zusammen. Der Hallwiderstand R_H ist durch $R_H = U_H/I_n$ definiert.

Die Identität $U_a = R_H I_r = U_K$ ist unter der Voraussetzung dissipationsfreien Transports in Randkanälen, d. h. für das Quanten-Hall-Regime, hergeleitet worden. R_H nimmt dabei die diskreten Werte des Quanten-Hall-Widerstands $h/(Ne^2)$ an, wobei N die Zahl der spinaufgespaltenen Randkanäle ist. Hier soll jedoch der klassische Hallwiderstand $R_H = B/ne$ benutzt werden, da die Quanten-Hall-Plateaus für kleine Magnetfelder gar nicht oder nur schwach ausgeprägt sind. Im folgenden soll daher die Gültigkeit der Beziehung $U_a = U_K$ auch für den Bereich (quasi-)klassischer Magnetfelder diskutiert werden. Der Elektronentransport findet bereits bei Magnetfeldern weit unterhalb von 1 T im wesentlichen am Rand der Probe statt. Dies kann man durch die Berechnung der Zentralkoordinate der Elektronen-Wellenfunktion im Magnetfeld, die sich in einer endlich breiten Probe ausbreitet, abschätzen (siehe z. B. [5]). Für Magnetfelder, bei denen der longitudinale Widerstand nicht verschwindet, d. h. zwischen den Quanten-Hall-Plateaus und vor ihrer Ausprägung, findet Streuung zwischen den beiden gegenüberliegenden Probenrändern statt. Diese würde U_a zu $\hat{U}_a(L_a) = R_H I_r(L_a) - R_{xx}(L_a) I_r(L_a)$ ändern. Das heißt, die gemessene Spannung wäre eine Funktion des Abstands L_a zum NbN-Kontakt und des magnetfeldabhängigen Widerstands R_{xx} . Im Experiment ist $L_a = 5 \mu\text{m}$. Auf dieser Länge ist R_{xx} bei 7 T maximal 80Ω , wogegen $R_H(B = 7 \text{ T}) = 7280 \Omega$ ist. Das Verhältnis R_{xx}/R_H beträgt also nur etwa 0.01. Selbst bei 0.25 T ist die Streuung von I_r zum gegenüberliegenden Probenrand noch vernachlässigbar, denn die Messung ergibt $R_{xx} = 10 \Omega$, $R_H = 260 \Omega$ und damit $R_{xx}/R_H = 0.04$. Die Voraussetzung des dissipationsfreien Stromtransports am Probenrand ist also auch für Magnetfelder bis hinunter zu 0.25 T näherungsweise gegeben.

Bei 50 mK wurde in Abhängigkeit von einem Gleichstrom I_{dc} in Konfiguration a) mit einem Wechselstrom von $I_{ac} = 10 \text{ nA}$ der differentielle Kontaktwiderstand R_K gemessen. Zur Auftragung über der am Kontakt abfallenden Gleichspannung $U(I_{dc})$ wurde gemäß der obigen Diskussion das Integral

$$U(I_{dc}) = \int_0^{I_{dc}} (R_K + R_H) dI \quad (59)$$

gebildet.

Abb. 35 zeigt den differentiellen Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts in einem Magnetfeld, das mit der Ebene des 2DEG einen Winkel von 45° einschließt. Die senkrechte Feldkomponente beträgt also $B_\perp = B \cos(45^\circ)$. Die Abbildung ist in zwei Teile getrennt, wobei der obere Meßkurven bei Feldern zwischen $B = 0$ T und $B = 4.5$ T zeigt, während der untere Teil Messungen bei $B = 3$ T bis $B = 6$ T enthält. Diese Auftragung wurde gewählt, da der Probenwiderstand bei $U = 0$ mV um zwei Größenordnungen von 960Ω bei $B = 0$ T auf 8Ω bei $B = 6$ T fällt. Diese Abnahme von R_K mit dem Magnetfeld ist um vieles stärker als im parallelen Magnetfeld. Außerdem fällt auf, daß das Widerstandsmaximum in drei Maxima aufspaltet. Im Gegensatz zu den Messungen im parallelen Magnetfeld, bei denen das Widerstandsmaximum mit zunehmendem Magnetfeld schmaler wird, wird es hier – zumindest für Felder oberhalb von 2 T – deutlich breiter. Die äußeren Widerstandsmaxima z. B. liegen bei der 6 T-Kurve bei etwa ± 2.3 mV, was ungefähr das Doppelte der Breite des Widerstandsmaximums bei 0 T ist. $R_K(U = 0)$ ist für Felder $B \geq 1$ T kleiner als die äußeren Widerstandsmaxima.

An dieser Stelle wird deutlich, daß die mit Gl. (59) berechnete Energieskala nur eine Näherung darstellt. Als wesentliche Voraussetzung geht nämlich ein, daß die gesamte Spannung lokal an der Grenzfläche abfällt. Dies ist offenbar bei höheren Magnetfeldern nicht genau gegeben. Wie in Abschnitt 2.1.3 erläutert wird, hängt die Ausprägung von Randkanälen im Magnetfeld vom Potential ab, das die Probe lateral begrenzt. Dieses Potential ist im Bereich des Kontakts sehr viel kleiner als am geätzten Probenrand, wo es als unendlich angesehen werden kann. Dadurch kann es durch die Änderung dieses Potentials beim Übergang vom Probenrand zum Kontakt zu einer Umverteilung der Zustände in den Randkanälen kommen. Die damit verbundene inelastische Streuung kann dazu führen, daß ein Teil der Spannung schon vor dem Kontakt abfällt. Daher ist die Verbreiterung der Struktur nicht auf eine Änderung der supraleitenden Energielücke zurückzuführen, sondern hängt mit den hier gemachten Näherungen bei der Bestimmung von U mit Gl. (59) zusammen. Für die supraleitende Energielücke würde man bei den Magnetfeldern von maximal 6 T, die deutlich kleiner als H_{c2} sind, eine konstante oder höchstens leicht abnehmende energetische Breite erwarten wie sie z. B. im parallelen Magnetfeld auch beobachtet wird.

Für einige Felder sind zwei Meßkurven aufgetragen, die an verschiedenen Tagen aufgenommen wurden, jedoch ohne die Probe zwischenzeitlich zu erwärmen. Man

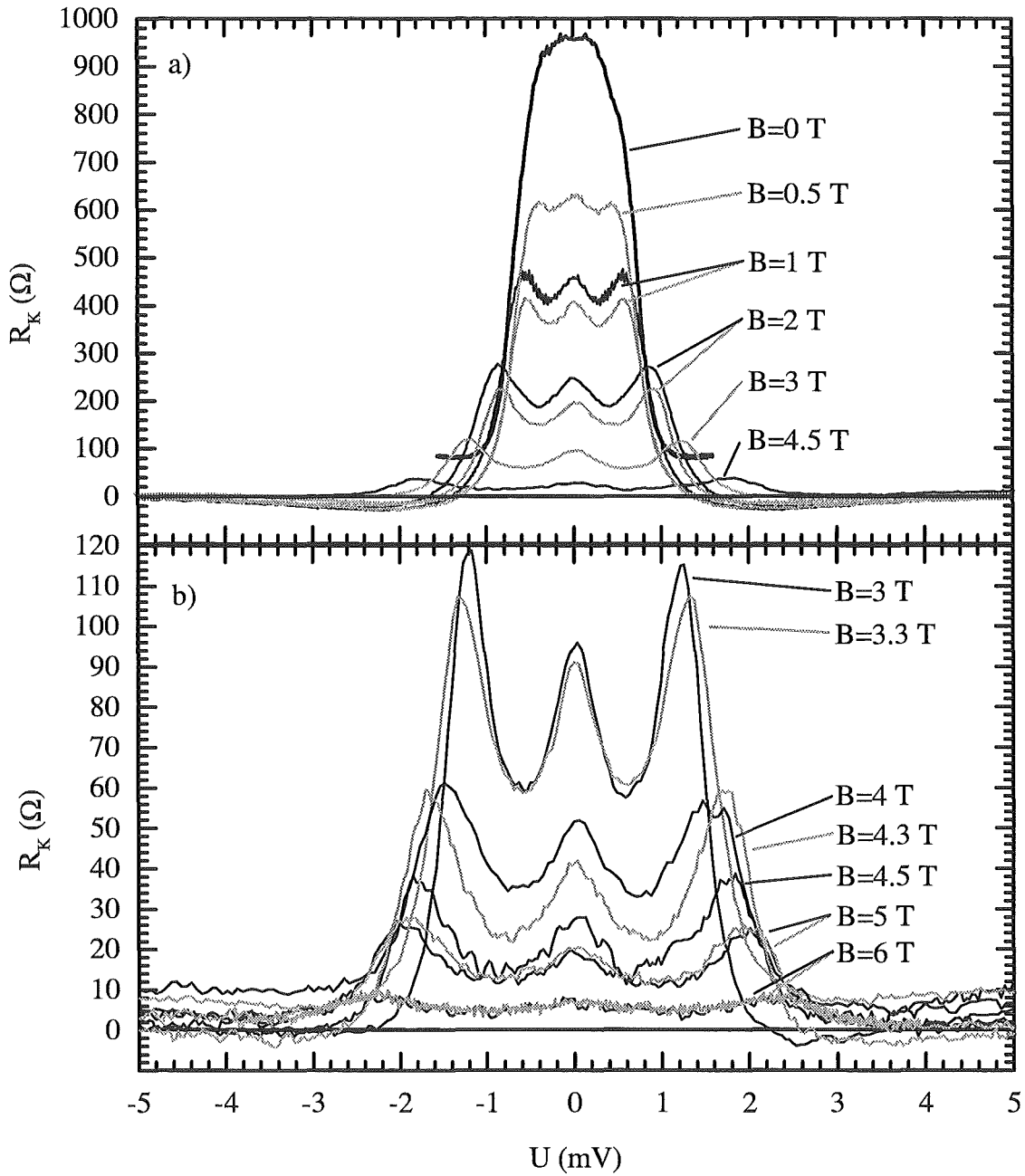


Abbildung 35: Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts im um 45° verkippten Feld
a) für Felder zwischen 0 T und 4.5 T, b) für Felder zwischen 3 T und 6 T. Die Spannungsachse ist in beiden Teilabbildungen gleich. $I_{ac} = 10$ nA, $T=50$ mK.

sieht, daß die Amplitude der Struktur für die Messungen bei 1 T und 2 T deutlich voneinander abweichen, während die bei 5 T bzw. 6 T aufgenommenen Kurven nahezu identisch sind. Das könnte darauf hinweisen, daß Amplitude der Struktur von im NbN-Film gefangenen Fluß beeinflusst wird. Für höhere Felder könnten dabei Abweichungen kleiner ausfallen, weil die größere Anzahl von Flußschläuchen zu einer größeren Mittelung führt.

Offenbar tritt in den Messungen ein leitwerterhöhender Prozeß zu Tage, der eine charakteristische Energieabhängigkeit besitzt und so zu der Dreifachstruktur führt. Es liegt nahe, zur Erklärung die Andreev-Reflexion heranzuziehen, die im Magnetfeld durch Vielfachreflexionen der Elektronen verstärkt wird. Dies würde die stärkere Abnahme des Widerstandsmaximums im Magnetfeld mit senkrechter Komponente $B_{\perp}$ analog zum fallenden Magnetowiderstand normalleitender Kontakte (s. Kapitel 6) erklären. Die Aufspaltung in drei Widerstandsmaxima kann unter zusätzlicher Einbeziehung inelastischer Streuung erklärt werden, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Hier soll zunächst bewiesen werden, daß die senkrechte Feldkomponente für die Abnahme des Widerstands verantwortlich ist.

Abb. 36 zeigt Messungen des differentiellen Kontaktwiderstands R_K bei Magnetfeldern bis zu $B = 4$ T, die senkrecht zur Ebene des 2DEG orientiert sind. Wieder wird eine starke Abnahme von $R_K(U = 0)$ mit B und eine Aufspaltung des Widerstandsmaximums beobachtet. Die Verbreiterung der Struktur ist in diesem Fall stärker als bei den Messungen im um 45° verkippten Feld. Bereits bei 4 T liegen die äußeren Widerstandsmaxima bei ± 2.3 mV, dem Wert, der bei den Messungen in Abb. 35 erst bei 6 T erreicht wird. Das bedeutet, daß auch die Verbreiterung der Struktur mit der senkrechten Feldkomponente zusammenhängt, denn $B_{\perp}$ ist mit 4.2 T vergleichbar zu den 4 T im senkrecht orientierten Feld.

Eine quantitative Auswertung der Abhängigkeit von $R_{K,U=0}(B)$ ist in Abb. 37 gezeigt. Die verbindenden Kurven dienen dabei nur der besseren Übersichtlichkeit. Zum einen fällt wiederum die wesentlich stärkere Abnahme des Widerstands in den Messungen mit senkrechter Feldkomponente auf. Während z. B. $R_{K,U=0}(B)$ im um 45° verkippten Feld bei 4 T nur noch etwa 1% des Widerstands bei $B = 0$ T beträgt, liegt der entsprechende Wert im parallelen Feld noch bei 41% und sinkt auch bei 13.9 T nur auf 19% ab. Zum anderen sieht man, daß die unter 45° aufgenommene Kurve bei einer Auftragung gegen $B_{\perp}$ für Felder zwischen 0.25 T und 3 T mit der im senkrechten Feld gemessenen Kurve zusammenfällt. Dies belegt, daß der Effekt, der zur Abnahme von $R_{K,U=0}(B)$ führt, tatsächlich im wesentlichen von der senkrechten

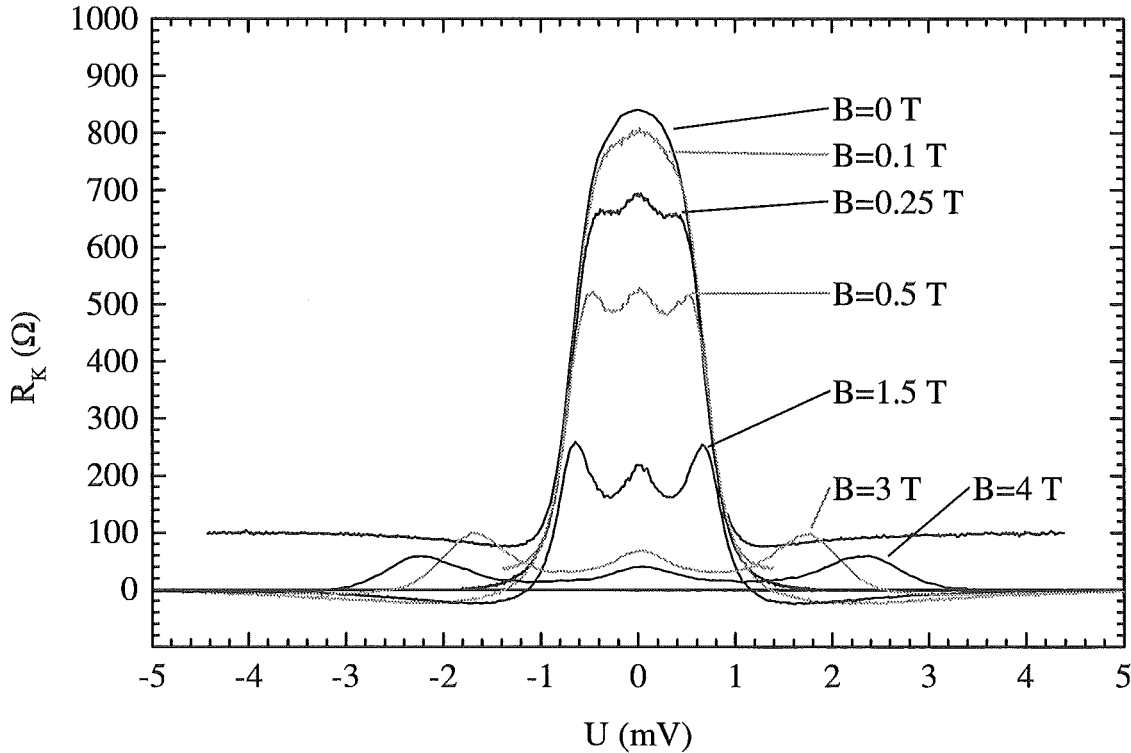


Abbildung 36: Widerstand eines NbN-2DEG-Kontakts im senkrechten Magnetfeld; $I_{ac} = 10$ nA, $T=50$ mK.

Feldkomponente abhängt.

Insgesamt läßt sich festhalten, daß eine senkrechte Magnetfeldkomponente zu einer starken Abnahme, zu einer Aufspaltung und zu einer energetischen Verbreiterung des Widerstandsmaximums führt. Im Magnetfeld, das in der Ebene des 2DEG liegt, ist die Abnahme des Widerstandsmaximums dagegen viel schwächer, es spaltet nicht auf und wird energetisch schmäler.

7.3 Modell

In diesem Abschnitt wird ein Modell vorgestellt, das den Widerstand eines Supraleiter(S)-Normalleiter(N)-Kontakts im Magnetfeld für Energien unterhalb der supraleitenden Energielücke beschreibt. Der Normalleiter ist hier ein ballistisches 2DEG. Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Abnahme des Widerstandsmaximums im senkrecht orientierten Magnetfeld wird quantitativ und die Aufspal-

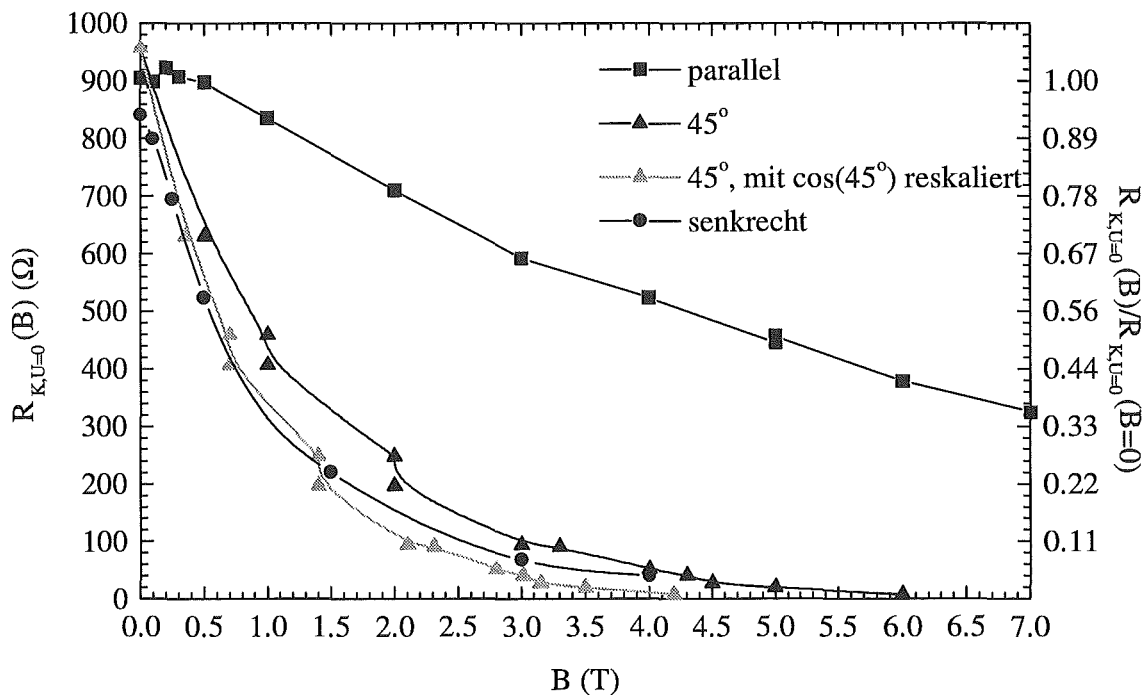


Abbildung 37: Abhängigkeit des differentiellen Kontaktwiderstands bei $U = 0$ V vom Magnetfeld B . In der Legende ist die jeweilige Orientierung des Magnetfelds bezüglich der Ebene des 2DEG angegeben. Bei der grauen Kurve ist nur der Anteil $B_{\perp} = B \cos(45^{\circ})$ auf der x -Achse aufgetragen.

tung in drei Maxima qualitativ erklärt. Zunächst wird – ausgehend vom Ausdruck für den differentiellen Widerstand im BTK-Modell [52] – eine Gleichung für den differentiellen Widerstand $R_{K,B}(U)$ im Magnetfeld B abgeleitet. Es wird ein Formalismus vorgestellt, der die Berechnung der magnetfeldabhängigen Transmissivität T_B der S-2DEG-Grenzfläche erlaubt. T_B wird im Rahmen des BTK-Modells und unter näherungsweiser Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung berechnet. Diese Simulation wird dann mit den Meßergebnissen verglichen, wobei die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse erläutert und die Grenzen des Modells diskutiert werden.

Im folgenden werden alle Energien $E = eU$ relativ zum elektrochemischen Potential des Supraleiters μ_S gemessen. Alle Betrachtungen werden der Einfachheit halber für $T = 0$ K gemacht.

Die Barriere an der SN-Grenzfläche ist im BTK-Modell deltaförmig und wird durch eine Größe $Z = k_F H / (2E_F)$ parametrisiert. Dabei ist $H\delta(x)$ die energetische Höhe der Barriere, k_F die Fermi-Wellenzahl und E_F die Fermi-Energie des Normalleiters. In [52] wird der Strom über die SN-Grenzfläche mit folgender Gleichung beschrieben:

$$I_{\text{SN}} = 2N(0)e v_F F_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eU) - f_0(E)][1 + A(E) - B(E)] dE \quad (60)$$

$2N(0)$ ist die Zustandsdichte bei E_F , F_{eff} ist die effektive Kontaktfläche, die sich durch Winkelmittelung aus der geometrischen Kontaktfläche ergibt. $f_0(E)$ ist die Fermi-Verteilung im Gleichgewicht bei der Energie E , $A(E)$ ist die Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion und $B(E)$ die Wahrscheinlichkeit für Normalreflexion.

Für Energien $E \leq \Delta_0$ kann man $B(E) = 1 - A(E)$ schreiben, da der einzige Beitrag zum Strom durch die Andreev-Reflexion gegeben ist. Bei $T = 0$ K sind die Fermi-Verteilungen Stufenfunktionen. Mit diesen Nebenbedingungen läßt sich der differentielle Leitwert für einen Punktkontakt in drei Dimensionen aus Gl. (60) ableiten. Er nimmt die Form eines Sharvin-Leitwerts mit endlicher Transmissivität $2A(U)$ an:

$$G_{\text{Sh}}(U) = \frac{e \partial I_{\text{SN}}}{\partial E} \Big|_{E=eU} = \frac{2e^2}{h} \frac{k_F^2 F_{\text{geo}}}{4\pi} 2A(eU) \quad eU \leq \Delta_0, \text{ 3D} \quad (61)$$

Dabei ist F_{geo} die geometrische Fläche des Punktkontakts. Der entsprechende Leitwert für den hier relevanten Fall eines 2DEG als Normalleiter lautet [42]:

$$G_{\text{Sh}}(U) = \frac{2e^2}{h} \frac{2W}{\lambda_F} 2A(U) \quad eU \leq \Delta_0, \text{ 2D} \quad (62)$$

Die Transmissivität $D(\alpha)$ der Barriere des SN-Kontakts im normalleitenden Zustand, d. h. für $eU \gg \Delta_0$, soll hier analog zum Kapitel 6 als winkelabhängige Größe behandelt werden. $D(\alpha)$ ist für kleine Transmissionswahrscheinlichkeiten $\eta \ll 1$ durch $D(\alpha) = \eta \cos(\alpha)$ gegeben, wobei α der Winkel zwischen der Normalen auf dem Kontakt und der Elektronentrajektorie ist (vgl. Abb. 38). Über die Beziehung $D(\alpha) = 1/(1 + Z(\alpha)^2)$ wird auch $Z(\alpha)$ und damit die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit winkelabhängig:

$$A(\alpha, U) = \frac{\Delta_0^2}{(eU)^2 + (\Delta_0^2 - (eU)^2)(1 + 2Z(\alpha)^2)^2} \quad (63)$$

In den Kontaktwiderstand, der gleich dem reziproken Sharvin–Leitwert in Gl. (62) ist, geht die winkelmittelte Größe $\langle A(U) \rangle$ ein:

$$R_{K,B=0}(U) = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \frac{1}{2\langle A(U) \rangle} \quad eU \leq \Delta_0 \quad (64)$$

Man sieht, daß $R_{K,B=0}(U)$ für $\langle A(U) \rangle = 1$ auf die Hälfte des Normalwiderstands sinkt, und damit immer einen endlichen Wert hat. Der differentielle Widerstand im Magnetfeld $R_{K,B}(U)$ muß also durch einen von Gl. (64) abweichenden Ausdruck beschrieben werden, da die experimentellen Befunde zeigen, daß der Widerstand im senkrechten Magnetfeld um mehrere Größenordnungen fällt. Diese Beobachtung läßt sich am einfachsten beschreiben, wenn man vom Widerstand bei $B = 0$ T (Gl. (64)) einen magnetfeldabhängigen Term $R_B(U)$ abzieht. Dieser muß zwei Randbedingungen erfüllen: (i) $R_B(U)$ muß für $B = 0$ verschwinden und (ii) $R_B(U)$ muß für eine effektive Transmissivität $\langle T_B(U) \rangle = 1$ gleich $R_{K,B=0}(U)$ sein, damit der Gesamtwiderstand Null wird. Folgender Ausdruck erfüllt die Bedingungen (i) und (ii):

$$R_B(U) = \frac{h}{2e^2} \frac{\lambda_F}{2W} \frac{\langle T_B(U) \rangle}{2\langle A(U) \rangle} \quad (65)$$

Die gesamte Magnetfeldabhängigkeit ist durch die effektive, winkelmittelte Transmissivität $\langle T_B(U) \rangle$ gegeben. $\langle T_B(U) \rangle$ ist eine differentiell definierte Größe, die die Transmissionswahrscheinlichkeit für Elektronen im 2DEG, die mit der Energie eU einfallen, angibt. Sie ist also das Verhältnis des mit Energie eU in den Kontakt transmittierten Stroms $\langle \delta I_{tr} \rangle$ zum bei eU eingespeisten Gesamtstrom $\langle \delta I_g \rangle$. Dabei wird davon ausgegangen, daß sich die Elektronen völlig ballistisch auf Zyklotronbahnen im Magnetfeld bewegen und die Spannung U lokal an der SN-Grenzfläche abfällt. Damit wird auch klar, warum $\langle T_B(U) \rangle$ für $B = 0$ T verschwindet. Für $B \rightarrow 0$ divergiert der Zyklotronradius $r_c = \hbar k_F / (eB)$ und damit $s(\alpha) = 2r_c \cos(\alpha)$ (vgl. Abb. 38). Daher wird der Kontakt für $B \rightarrow 0$ nicht mehr von den Elektronen „getroffen“ und δI_{tr} verschwindet.

Der Gesamtwiderstand im Magnetfeld für $eU \leq \Delta_0$ ergibt sich mit Gl. (64) und Gl. (65) zu:

$$R_{K,B}(U) = R_{K,B=0}(U) - R_B(U) = \frac{\lambda_F}{2W} \frac{h}{2e^2} \frac{1}{2\langle A(U) \rangle} (1 - \langle T_B(U) \rangle) \quad (66)$$

In der gesamten Herleitung ist davon ausgegangen worden, daß kein diffusiver, magnetfeldunabhängiger Serienwiderstand mitgemessen wird, da dieser sonst als dritter Term in Gl. (66) erscheinen würde.

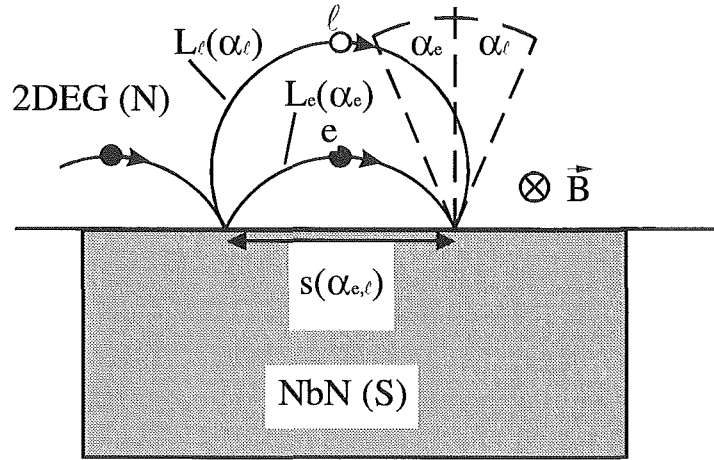


Abbildung 38: Ballistischer Transport an der SN-Grenzfläche. α_e hat einen positiven, α_l einen negativen Wert. Das von links einfallende Elektron folgt im Falle der Normalreflexion der Elektronentrajektorie und wird im Fall der Andreev-Reflexion als Loch retroreflektiert.

Im folgenden wird beschrieben, wie $\langle T_B(U) \rangle$ berechnet wird. Die Vorgehensweise ist analog zu der in Kapitel 6 vorgestellten. Sie ist jedoch um den Prozeß der Andreev-Reflexion und der Elektron-Elektron-Streuung erweitert worden. Es wird der Transport ballistischer Elektronen bei einer fest vorgegebenen Energie eU betrachtet. Diese können durch Andreev-Reflexion unbesetzte Zustände – hier Löcher genannt – bei $-eU$ erzeugen.

Im 2DEG wird ballistischer Transport der Elektronen und Löcher sowie spiegelnde Reflexion am Kontakt angenommen. Daraus folgt eine Bewegung der Ladungsträger auf klassischen Zyklotronbahnen, sogenannten „skipping orbits“, mit dem Zyklotronradius r_c . Dabei werden Unterschiede in r_c für Elektronen und Löcher aufgrund ihrer verschiedenen Energie vernachlässigt, da $eU \ll \Delta_0 \ll E_F$. Der Abstand zwischen zwei Kollisionen mit dem supraleitenden Kontakt ist damit für Elektronen und Löcher gleich und beträgt $s(\alpha) = 2r_c \cos(\alpha)$, wie man in Abb. 38 sehen kann. Die jeweilige Trajektorienlänge $L_{e,l} = (\pi - 2\alpha_{e,l})r_c$ ist aber für die beiden Ladungsträgerarten aufgrund der Retroreflexion beim Andreev-Prozeß unterschiedlich. Es gilt $\alpha_e = -\alpha_l$. Ein direkter Nachweis der ballistischen Bewegung von Löchern, die durch Andreev-Reflexion an einer Zinn-Wismut-Grenzfläche entstanden sind, ist Bozhko et al. [123] mittels Punktkontaktspektroskopie im Magnetfeld gelungen.

Es wird angenommen, daß die supraleitende Energielücke an der SN-Grenzfläche den gleichen Wert wie tief im Inneren des Supraleiters, also den Wert Δ_0

hat. Eine Abhängigkeit vom Magnetfeld wird nicht berücksichtigt. Die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit für ein bei eU unter einem Winkel α einfallendes Elektron wird durch Gl. (63) gegeben.

Für $T = 0$ K fallen am Anfang des Kontakts nur Elektronen ein, d. h. die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Elektronenzustand bei eU ist $W_{e,0} = 1$ und für ein Loch bei $-eU$ ist $W_{\ell,0} = 0$. Dies sind die Startwerte für eine rekursive Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{e,i}$ und $W_{\ell,i}$. Der Index i gibt dabei die Zahl der erfolgten Andreev-Reflexionen an. Beim Transport entlang der SN-Grenzfläche verändern sich $W_{e,i}$ und $W_{\ell,i}$ durch Andreev-Reflexion ($A(U)$) und inelastische Streuung ($P_{\text{in}}(U)$). Die Besetzungswahrscheinlichkeiten direkt nach der i -ten Andreev-Reflexion, d. h. vor der weiteren Änderung durch inelastische Streuung, sind:

$$W_{e,i}^{\text{AR}} = (1 - A(U))W_{e,i-1} + A(U)W_{\ell,i-1} \quad , \quad i \geq 1 \quad (67)$$

$$W_{\ell,i}^{\text{AR}} = A(U)W_{e,i-1} + (1 - A(U))W_{\ell,i-1} \quad , \quad i \geq 1 \quad (68)$$

Unter Berücksichtigung inelastischer Streuung errechnen sich daraus die Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{e,i}$ und $W_{\ell,i}$, die die Anzahl der Elektronen bzw. Löcher kurz vor der nächsten Reflexion repräsentieren:

$$W_{e,i} = W_{e,i}^{\text{AR}} - P_{\text{in},e}(U)W_{e,i}^{\text{AR}} \quad , \quad i \geq 1 \quad (69)$$

$$W_{\ell,i} = W_{\ell,i}^{\text{AR}} - P_{\text{in},\ell}(U)W_{\ell,i}^{\text{AR}} \quad , \quad i \geq 1 \quad (70)$$

Abb. 39 soll den Verlauf der Berechnung mit den Rekursionsformeln (67) bis (68) an zwei einfachen Beispielen verdeutlichen. Es wird die Besetzung von Zuständen bei eU und $-eU$ jeweils in einem Energieintervall $\delta E \ll eU$ betrachtet. δE ist dabei der Spannungsabfall, den der Wechselstrom bei einer differentiellen Messung verursacht. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{e,i}^{\text{AR}}$ bzw. $W_{\ell,i}$ sind durch schwarze Flächen im Kästchen bei eU und die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten für Löcher durch weiße Flächen im Kästchen bei $-eU$ dargestellt. Vor der ersten Andreev-Reflexion sind alle Zustände bei Energien $E \leq eU$ mit Elektronen besetzt. Der Einfachheit halber sei die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung für Elektronen und Löcher gleich. Sie wird mit $P_{\text{in}}(U)$ bezeichnet.

Im Fall a) ist $A(U) = 1$ und $P_{\text{in}}(U) = 0$ gewählt worden. Nach der ersten Andreev-Reflexion sind daher alle Zustände bei eU und $-eU$ unbesetzt. Da $P_{\text{in}}(U) = 0$ ist, ändert sich dies bis zur zweiten Andreev-Reflexion nicht. Diese besetzt wieder alle

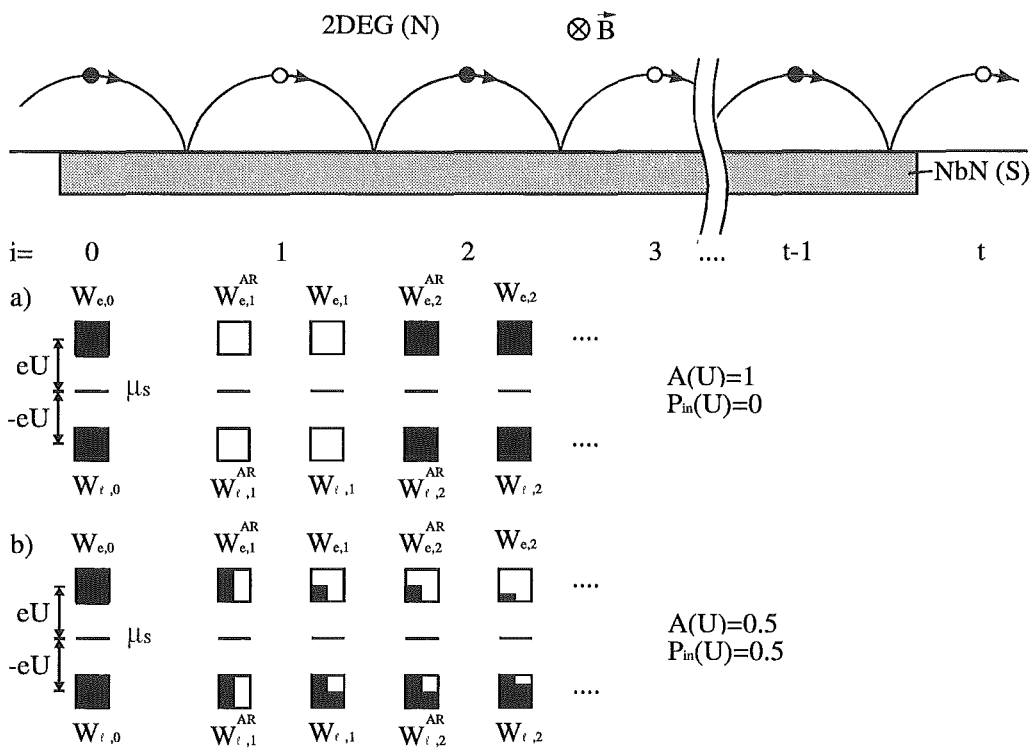


Abbildung 39: Schematische Darstellung der Größen $W_{e,i}^{AR}$, $W_{e,i}$, $W_{\ell,i}^{AR}$ und $W_{\ell,i}$ für zwei verschiedene Kombinationen von $A(U)$ und $P_{in}(U) = P_{in,e}(U) = P_{in,\ell}(U)$. Am oberen Bildrand ist die Andreev-Reflexion für Fall a) dargestellt.

Zustände bei eU und $-eU$ mit Elektronen, wodurch die Ausgangssituation wiederhergestellt wird. Die effektive Transmissivität $T_B(U)$ nimmt also nur bei einer ungeraden Gesamtzahl von Andreev-Reflexionen t den Wert 2 an. Für eine gerade Anzahl t ist $T_B(U)$ trotz $A(U) = 1$ gleich Null. Im Experiment würde sich allerdings aufgrund der Mittelung über verschiedene Startpunkte und Einfallswinkel der Trajektorie ein Wert $0 < T_B(U) < 2$ ergeben.

Im Fall b) in Abb. 39 ist $A(U) = 0.5$ und $P_{\text{in}}(U) = 0.5$ gewählt worden. Damit werden die Gleichungen (67) und (68) völlig symmetrisch. Da außerdem $P_{\text{in}}(U)$ für Elektronen und Löcher gleich ist, gilt für alle $i \geq 1$, daß $W_{e,i} = W_{\ell,i}$. Der endliche Wert von P_{in} führt zur Relaxation des Systems ins Gleichgewicht. $T_B(U)$ ist gleich 1.

Obwohl nur die Besetzungswahrscheinlichkeiten bei eU und $-eU$ betrachtet werden, läßt das Modell auch inelastische Streuung mit Zuständen im Energiebereich zwischen $-eU$ und eU zu. Elektronen, die z. B. aus ihrem Zustand bei eU in unbesetzte Zustände in diesem Energiebereich gestreut werden, können wiederum durch Andreev-Reflexion oder inelastische Streuung zum Stromtransport beitragen. Diese Folgeprozesse könnten durch eine selbstkonsistente Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeiten im gesamten Energiebereich zwischen $-eU$ und eU berücksichtigt werden. Angesichts der Näherungen, die in dieses Modell eingehen, würde eine solche Betrachtung die Rechnung wesentlich verkomplizieren ohne zu qualitativ anderen Ergebnissen zu führen. Daher werden diese Prozesse hier vernachlässigt.

Die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung ist für Elektronen und Löcher für $\alpha \neq 0$ verschieden, da sie von der Trajektorienlänge $L_{e,\ell}$ abhängt (vgl. Abb. 38):

$$P_{\text{in},e,\ell}(U) = 1 - \exp(-L_{e,\ell}/l_{ee}(U)) \quad (71)$$

Dabei wird angenommen, daß die mittlere freie Weglänge für Elektron-Elektron-Streuung $l_{ee}(U) = v_F \tau_{ee}(U)$ für Elektronen und Löcher gleich ist und sich durch eine Streurate $1/\tau_{ee}(U)$ beschreiben läßt.

Im allgemeinen hängt $1/\tau_{ee}(U)$ selbstkonsistent von den Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{e,i}(E)$ und $W_{\ell,i}(E)$ im gesamten Energieintervall $eU \geq E \geq -eU$ ab, die hier nicht berechnet werden. Daher soll hier die Streurrate näherungsweise durch Ausdrücke beschrieben werden, die sich bei Giuliani und Quinn [18] finden. Die Rate der Wechselwirkung einer einzelnen Anregung bei $|eU|$ (Elektron oder Loch) mit dem Fermi-See bei $T = 0$ K wird dort für kleine Anregungsenergien $eU \ll \hbar^2 k_F q_{\text{TF}}/m^*$

in geschlossener Form angegeben:

$$\frac{1}{\tau_{ee}^{T=0}(U)} \simeq \frac{E_F}{4\pi\hbar} \left[\frac{eU}{E_F} \right]^2 \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2q_{\text{TF}}}{k_F} \right) - \ln \left(\frac{|eU|}{E_F} \right) \right] \quad (72)$$

$q_{\text{TF}} = e^2 m^* / (2\epsilon_r \epsilon_0 \pi \hbar^2)$ ist der Thomas-Fermi-Abschirmwellenvektor, in den die Dielektrizitätskonstante ϵ_r für große Wellenlängen eingeht. Die Annahmen, die bei der Berechnung von Gl. (72) zu Grunde liegen, sind im vorliegenden Fall am ehesten für eine kleine Besetzungswahrscheinlichkeit für Löcher $W_{\ell,i}(U)$ gegeben. Die Wechselwirkung wird hauptsächlich mit Elektronen bei eU stattfinden, weshalb eU in Gl. (72) durch $2eU$ zu ersetzen ist.

Anhand von Gl. (72) sieht man, daß $l_{ee}(U) = v_F \tau_{ee}(U)$ für $U \rightarrow 0$ divergiert, da für $T = 0$ K und $U = 0$ V keine freien Zustände im Phasenraum für Elektron-Elektron-Streuung zur Verfügung stehen. Diese idealen Bedingungen sind im Experiment jedoch nicht zu realisieren, weshalb l_{ee} immer endlich bleibt. Kollimationsmessungen ballistischer Elektronen im AlGaAs/GaAs-System z. B. haben ergeben, daß die temperaturabhängige Elektron-Elektron-Streuzeit $\tau_{ee}(T)$ für Temperaturen kleiner 4 K auf einem Wert von 10^{-11} s sättigt [124]. Dieser Wert entspricht bei einer Fermienergie von 13.9 meV einer inelastischen freien Weglänge von $l_{ee}(4K) = 10.8 \mu\text{m}$. Ein ähnliches Verhalten ist auch im Materialsystem GaInAs/InP zu erwarten. Daher wird hier ein Maximalwert $l_{ee,\text{max}}$ für kleine Energien eU eingeführt, der $l_{ee}(U)$ nach oben begrenzt. $l_{ee,\text{max}}$ ist als freier Parameter zu betrachten.

Damit könnte mit Gl. (71) der Anteil der inelastisch gestreuten Elektronen bzw. Löcher in Gl. (69) und Gl. (70) berechnet werden. Zusätzlich muß dieser Anteil aber noch mit den zur Verfügung stehenden Endzuständen verglichen werden. Sonst würde z. B. für $A(U) = 0$ die Zahl der Elektronen bei eU durch inelastische Streuung abnehmen, obwohl keine unbesetzten Zustände durch Andreev-Reflexion erzeugt wurden. Daher wird hier die maximale Zahl streuender Elektronen (Löcher) durch die entsprechende Anzahl von Löchern bei $-eU$ (Elektronen bei eU) begrenzt. Mathematisch ausgedrückt bedeutet dies, daß $P_{\text{in},e,\ell}(U)$ nicht in jedem Fall durch Gl. (71) gegeben ist, sondern wie folgt geschrieben werden muß:

$$P_{\text{in},e,i}(U) = \begin{cases} \frac{W_{\ell,i}^{\text{AR}}}{W_{e,i}^{\text{AR}}} & \text{für: } (1 - \exp(-L_e/l_{ee}))W_{e,i}^{\text{AR}} \geq W_{\ell,i}^{\text{AR}} \\ 1 - \exp(-L_e/l_{ee}) & \text{sonst} \end{cases} \quad (73)$$

$$P_{\text{in},\ell,i}(U) = \begin{cases} \frac{W_{e,i}^{\text{AR}}}{W_{\ell,i}^{\text{AR}}} & \text{für: } (1 - \exp(-L_\ell/l_{ee}))W_{\ell,i}^{\text{AR}} \geq W_{e,i}^{\text{AR}} \\ 1 - \exp(-L_\ell/l_{ee}) & \text{sonst} \end{cases} \quad (74)$$

Bei der Berechnung von $\langle T_B(U) \rangle$ wird nun wie folgt vorgegangen: Für ein festes Magnetfeld B und einen Winkel α wird die maximale Anzahl von Andreev-Reflexionen t berechnet. Dann werden mit Hilfe der Gleichungen (69) und (70) die Besetzungswahrscheinlichkeiten für Elektronen und Löcher bestimmt. Da Löcher durch erneute Andreev-Reflexion wieder zu Elektronen werden können, werden nur Löcher, die inelastisch streuen, als Strombeitrag über die SN-Grenzfläche gezählt. Zusätzlich werden die Löcher gezählt, die das Ende des Kontakts erreichen, ohne inelastisch zu streuen. Wird diese Berechnung über den Winkelbereich $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ und die möglichen Startpunkte der ballistischen Trajektorien gemittelt, so erhält man unter Beachtung von Gl.(74) $\langle T_B(U) \rangle$:

$$\langle T_B(U) \rangle = 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left\{ \frac{1}{2} \int_0^{s(\alpha)} \left(\sum_{i=1}^{\text{Int}(\frac{W+x}{s(\alpha)})} P_{\text{in},\ell,i} W_{\ell,i}^{\text{AR}} + W_{\ell,t}^{\text{AR}} \right) \frac{\cos(\alpha)}{s(\alpha)} dx \right\} d\alpha \quad (75)$$

$t = \text{Int}(\frac{W+x}{s(\alpha)})$ ist die Gesamtzahl von Tunnelversuchen für einen gegebenen Winkel α und Startpunkt x . Der Faktor 2 rührt daher, daß jede Andreev-Reflexion, die ein Loch bei $-eU$ erzeugt, zwei Elektronen in den Supraleiter transferiert. Bei der Winkelmittelung tritt zusätzlich der Term $\cos(\alpha)$ auf, weil für den Stromtransport nur die Komponente senkrecht zur Grenzfläche zählt. Die Normierung bedingt dabei den Faktor $1/2$. Im Gegensatz zum normalleitenden Fall kann hier die effektive Transmissivität Werte zwischen 0 und 2 annehmen. Ist $\langle T_B(U) \rangle \geq 1$, so wird $R_{K,B}(U)$ gemäß Gl. (66) negativ.

Der oben beschriebene Algorithmus ist benutzt worden, um $\langle A(U) \rangle$ und $\langle T_B(U) \rangle$ zu berechnen. Abb. 40 a) zeigt den normierten, differentiellen Widerstand $R_{K,B}(U)/R_{K,B=0}(U=0) = \langle A(U=0) \rangle / \langle A(U) \rangle (1 - \langle T_B(U) \rangle)$ für verschiedene Magnetfelder zwischen 0.1 T und 4 T. Zum Vergleich sind die experimentellen Kurven für 0.1 T, 0.25 T, 0.5 T und 1.5 T grau eingetragen. Die Transmissionswahrscheinlichkeit η für $\alpha = 0$ wurde in Abschnitt 7.2.1 aus der experimentellen Kurve für $B = 0$ T zu $\eta \approx 0.2$ bestimmt. Dies entspricht $Z(\alpha = 0) \approx 2$. Im Experiment wird nicht die aus T_c berechnete, supraleitende Energielücke $\Delta_0 \approx 2.5$ meV beobachtet. Daher wurde zur Berechnung des Widerstands im relevanten Energiebereich in Gl. (63) eine an das Experiment angepaßte Energielücke von $\Delta_{\text{exp}} = 1.5$ meV eingesetzt. Die maximale inelastische Streulänge für kleine Energien ist $l_{\text{ee,max}} = 120 \mu\text{m}$, wie man Abb. 40 b) entnehmen kann, die die Energieabhängigkeit der in die Berechnung eingehenden inelastischen Streulänge $l_{\text{ee}}(U)$ zeigt. Abb. 40 c) enthält die winkelgemittelten Größen $\langle A(U) \rangle$ und $\langle P_{\text{in}}(U) \rangle$, die die effektive Wahrscheinlichkeit

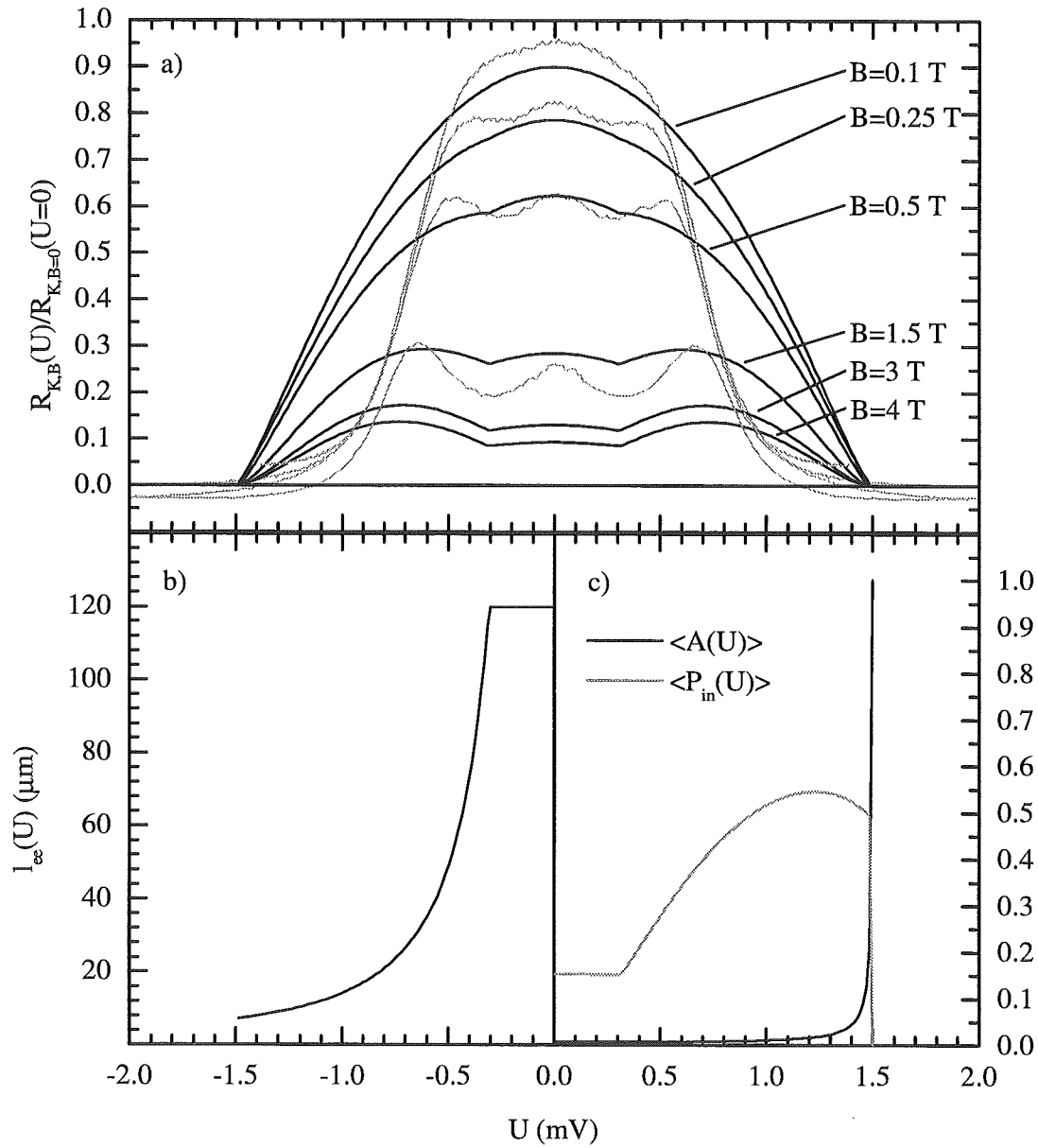


Abbildung 40: a) Normierter differentieller Widerstand, berechnet; zum Vergleich sind die experimentellen Kurven für 0.1 T, 0.25 T, 0.5 T und 1.5 T in grau eingetragen. b) Elektron-Elektron-Streulänge $l_{ee}(U)$. c) Winkelgemittelte Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion $\langle A(U) \rangle$ und inelastische Streuung $\langle P_{in}(U) \rangle$. Alle Teilabbildungen haben die gleiche Spannungsachse.

für Andreev–Reflexion bzw. inelastische Streuung für Elektronen nach t Schritten bezeichnen.

In Abb. 40 a) sieht man, daß die Form des Widerstandsmaximums nicht wiedergegeben werden kann. Dies liegt daran, daß die Beschreibung des lateralen NbN–2DEG–Kontakts durch das BTK–Modell eine grobe Näherung darstellt, wie bereits im Kapitel 5 beim Vergleich von Oberflächen– und lateralen Nb–2DEG–Kontakten diskutiert wurde. Dennoch erlaubt das hier vorgestellte Modell eine gute Beschreibung der Abnahme des Widerstands $R_{K,B}(U = 0)$ mit steigendem Magnetfeld. Darüber hinaus wird die Aufspaltung des Widerstandsmaximums für Magnetfelder größer 0.5 T qualitativ wiedergegeben. Da diese Aufspaltung wesentlich von der genauen Energieabhängigkeit der Andreev–Reflexionswahrscheinlichkeit und derjenigen der inelastischen Streulänge abhängt, kann nicht erwartet werden, mit den oben beschriebenen Näherungen eine quantitative Wiedergabe der Messung zu erzielen. Die im Experiment beobachtete energetische Verbreiterung des Widerstandsmaximums für $B = 3$ T und $B = 4$ T kann im Rahmen dieses Modells nicht erklärt werden. Der Übersichtlichkeit halber sind die entsprechenden experimentellen Kurven daher in Abb. 40 weggelassen worden. Die Verbreiterung ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß ein Teil der Hall–Spannung U_H bereits vor dem SN–Kontakt und nicht, wie hier angenommen, direkt an der Grenzfläche abfällt. Das würde zu der beobachteten energetischen Verbreiterung ohne zusätzlichen Serienwiderstand führen.

Um den physikalischen Prozeß, der zu der beobachteten Aufspaltung des Widerstandsmaximums führt, erklären zu können, sind in Abb. 40 b) und c) $l_{ee}(U)$, $\langle A(U) \rangle$ und $\langle P_{in}(U) \rangle$ auf der gleichen Spannungsachse aufgetragen. Da $l_{ee}(U)$ für Spannungen unterhalb von 0.3 mV gleich $l_{ee,max} = 120 \mu\text{m}$ und damit konstant ist, muß das Widerstandsmaximum um $U = 0$ mV durch die Energieabhängigkeit von $\langle A(U) \rangle$ zustandekommen. Die in dieser Auftragung nicht zu erkennende Zunahme der Andreev–Reflexionswahrscheinlichkeit führt also in diesem Spannungsbereich in Verbindung mit Vielfachreflexionen zu einer Abnahme des Widerstands. Oberhalb von $U = 0.3$ mV steigt die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung schnell an. Damit werden in zunehmendem Maße Elektronen aus Zuständen bei eU in tieferliegende Zustände gestreut, wodurch die Gesamtwahrscheinlichkeit für Andreev–Reflexion abnimmt. Dies führt zu einem Anstieg im Widerstand, der sich in den Nebenmaxima bei etwa ± 0.7 mV niederschlägt. In der Nähe der supraleitenden Energielücke Δ_{exp} steigt $\langle A(U) \rangle$ steil auf den Wert 1 an. Dadurch wird die Andreev–Reflexion zum dominierenden Prozeß und der Widerstand fällt auf den

Wert 0 ab. Die bei 0.5 T und 1.5 T gemessenen Widerstände werden im Bereich von etwa 1.2 mV bis 4 mV negativ, was darauf hindeutet, daß $\langle T_B(U) \rangle$ für diesen Spannungsbereich im Experiment größer als 1 wird.

Der Wert von 120 μm für $l_{ee,\text{max}}$ mag als zu groß erscheinen, um im Experiment realisierbar zu sein. Andererseits wurde experimentell gezeigt, daß im AlGaAs/GaAs-System bei vernachlässigbar großem Spannungsabfall Streuzeiten von bis zu $\tau_{ee}(T) = 4 \cdot 10^{-11}$ s erzielt werden konnten [124]. Dabei konnte $\tau_{ee}(T)$ für Temperaturen oberhalb von 4 K gut durch die Theorie von Giuliani und Quinn [18] beschrieben werden, während $\tau_{ee}(T)$ unterhalb von 4 K den oben genannten Maximalwert hatte. Geht man davon aus, daß die Streuzeit im $\text{Ga}_{0.23}\text{In}_{0.77}\text{As}$ ungefähr bei der gleichen Energie sättigt und für höhere Energien ebenfalls durch die Theorie richtig beschrieben wird, so kann man eine untere Schranke für $l_{ee,\text{max}}$ abschätzen. Die Minima in den Meßkurven liegen bei etwa ± 0.3 meV, was gemäß $eU = k_B T$ ungefähr einer Temperatur von 4 K entspricht. Der größte energetische Abstand für Elektron-Elektron-Streuung beträgt aufgrund der Andreev-Reflexion 0.6 meV. Durch die Mischung von besetzten und unbesetzten Zuständen im Energiebereich zwischen -0.3 meV und +0.3 meV relativ zu μ_S stehen den streuenden Elektronen bzw. Löchern aber weniger Endzustände zur Verfügung als bei der Herleitung von Gl. (72) angenommen worden ist. Dort wurde entweder ein Elektron im Bereich völlig unbesetzter Zustände oder ein Loch im Bereich völlig besetzter Zustände betrachtet. Daher sollte man mit Gl. (72) eine größere Streurrate berechnen als sie experimentell vorliegt, und der für $eU = 0.3$ meV und eine Fermigeschwindigkeit von $v_F = 6.25 \cdot 10^5$ m/s errechnete Wert von 118 μm sollte eher eine untere Schranke für $l_{ee,\text{max}}$ darstellen. Dies würde jedoch bedeuten, daß in GaInAs/InP-Hetrostrukturen im 2DEG außer der Elektron-Elektron-Streuung weitere effektive phasenbrechende Mechanismen wirksam sind. In [5] ist nämlich die Phasenkohärenzlänge, die hier nicht mit l_{ee} gleichgesetzt werden darf, für dieses Materialsystem zu maximal 1.1 μm bestimmt worden.

Abb. 41 zeigt die Abnahme des auf den Wert bei $B = 0$ T normierten, berechneten Widerstands $R_{K,U=0}(B)/R_{K,U=0}(B = 0)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B . Er wird mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Man sieht, daß das Modell mit hoher Genauigkeit dem Verlauf der gemessenen Werte entspricht. Diese Tatsache zeigt deutlich, daß die Abnahme des Kontaktwiderstands im senkrechten Magnetfeld auf Vielfach-Andreev-Reflexionen (quasi-)ballistischer Elektronen zurückzuführen ist und daß Gl. (66) die richtige Beziehung zum gemessenen Widerstand herstellt. Im Gegensatz zum Modell kann im Experiment der Widerstand zusätzlich durch den

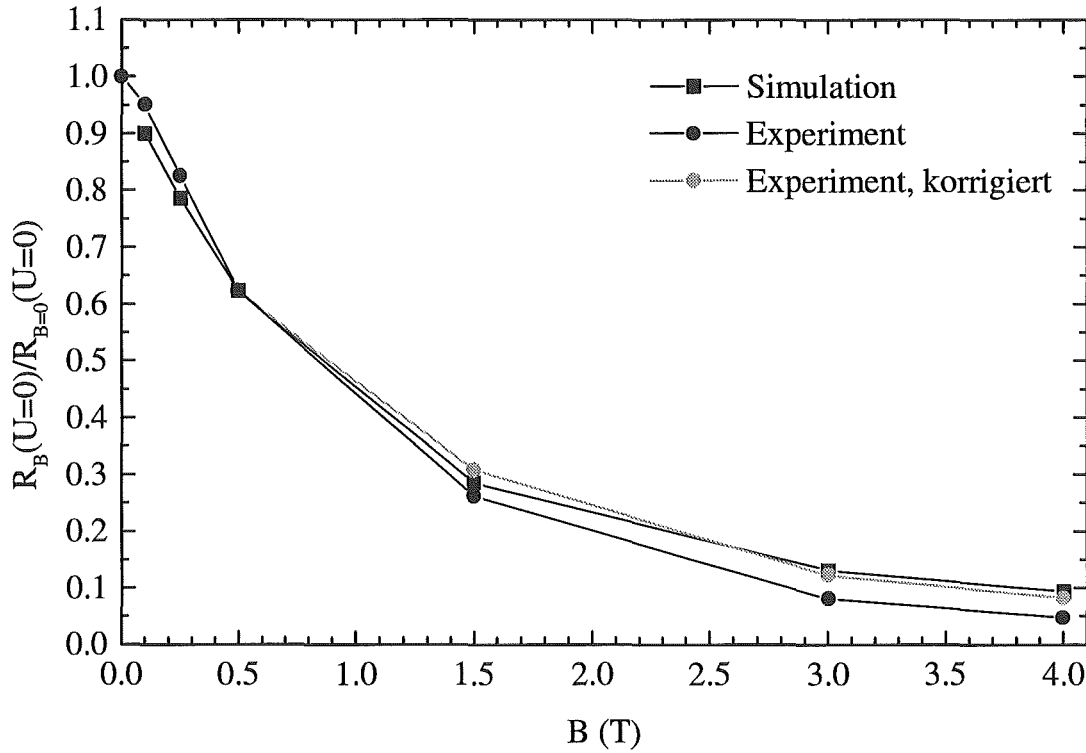


Abbildung 41: Normierter differentieller Widerstand bei $U = 0$ mV in Abhängigkeit vom Magnetfeld B . Die korrigierte experimentelle Kurve ist mit der Dämpfung des Widerstands im parallelen Magnetfeld reskaliert worden.

Einfluß des Magnetfelds auf den Supraleiter abnehmen. In erster Näherung soll hier davon ausgegangen werden, daß diese zusätzliche Abnahme von der gleichen Größe ist, wie sie bei den Messungen im parallelen Feld beobachtet worden ist. Daher sind die Meßwerte für $B = 1.5$ T, 3 T und 4 T durch das jeweils entsprechende Verhältnis $R_{K,U=0}(B)/R_{K,U=0}(B = 0)$ für die Messung im parallelen Feld geteilt worden. Die Werte können Abb. 37 entnommen werden. Eine solche Reskalierung der experimentellen Werte läßt den Unterschied zu den berechneten Werten bei hohen Feldern fast völlig verschwinden.

Es stellt sich die Frage, warum das Modell trotz der eingehenden Näherungen die Abnahme des Widerstands bei $U = 0$ V quantitativ beschreiben kann. Die Antwort ist, daß die wirklich groben Näherungen nur die Energieabhängigkeit des Widerstands betreffen. In die Berechnung von $R_{K,U=0}(B)$ geht nur eine feste Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion und eine feste inelastische freie Weglänge ein. $\langle A(0) \rangle$ ist dabei aus der Messung für $B = 0$ T bestimmt worden. Damit ist die winkelmittel-

telte Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion bei einem einzigen Tunnelversuch bekannt. Da der Hauptbeitrag zum Strom bei Winkeln $\alpha \approx 0$ zustandekommt, ist die genaue Winkelabhängigkeit von $A(\alpha, U)$ nur von geringer Bedeutung. Die inelastische Streuung sollte wegen $l_{ee, \max} \gg \pi W/2$, wobei W die Breite des Supraleiterkontakts ist, nur einen untergeordneten Einfluß auf $R_{K, U=0}(B)$ haben. Auch die Tatsache, daß der Transport an der SN-Grenzfläche nicht wirklich ballistisch verläuft, ist nicht gravierend. Dadurch kommt es lediglich zu einer kleinen Änderung der Trajektorienlängen und der Anzahl der Tunnelversuche.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß

- laterale NbN-2DEG-Kontakte für ein steigendes Magnetfeld in der Ebene des 2DEG eine kontinuierliche Abnahme des Widerstandsmaximums bei $U = 0$ V zeigen. Der Widerstand fällt dabei für $B = 13.9$ T auf etwa 20% seines Wertes bei $B = 0$ T. Das Widerstandsmaximum wird mit steigendem Magnetfeld energetisch schmaler und zeigt keine Substruktur.
- die Abnahme des Widerstandsmaximums im Magnetfeld mit einer Komponente senkrecht zum 2DEG wesentlich verstärkt wird. Dabei skaliert die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands mit der senkrechten Feldkomponente $B_{\perp}$. Der Widerstand bei $U = 0$ V nimmt bis $B_{\perp} = 4$ T um etwa zwei Größenordnungen gegenüber seinem Wert bei $B = 0$ T ab. Das Widerstandsmaximum wird mit steigendem Magnetfeld energetisch breiter.
- das Widerstandsmaximum bei Messungen im Magnetfeld mit senkrechter Komponente für $B_{\perp} \geq 0.5$ T eine deutliche Aufspaltung in eine symmetrische Dreifachstruktur zeigt.
- ein Modell, das auf Vielfach-Andreev-Reflexionen im Magnetfeld in Verbindung mit einer endlichen inelastischen freien Weglänge beruht, die Abnahme des Widerstands bei $U = 0$ V in Abhängigkeit vom Magnetfeld quantitativ beschreiben kann.
- die Aufspaltung in eine Dreifachstruktur durch das Modell qualitativ wiedergegeben wird. Dabei wird die Energieabhängigkeit der inelasti-

schen Streuung gemäß Giuliani und Quinn [18] und die der Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit gemäß dem BTK-Modell [52] genähert.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Herstellung und Charakterisierung von Kontakten zwischen den Supraleitern Nb und NbN und einem hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) vorgestellt. Ziel dabei ist es, die an der Grenzfläche der beiden Materialien auftretenden Transportprozesse zu verstehen. Die Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

Die niedrigsten Normalwiderstände von Nb- und NbN-2DEG-Kontakten konnten erzielt werden, wenn die Materialien unter einem Winkel von 45° auf die in die Heterostruktur geätzte Flanke aufgebracht wurden. Dann lagen die Kontaktwiderstände für Nb bei den Werten für Au-2DEG-Kontakte, die bei jedem Winkel den geringsten Widerstand aufwiesen. Für die Herstellung gegenüberliegender Nb- oder NbN-2DEG-Kontakte, die unter einem Winkel von 0° aufgebracht werden müssen, könnte eine wenige Nanometer dicke Au-Schicht zwischen Supraleiter und 2DEG zu einer Verringerung des Kontaktwiderstands führen. Die supraleitenden Eigenschaften solcher Nb/Au- oder NbN/Au-Kontakte müßten jedoch noch untersucht werden.

Beim Vergleich von Nb- $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -2DEG- mit Nb-2DEG-Kontakten wird festgestellt, daß $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Schichten von 60 nm Dicke durch die Reinigung im Argonplasma elektrisch leitend werden. Als Folge haben beide Kontakttypen einen sehr ähnlichen differentiellen Widerstand. 150 nm dicke $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Schichten zeigen demgegenüber nach der Argonbehandlung kein verändertes Verhalten.

Mit steigendem, senkrecht auf der Ebene des 2DEG orientierten Magnetfeld nimmt der Normalwiderstand lateraler Nb-2DEG-Kontakte stark ab. Dieses Verhalten, das auch für NbN, Au und Co beobachtet wird, wird sehr gut durch ein Modell beschrieben, das völlig ballistischen Transport im 2DEG nahe der Grenzfläche annimmt. Die mit dem Magnetfeld steigende Zahl der Vielfachreflexionen von Elektronen am Kontakt führt zur Erhöhung der effektiven Transmissivität. Mit nur einem freien Parameter gelingt die Anpassung von Kontakten mit Breiten zwischen $0.6\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$. Dabei werden ballistische Effekte beobachtet, und es zeigt sich, daß die Reflexion am Probenrand und am Kontakt im wesentlichen als spiegelnd betrachtet werden kann. Die Kontakte zeigen einen magnetfeldunabhängigen Serienwiderstand, der möglicherweise auch einen Einfluß auf ihre supraleitenden Eigenschaften hat.

Im differentiellen Widerstand von NbN-2DEG-Kontakten im senkrecht zur Ebene des 2DEG orientierten Magnetfeld wurde ein neuer Effekt festgestellt. Dieser

besteht in einer Aufspaltung des Widerstandsmaximums bei Spannungen unterhalb der supraleitenden Energielückenspannung. Diese Aufspaltung wird qualitativ durch ein Modell erklärt, das eine Erweiterung des oben genannten Modells für den Normalwiderstand darstellt. Dabei wird zusätzlich die Andreev-Reflexion und inelastische Streuung der ballistischen Elektronen betrachtet. Die unterschiedliche Energieabhängigkeit dieser Prozesse führt durch Überlagerung zu der beobachteten Aufspaltung.

Es zeigt sich, daß das Verständnis des Verhaltens der Supraleiter(S)-2DEG-Kontakte im Magnetfeld zu einer zusätzlichen, aussagekräftigen Charakterisierungsmethode geführt hat. Insbesondere Eigenschaften wie der ballistische Charakter des Transports, das Auftreten von Serienwiderständen, die inelastische Streulänge nahe des Kontakts und die Andreev-Reflexionswahrscheinlichkeit im Magnetfeld können näher untersucht werden. Diese Größen bestimmen auch wesentlich das Verhalten von supraleitenden S-2DEG-S-Strukturen, weshalb die für Einzelkontakte erzielten Ergebnisse durchaus eine Relevanz für komplexere Elemente haben.

Ausblick

Die vorgestellten Ergebnisse bilden die Grundlage für einige weiterführende Arbeiten, die hier kurz skizziert werden.

Der Normalwiderstand der untersuchten, lateralen Kontakte sättigt im Magnetfeld. Dieses Verhalten wird in dem Modell auf einen magnetfeldunabhängigen Serienwiderstand zurückgeführt. Zur Modellierung der differentiellen Kennlinien von S-2DEG-Kontakten, die im supraleitenden Zustand ohne Magnetfeld gemessen werden, ist in [62] eine normalleitende Schicht zwischen dem Supraleiter und dem 2DEG angenommen worden. Vielleicht läßt sich durch systematische Vergleiche verschiedener Kontakte diese Zwischenschicht mit dem hier beobachteten Serienwiderstand in Verbindung setzen.

Für eine genauere Anpassung des differentiellen Widerstands der NbN-2DEG-Kontakte im senkrechten Magnetfeld wäre ein Modell wünschenswert, das die Energieabhängigkeiten der Andreev-Reflexion und der inelastischen Streuung in exakterer Weise berücksichtigt.

Im Rahmen der Arbeit wurden erste Messungen des Quanten-Hall-Effekts durchgeführt, bei denen supraleitende NbN-Stromkontakte eingesetzt wurden. Bisher finden sich keine derartigen Experimente in der Literatur. Die endliche Transmissivität

der NbN-2DEG-Grenzfläche bedingt Abweichungen von der Quantisierung, die für nichtideale Kontakte erwartet werden. Ein Vergleich mit Au-2DEG-Kontakten gibt jedoch Hinweise darauf, daß der Strom bei einer ungleichen Besetzung der Spin-zustände, die bei einer ungeraden Anzahl von Randkanälen gegeben ist, stärker vom Kontakt reflektiert wird als bei einer ausgeglichenen Besetzung. Dies kann mit dem Prozeß der Andreev-Reflexion begründet werden, der immer je zwei Elektronen mit entgegengesetzt orientiertem Spin verlangt.

Die hier nur angerissene Frage, ob eine ungerade Anzahl von Randkanälen im Quanten-Hall-Regime tatsächlich und in welchem Ausmaß zu einer erhöhten Reflexion am supraleitenden Stromkontakt führt, sollte näher untersucht werden. Dazu bietet sich der Einsatz eines Quanten-Punktkontakts oder eines Schottky-Gates an, mit dem Randkanäle einzeln abgeschnürt werden können [128, 129]. Damit ist eventuell die Möglichkeit gegeben, die Spinstreureate nahe der S-2DEG-Grenzfläche quantitativ zu erfassen.

9 Anhang

9.1 Stromverteilung in parallelen, leitenden Schichten

Die im folgenden wiedergegebene Rechnung ist von M. Yu. Kupriyanov durchgeführt worden. Der Widerstand R_N und die charakteristische Länge für die Stromverteilung $L_\perp$ beim Übergang von der unteren in die obere Schicht sind für das in Abb. 42 dargestellte Modellsystem berechnet worden. Das 2DEG wird als dünne, leitende Schicht der Dicke d_N , Leitfähigkeit σ_N und Länge L angenommen. Es hat dieselbe Breite W wie der ideal leitende Film, der es auf einer Länge L_{Kon} bedeckt. Zwischen beiden leitenden Schichten wird eine homogene Tunnelbarriere angenommen, deren Stärke durch einen Parameter $\gamma_b = Z^2$ beschreibbar ist. Alle Widerstände sind spannungsunabhängig, d. h. es werden keine Nichtlinearitäten aufgrund der Barriere oder der supraleitenden Energielücke berücksichtigt. Der Supraleiter stellt

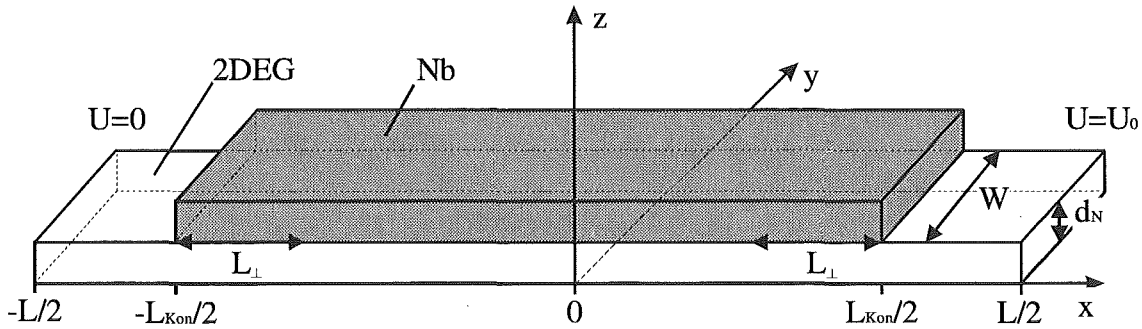


Abbildung 42: Leitende Schicht, die auf einer Länge L_{Kon} von einem Supraleiter bedeckt ist. Die über der Struktur abfallende Spannung ist U_0 .

eine Äquipotentialfläche dar, die aus Symmetriegründen das Potential $U_0/2$ hat. Im 2DEG gilt das Ohmsche Gesetz $\vec{j} = \sigma_N \vec{E}$. Daraus resultiert wegen der Stromerhaltung $\text{div} \vec{j} = 0$ mit $\vec{E} = -\nabla U$, daß die Laplacegleichung folgende Form annimmt:

$$\Delta U = 0 \quad (76)$$

Aufgrund der Symmetrie des Systems kann die Beschreibung für $-L/2 \leq x \leq 0$ erfolgen. Es treten keine y -Komponenten des Stroms auf. Die Randbedingungen für Gl. (76) lauten dann:

$$\frac{\partial U(-L/2, z)}{\partial x} = -E_x = -\frac{I \rho_N}{W d_N} \quad (77)$$

$$\frac{\partial U(0, z)}{\partial x} = -\frac{I_1 \rho_N}{W d_N} \quad (78)$$

$$\frac{\partial U(x, 0)}{\partial z} = 0 \quad (79)$$

$$\frac{\partial U(x, d_N)}{\partial z} = \frac{(U_0/2) - U(x, d_N)}{R_B \sigma_N} \quad \text{für : } -L_{\text{Kon}}/2 \leq x \leq L_{\text{Kon}}/2 \quad (80)$$

Dabei ist I der gesamte eingeprägte Strom, $\rho_N = 1/\sigma_N$, I_1 der Teil des Stroms, der nicht vom 2DEG in den Supraleiter tunnelt, und R_B der spezifische Kontaktwiderstand (Einheit Ωm^2).

Randbedingung (80) läßt sich aus folgenden beiden Formeln ableiten, die für den Strom an der Stelle (x, d_N) gelten, der durch eine Fläche $dS = W dx$ der Grenzfläche hindurchtritt:

$$\begin{aligned} dI &= \frac{U(x, d_N) - (U_0/2)}{R_B/dS} \\ dI &= j_z dS = -\sigma_N \frac{\partial U(x, d_N)}{\partial z} dS \end{aligned}$$

Die Lösung der Laplacegleichung (76) läßt sich für die beiden Teilbereiche des Systems in folgender, allgemeiner Form angeben:

$$-\frac{L}{2} \leq x \leq -\frac{L_{\text{Kon}}}{2} \quad : \quad U(x, z) = -\frac{I \rho_N}{W d_N} \left(x + \frac{L}{2} \right) \quad (81)$$

$$\begin{aligned} -\frac{L_{\text{Kon}}}{2} \leq x \leq 0 \quad : \quad U(x, z) &= a + b \cos\left(\frac{z}{L_\perp}\right) \cosh\left(\frac{x}{L_\perp}\right) \\ &+ c \cos\left(\frac{z}{L_\perp}\right) \sinh\left(\frac{x}{L_\perp}\right) \quad (\text{für : } d_N \ll L_\perp) \end{aligned} \quad (82)$$

Unter Benutzung der Randbedingungen (77–80) und durch Koeffizientenvergleich erhält man schließlich:

$$L_\perp = \sqrt{\frac{R_B d_N}{\rho_N}} = \sqrt{\frac{R_B}{R_{2\text{DEG}}^\square}} \quad (83)$$

$$R_N = \frac{U_0}{I} = \frac{R_{2\text{DEG}}^\square}{W d_N} \left[L - L_{\text{Kon}} + 2L_\perp \tanh\left(\frac{L_{\text{Kon}}}{2L_\perp}\right) \right] \quad (84)$$

Dabei ist der spezifische Widerstand des 2DEG $R_{2\text{DEG}}^\square = \rho_N/d_N$ eingeführt worden. Zur Bestimmung von I_1 ist benutzt worden, daß bei $x = 0$ kein Strom in z -Richtung fließt da aus Symmetriegründen gilt: $U(0, d_N) = U_0/2$. Aus dieser Bedingung ergibt sich $I_1 = I / \cosh(L_{\text{Kon}}/(2L_\perp))$.

Literatur

- [1] L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt, N. S. Wingreen, *Electron Transport in Quantum Dots* in: *NATO ASI Conference Proceedings*, Hersg.: L. P. Kouwenhoven, G. Schön, L. L. Sohn, (Klewer, 1997)
- [2] K. Matsumoto, M. Ishii, K. Segawa, Y. Oka, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 34 (1996)
- [3] K. Kurihara, H. Namatsu, M. Nagase, T. Makino, *Microel. Eng.* **35**, 261 (1997)
- [4] A. Förster, *Resonant Tunneling Diodes: The Effect of Structural Properties on their Performance*, in: *Festkörperprobleme / Advances in Solid State Physics* **33**, 37, Hersg.: R. Helbig, (Vieweg, Braunschweig / Wiesbaden, 1994)
- [5] J. Appenzeller, *Quantentransistor im zweidimensionalen Elektronengas hoher Beweglichkeit*, *Ber. d. Forschungsz. Jülich Jül-3080*, 1 (1995)
- [6] S. Datta, B. Das, *Apl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1989)
- [7] G. A. Prinz, *Physics Today* (April 1995), 58 (1995)
- [8] T. D. Clark, R. J. Prance, A. D. C. Grassie, *J. Appl. Phys.* **51**, 2736 (1980)
- [9] A. W. Kleinsasser, W. J. Gallagher, in: *Superconducting Devices (Kap. 9)*, 325, Hersg.: S. T. Ruggiero, D. A. Rudman, (Academic Press, Boston, 1990)
- [10] A. W. Kleinsasser, in: *The New Superconducting Electronics*, 249, Hersg.: H. Weinstock, R. W. Ralston, (NATO ASI Series E: Applied Sciences Vol. 251, 1993)
- [11] H. Takayanagi, T. Akazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 6977 (1995)
- [12] T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Nitta, T. Enoki, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 418 (1996)
- [13] T. M. Klapwijk, *Physica B* **197**, 481 (1994)
- [14] C. W. J. Beenakker *Quantum Transport in Semiconductor-Superconductor Microjunctions*, in: *Mesoscopic Quantum Physics*, Hersg.: E. Akkermans, G. Montambaux, (North Holland, Amsterdam)

- [15] B. van Wees, H. Takayanagi, *The Superconducting Proximity Effect in Semiconductor-Superconductor Systems: Ballistic Transport, Low Dimensionality and Sample Specific Properties*, in: *Mesoscopic Electron Transport*, Hersg.: L. P. Kouwenhoven, G. Schön, L. L. Sohn, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht)
- [16] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, (Springer, 1990)
- [17] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, H. C. Gatos, Phys. Rev. B **30**, 4571 (1984)
- [18] G. F. Giuliani, J. J. Quinn, Phys. Rev. B **26**, 4421 (1982)
- [19] D. Uhlisch, J. Appenzeller, M. F. Tietze, Th. Schäpers, M. Hollfelder, H. Lüth, zur Veröffentl. angenommen bei Phys. Rev. B
- [20] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, (Saunders College, HRW Intern. Ed., 1988)
- [21] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 3900 (1982)
- [22] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, C. T. Foxon, Europhys. Lett. **5**, 721 (1988)
- [23] D. Uhlisch, *Ballistischer Elektronentransport in verspannten GaInAs/InP-Heterostrukturen*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1994
- [24] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980)
- [25] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, (Cambridge University Press, 1995)
- [26] Th. Klocke, *Strukturelle, elektrische und optische Messungen an hochverspannten GaInAs/InP Heterostrukturen*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1992
- [27] G. Engels, *Untersuchungen zur Spinaufspaltung zweidimensionaler Elektronengase in InGaAs/InP Heterostrukturen*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-3247**, 1 (1996)
- [28] M. Büttiker, Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988)
- [29] H. Levine, S. B. Libby, A. M. M. Pruisken, Phys. Rev. Lett. **51**, 1915 (1983)

- [30] D. E. Khmel'nitzkii, Pis'ma Zh. Teor. Fiz. **38**, 454 (1983) [JETP Lett. **38**, 552 (1983)]
- [31] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **52**, 2304 (1984)
- [32] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957)
- [33] R. Landauer, Phil. Mag. **21**, 863 (1970)
- [34] Y. Imry, *Physics of Mesoscopic Systems*, (World Scientific Publishing Co Pte Ltd., Singapore, 1986)
- [35] Yu. V. Sharvin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **48**, 984 (1965), [Sov. Phys. JETP **21**, 655 (1965)]
- [36] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988)
- [37] 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 G. A. C. Jones, J. Phys. C **21**, L209 (1988)
- [38] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas, Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985)
- [39] M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986)
- [40] M. Büttiker, Phys. Rev. B **35**, 4123 (1987)
- [41] M. Büttiker, IBM J. Res. Dev. **32**, 317 (1988)
- [42] C. W. J. Beenakker, H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Solid State Physics **44**, Hrsg.: H. Ehrenreich, D. Turnbull, (Academic Press, 1991)
- [43] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957)
- [44] P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1966)
- [45] T. van Duzer, C. W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits*, (Elsevier North Holland, New York, 1981)
- [46] W. Meissner, R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933)

- [47] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, (Teubner, Stuttgart, 1993)
- [48] W. Buckel, *Supraleitung*, (VCH, Weinheim, 1990)
- [49] E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, (Oxford University Press, Inc., New York, 1985)
- [50] A. A. Golubov, private Mitteilung
- [51] K. Maki, *Superconductivity*, S. 1035, Hersg.: R. D. Parks, (Marcel Dekker, Inc., New York, 1969)
- [52] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982)
- [53] A. F. Andreev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 1823 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964)]
- [54] M. Kupka, *Condens. Matter* **2**, 10599 (1990)
- [55] M. Kupka, *Physica C* **221**, 346 (1994)
- [56] A. V. Zaitsev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **86**, 1742 (1984) [*Sov. Phys. JETP* **59**, 1015 (1984)]
- [57] G. B. Arnold, *J. Low-Temp. Phys.* **59**, 143 (1985)
- [58] M. Yu. Kupriyanov, V. F. Lukichev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1163 (1988)]
- [59] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, *Sov. Phys. JETP* **69**, 805 (1989)
- [60] A. F. Volkov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **55**, 713 (1992) [*JETP Lett.* **54**, 747 (1992)]
A. F. Volkov, A. V. Zaitsev, T. M. Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993)
A. V. Volkov, *Phys. Lett. A* **187**, 409 (1994)
- [61] A. V. Zaitsev, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **51**, 35 (1990) [*JETP Lett.* **51**, 40 (1990)]
- [62] K. Neurohr, A. A. Golubov, Th. Klocke, J. Kaufmann, Th. Schäpers, J. Apenzeller, D. Uhlisch, A. V. Ustinov, M. Hollfelder, H. Lüth, A. I. Braginski, *Phys. Rev. B* **54**, 17018 (1996)

- [63] B. J. van Wees, P. de Vries, P. Magnée, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992)
- [64] C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. B* **46**, 12841 (1992)
- [65] A. Leuther, *Lateraler und vertikaler elektrischer Transport in Halbleiterheterostruktur-Bauelementen mit 2D-Elektronengasen*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-3229**, 1 (1996)
- [66] J. Appenzeller, *Transportmessungen mittels Hall-Effekt und Quanten-Hall-Effekt an III-V Halbleiterheterostrukturen*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-2508**, 1 (1991)
- [67] H. Hardtdegen, R. Meyer, H. Løken-Larsen, J. Appenzeller, Th. Schäpers, H. Lüth, *J. Crystal Growth* **116**, 521 (1992)
- [68] H. Hardtdegen, R. Meyer, M. Hollfelder, Th. Schäpers, J. Appenzeller, H. Løken-Larsen, Th. Klocke, C. Dieker, B. Lengeler, H. Lüth, *J. Appl. Phys.* **73**, 4489 (1993)
- [69] M. Jaffe, J. Singh, *J. Appl. Phys.* **65**, 329 (1989)
- [70] Y. Foulon, C. Priester, G. Allan, M. Lannoo, *20th International Conference on the Physics of Semiconductors* Vol. 2, S. 977, Hrsg.: E. M. Anastassakis und J. D. Joannopoulos, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore, 1990)
- [71] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982)
- [72] J. Appenzeller, Th. Schäpers, H. Hardtdegen, B. Lengeler, H. Lüth, *Phys. Rev. B* **51**, 4336 (1995)
- [73] A. F. Mayadas, R. B. Laibowitz, J. J. Cuomo, *J. Appl. Phys.* **43**, 1287 (1972)
- [74] J. Kodama, M. Itho, H. Hirai, *J. Appl. Phys.* **54**, 4050 (1983)
- [75] A. Kaluza, *Untersuchungen an Supraleiter/Halbleiter/Supraleiter-Strukturen im Materialsystem Niob-InGaAs/InP im Hinblick auf Oberflächenreinigung und Transporteigenschaften*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1996
- [76] W. Menz, P. Bley, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, (VCH, Weinheim, 1993)

- [77] K. Neurohr, *Herstellung und Charakterisierung von Supraleiter-Halbleiterheterostruktur-Kontakten*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1995
- [78] H.-J. Hedbabny, *Präparation und Charakterisierung von dünnen NbN-Schichten*, Dissertation Justus-Liebig-Universität Gießen 1988
- [79] J. R. Gavaler, A. T. Santhanam, A. I. Braginski, M. Ashkin, M. A. Janocko, IEEE Trans. Mag. **MAG-17**, 573 (1981)
- [80] R. R. Hake, Appl. Phys. Lett. **10**, 189 (1967)
- [81] P. M. Tedrow, R. Meservey, Phys. Rev. B **7**, 318 (1973)
- [82] R. Meservey, P. M. Tedrow, Physics Reports (Rev. Sec. of Phys. Lett.) **238**, 173 (1994)
- [83] J. S. Moodera, L. R. Kinder, J. Appl. Phys. **79**, 4724 (1996)
- [84] J. H. Kaufmann, *Elektrische Transportmessungen an Supraleiter/Halbleiter/Supraleiter-Strukturen im Materialsystem Nb/(InGaAs/InP)/Nb*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-3276**, 1 (1996)
- [85] G. Engels, *Herstellung und Charakterisierung von Schottkykontakten auf InGaAs/InP-Heterostrukturen für ballistische Split-Gate Anordnungen*, Diplomarbeit RWTH Aachen 1992
- [86] H. Frey, G. Kienel (Hrsg.), *Dünnschichttechnologie*, (VDI Verlag, Düsseldorf, 1987)
- [87] F. Müller, *Untersuchung von Streuprozessen in zweidimensionalen Elektronengasen mittels ballistischer Elektronen*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-2711**, 1 (1993)
- [88] H. Takayanagi, T. Akazaki, J. Nitta, Semicond. Sci. Technol. **8**, S431 (1993)
- [89] B. J. van Wees, A. Dimoulas, J. P. Heida, T. M. Klapwijk, W. v. d. Graaf, G. Borghs, Physica B **203**, 285 (1994)
- [90] L. C. Mur, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, J. F. Carlin, A. Rudra, M. Illegems, Phys. Rev. B **54**, R2327 (1996)

- [91] Th. Klocke, *Untersuchung von elektrischen Prozessen an Supraleiter/Halbleiter-Grenzflächen mit Hilfe von ballistischen Elektronen*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-3288**, 1 (1996)
- [92] C. M. Demanet, J. B. Malherbe, N. G. van der Berg, Vijaya Sankar, Surf. Interf. Anal. **23**, 433 (1995)
- [93] *Command Reference Manual – Version 4.10*, Digital Instruments, 1 (1995)
- [94] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Hersg.: R. C. Weast, M. J. Astle, (CRC Press Inc., USA, 1981)
- [95] A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, D. McInturff, F. Rammo, G. D. Pettit, J. M. Woodall, Appl. Phys. Lett. **57**, 1811 (1990)
- [96] A. Kastalsky, A. W. Kleinsasser, L. H. Greene, R. Bhat, F. P. Milliken, J. P. Harbison, Phys. Rev. Lett. **67**, 3026 (1991)
- [97] A. W. Kleinsasser, A. Kastalsky, Phys. Rev. B **47**, 8361 (1993)
- [98] C. Nguyen, J. Werking, H. Kroemer, E. L. Hu, Appl. Phys. Lett. **57**, 87 (1990)
- [99] C. Nguyen, H. Kroemer, E. L. Hu, Phys. Rev. Lett. **69**, 2847 (1992)
- [100] N. van der Post, J. Nitta, H. Takayanagi, Appl. Phys. Lett. **63**, 2555 (1993)
- [101] A. Chrestin, T. Matsuyama, U. Merkt, Phys. Rev. B **55**, 8457 (1997)
- [102] S. G. Lachenmann, A. Kastalsky, I. Friedrich, A. Förster, A. V. Ustinov, D. Uhlisch, Czech. J. Phys. **46** Suppl. S2, 659 (1996)
- [103] S. G. Lachenmann, A. Kastalsky, I. Friedrich, A. Förster, D. Uhlisch, J. Low Temp. Phys. **106**, 321 (1997)
- [104] P. Xiong, G. Xiao, R. B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **71**, 1907 (1993)
- [105] A. F. Volkov, P. H. C. Magnée, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, Physica C **242**, 261 (1995)
- [106] A. A. Golubov, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **55**, 1123 (1997)

- [107] R. Meyer, *Ga_{1-x}In_xAs/InP-Heterostrukturen für die Höchstfrequenzelektronik / Herstellung und Charakterisierung*, Ber. d. Forschungsz. Jülich **Jül-2985**, 1 (1994)
- [108] D. Uhlisch, A. A. Golubov, M. Hollfelder, K. Neurohr, A. V. Ustinov, A. I. Braginski, H. Lüth, Czech. J. Phys. **46** Suppl. S2, 657 (1996)
- [109] S. J. Bending, K. von Klitzing, K. Ploog, Phys. Rev. B **42**, 9859 (1990)
- [110] M. F. Millea, A. H. Silver, Thin Solid Films **56**, 253 (1979)
- [111] P. H. Magnée, S. G. den Hartog, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, W. van de Graaf, G. Borghs, Appl. Phys. Lett. **67**, 3569 (1995)
- [112] D. Uhlisch, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, J. Appenzeller, Th. Klocke, K. Neurohr, A. V. Ustinov, A. I. Braginski, Physica B **225**, 197 (1996)
- [113] V. F. Gantmakher, I. B. Levinson, *Scattering of Carriers in Metals and Semiconductors*, (Springer, Berlin, 1986)
- [114] U. Günsenheimer, A. Hahn, A. Krause, S. V. Kuplevakhsky, Phys. Rev. B **54**, 6545 (1996)
- [115] I. K. Marmorkos, C. W. J. Beenakker, R. A. Jalabert, Phys. Rev. B **48**, 2811 (1993)
- [116] S. J. M. Bakker, E. van der Drift, T. M. Klapwijk, H. M. Jaeger, S. Radelaar, Phys. Rev. B **49**, 13275 (1994)
- [117] H. Pothier, S. Guéron, D. Esteve, M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **73**, 2488 (1994)
- [118] S. G. den Hartog, C. M. A. Kapteyn, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, G. Borghs, Phys. Rev. Lett. **77**, 4954 (1996)
- [119] A. F. Morpurgo, S. Holl, B. J. van Wees, T. M. Klapwijk, G. Borghs, Phys. Rev. Lett. **78**, 2636 (1997)
- [120] H. Takayanagi, Physica B **227**, 224 (1996)
- [121] M. Gurvitch, J. P. Remeika, J. M. Rowell, J. Geerk, W. P. Lowe, IEEE Trans. Mag. **MAG-21**, 509 (1985)

- [122] *Properties of Group III Nitrides*, Hrsg.: J. H. Edgar, (INSPEC, London, 1994)
- [123] S. I. Bozkho, V. S. Tsoï, S. E. Yakolev, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **36**, 123 (1982) [JETP Lett. **36**, 153 (1982)]
- [124] Th. Schäpers, M. Krüger, J. Appenzeller, A. Förster, B. Lengeler, H. Lüth, Appl. Phys. Lett. **66**, 3603 (1995)
- [125] V. A. Vas'ko, V. A. Larkin, P. A. Kraus, K. R. Nikolaev, D. E. Grupp, C. A. Nordman, A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **78**, 1134 (1997)
- [126] M. Johnson, Appl. Phys. Lett. **65**, 1460 (1994)
- [127] M. J. M. de Jong, C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **74**, 1657 (1995)
- [128] H. van Houten et al., *Nanostructured Systems*, 1, Hrsg.: M. A. Reed, (Academic, New York, 1991)
- [129] R. J. Haug et al., Phys. Rev. B **39**, 10892 (1989)

Danksagung

Bei der Erarbeitung der Ergebnisse und dem Verfassen dieser Arbeit wurde ich von vielen Seiten unterstützt. Mein herzlicher Dank gilt daher an dieser Stelle:

Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski und Herrn Prof. Dr. H. Lüth für die Vergabe des interessanten Themas und die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich GmbH durchführen zu können. Ihr Interesse an grundlagenorientierten Untersuchungen hat zu einer fruchtbaren Zusammenarbeit der beiden Teilinstitute „Supraleiterelektronik“ und „Halbleiterelektronik“ auf dem Gebiet der Supraleiter-Halbleiter-Hybride geführt.

Herrn Prof. Dr. A. V. Ustinov für seine intensive Betreuung und die vielen Diskussionen über die physikalischen Zusammenhänge der beobachteten Phänomene.

Frau Dr. S. G. Lachenmann und Herrn Dr. Th. Schäpers für ihre stete Hilfsbereitschaft, die aufbauenden Worte nach experimentellen Fehlschlägen und die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn Dr. A. A. Golubov und Herrn Dr. M. Yu. Kupriyanov für ihre Unterstützung bei der theoretischen Beschreibung der experimentellen Ergebnisse und der geduldi- gen Beantwortung von Fragen zur Physik der Supraleiter-Halbleiter-Grenzflächen.

Herrn Dr. H. Kohlstedt und Herrn Dipl. Phys. N. Thyssen für die Hilfestellungen beim Aufbau eines Tieftemperaturmeßplatzes und bei Fragen zur Präparation der supraleitenden Kontakte, sowie Herrn MSc. E. Goldobin für sein Meßprogramm und die Lösung von Problemen, die ohne Computer nie aufgetreten wären.

Frau Dr. H. Hardtdegen und Herrn Dipl. Phys. Th. Korst für die Herstellung der hervorragenden GaInAs/InP-Heterostrukturen und die Hinweise zur Chemie der Halbleiteroberflächen.

Herrn Dr. G. Crecelius für seine unverzichtbare Hilfe beim Betrieb und der Wartung der UHV-Aufdampfanlage.

Herrn B. Hermanns und Herrn G. Müllejans für die außerordentlich zuverlässige Arbeit in den Labors und für die freundliche Unterstützung bei allgemeinen, technischen Problemen.

Frau Dipl. Phys. I. Friedrich, Frau Dipl. Phys. B. Krafft, Herrn Dr. J. Appenzeller, Herrn Dipl. Phys. A. Kaluza, Herrn J. Malindretos, Herrn Dipl. Phys. K. Neurohr

und Herrn A. Schwarz für die vielen interessanten Diskussionen über physikalische und private Themen sowie die freundschaftliche Zusammenarbeit.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, den Mitarbeitern des Elektroniklabors und dem Reinraumteam für die Fertigung von Probenhaltern, den Bau der Stromquellen und Meßverstärker, die Herstellung der Masken für die optische Lithographie und das Aufdampfen der verschiedenen Metallisierungen um nur einige Beispiele zu nennen. Weiterhin danke ich allen nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern für ihre stete Hilfsbereitschaft, die sich in dem ausgezeichneten Arbeitsklima am Institut niederschlägt.

Nicht zuletzt meiner Familie, die mich in jeder Hinsicht uneingeschränkt unterstützt und mir damit die intensive Beschäftigung mit der Physik ermöglicht hat.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3490
Januar 1998
ISSN 0944-2952