

Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Ablenkung ballistischer Elektronen
in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen
mittels elektrischer und magnetischer
Felder**

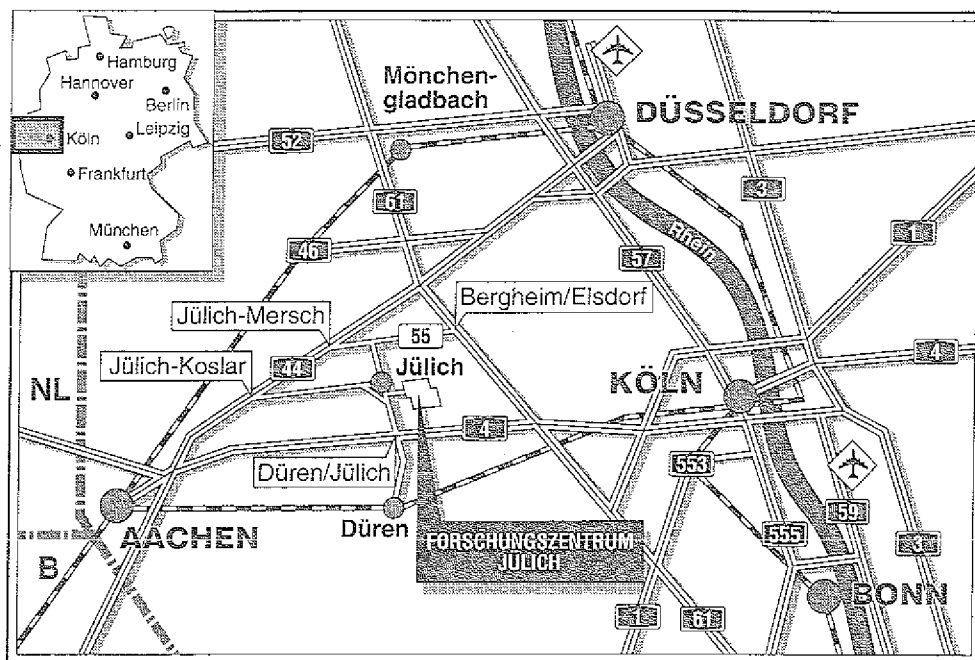
Thomas Schäpers

Handwritten text at the top of the page, possibly a title or header.

Handwritten text in the middle of the page, possibly a paragraph or a list.

Handwritten text at the bottom left of the page.

Handwritten text at the bottom right of the page.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2712

ISSN 0366-0885

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jüli-2712

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Handwritten text, likely a list or notes, covering the upper half of the page. The text is written in a cursive script and is mostly illegible due to fading and the angle of the handwriting.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the middle right section of the page.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the bottom left section of the page.

Ablenkung ballistischer Elektronen in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen mittels elektrischer und magnetischer Felder

Thomas Schäpers

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Das 2-dimensionale Elektronengas	5
2.2	Charakteristische Transportlängen	7
2.2.1	Mittlere elastische freie Weglänge	7
2.2.2	Phasenkohärenzlänge	8
2.3	Transportregime	8
2.4	Der Landauer-Büttiker-Formalismus	9
2.4.1	Widerstand	10
2.4.2	Symmetrien	12
2.5	Der Punktkontakt	12
2.5.1	Der Potentialverlauf in einem Punktkontakt	14
2.5.2	Klassischer Transport durch einen Punktkontakt	15
2.5.3	Quantisierte Leitfähigkeit	15
2.6	Elektronenfokussierung	17
2.7	Kollimation	20
2.8	Reflexion und Transmission	23
2.9	Interferenzeffekte	26
3	Experimentelles	28
3.1	Kryostaten	28
3.1.1	^3He -Kryostateinsatz	28
3.1.2	$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat	30
3.2	Meßelektronik	31
3.3	Probenpräparation	33
3.3.1	Epitaxieschichten	33
3.3.2	Lithographische Verfahren	34
3.3.3	Strukturierungsschritte zur Herstellung der Probe	35
4	Punktkontakte	39
4.1	Widerstand und Leitfähigkeit	39
4.2	Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit	42
5	Ballistische Elektronen in 2-dimensionalen Elektronengasen	44
5.1	Bestimmung der Elektronenkonzentration	44
5.2	Gegenüberliegende Punktkontakte	46
5.2.1	Gegenüberliegende Punktkontakte in $2\mu\text{m}$ Abstand	47

5.2.2	Punktkontakte in unterschiedlichem Abstand	51
5.2.3	Einfluß von Störstellen auf die Strukturen im Kollektorsignal	53
5.3	Interferenzeffekte	56
5.3.1	Phasenverschiebung durch ein zwischenliegendes Gate . .	56
5.3.2	Einfluß der Injektionsenergie auf das Interferenzmuster . .	60
5.4	Seitlich versetzte Punktkontakte	63
6	Elektronenspiegel	68
6.1	Reflexion bei $B=0T$	69
6.2	Transmission bei $B=0T$	75
6.3	Magnetfeldabhängige Reflexion	76
6.4	Simulation des reflektierten Stromes	79
6.5	Totalreflexion	82
6.6	Magnetfeldabhängige Transmission	84
7	Supraleitende Gate-Strukturen	87
7.1	Supraleitende Leiterschleifen	87
7.2	Phasenshift mittels einer Leiterschleife	96
7.3	Supraleitender Ring zwischen zwei Punktkontakten	99
8	Zusammenfassung	105

1. Einleitung

Die moderne Halbleitertechnologie ermöglicht es, bei der Herstellung von Bauelementstrukturen in Bereiche vorzudringen, in denen sich die elektronischen Leitungsmechanismen gänzlich vom klassisch diffusiven Transport unterscheiden. Zum einen ist es inzwischen gelungen die Streuung, der am Transport beteiligten Elektronen, so weit zu unterdrücken, daß sich diese über relativ große Distanzen frei im Halbleiterkristall bewegen können [1]. Man spricht deshalb auch von ballistischem Elektronentransport. Zum anderen sind Effekte zu beobachten, die auf die Welleneigenschaften der Elektronen zurückzuführen sind. Es lassen sich hierbei z.B. Interferenzeffekte der Elektronenwellen für Bauelemente ausnutzen [2].

Die meisten der oben genannten Strukturen basieren auf III-V-Halbleiterheterostrukturen aus *AlGaAs/GaAs*, die mittels moderner Epitaxieverfahren wie der MBE (Molekularstrahlepitaxie) oder MOVPE (metallorganische Gasphasenepitaxie) abgeschieden werden. Mit Hilfe dieser Verfahren ist man in der Lage, sogenannte 2-dimensionale Elektronengase herzustellen, bei denen sich die Elektronen aus energetischen Gründen an der *AlGaAs/GaAs*-Grenzfläche aufhalten. Durch die räumliche Trennung von Elektronen und Donatoren wird bei tiefen Temperaturen die Streuung an ionisierten Störstellen so weit reduziert, daß die mittlere elastische freie Weglänge im Bereich von einigen Mikrometern liegt.

Die Fermi-Wellenlänge in 2-dimensionalen Elektronengasen ist mit $\approx 50\text{nm}$ wesentlich größer als in Metallen $\approx 0.5\text{nm}$. Lithographieverfahren, wie die Elektronenstrahlolithographie, erlauben es, Strukturen zu erzeugen, deren Größe im Bereich der Fermi-Wellenlänge von Halbleitern liegen. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, durch räumliche Eingrenzung, z.B. durch geeignete Gate-Strukturen, die Welleneigenschaften der Elektronen direkt zu beobachten.

Ein wesentliches Strukturelement für ballistische bzw. Interferenzbauelemente ist der Punktkontakt, der aus einer nur einige 100nm großen Öffnung besteht. In der Split-Gate-Technik wird diese Öffnung aus zwei sich gegenüberliegenden Gate-Fingern gebildet. An derartigen Punktkontakten gelang es B. J. van Wees et al. [3] und unabhängig davon D. A. Wharam et al. [4] zum ersten Mal eine Quantisierung in der Leitfähigkeit in Form einzelner Stufen der Höhe $2e^2/h$ nachzuweisen. Punktkontakte eignen sich in nahezu idealer Weise zur Emission bzw. Detektion ballistischer Elektronen innerhalb des 2-dimensionalen Elektronengases. Durch zusätzliche Gate-Strukturen zwischen zwei Punktkontakten können die von einem Kontakt emittierten ballistischen Elektronen in vielfältiger Art und Weise manipuliert werden. Es lassen sich hier z.B. Elemente wie Linsen [5],[6] oder Prismen [7] herstellen, welche die Parallelen zur Optik mit Lichtwellen aufzeigen.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die unterschiedlichen theoretischen Konzepte, die zur Beschreibung der hier untersuchten Proben notwendig sind, erläutert. Daran anschließend werden die experimentellen Voraussetzungen aufgezeigt, die zur Messung bei tiefen Temperaturen sowie zur Präparation der Proben erforderlich sind.

Für die Interpretation von Messungen ballistischer Effekte an aufwendigeren Strukturen ist es unabdingbar, die Eigenschaften der hier präparierten Punktkontakte genau zu kennen, deshalb werden im experimentellen Teil zunächst Messungen an einzelnen Punktkontakten und daran anschließend, durch kombinierte Messung zweier Punktkontakte, die Emissions- bzw. Detektionseigenschaften der Kontakte untersucht.

Im darauf folgenden Kapitel wird eine spezielle Anordnung dreier Punktkontakte mit einem um 45° geneigten Spiegel-Gate beschrieben, mit der eine Ablenkung ballistischer Elektronen vorgenommen werden kann. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt hier bei der genauen Charakterisierung der Reflexion bzw. Transmission ballistischer Elektronen an der Potentialstufe, welche durch Anlegen einer Spannung am Spiegel-Gate entsteht.

Im 7. Kapitel werden schließlich Experimente beschrieben, bei denen mittels supraleitender Leiterschleifen magnetische Felder unmittelbar auf der Probenoberfläche erzeugt wurden. Desweiteren wird eine Struktur vorgestellt, mit der über die Ablenkung ballistischer Elektronen magnetische Flußquanten nachgewiesen wurden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Das 2-dimensionale Elektronengas

Für die Untersuchung ballistischer Effekte von Elektronen in Halbleiterheterostrukturen sind die Eigenschaften 2-dimensionaler Elektronengase hoher Beweglichkeit von entscheidender Bedeutung. Deshalb soll in diesem Abschnitt kurz deren Wirkungsweise erläutert werden.

Für die Erzeugung von 2-dimensionalen Elektronengasen werden unter anderen modulationsdotierte AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen verwendet [8]. Hier ist der Halbleiter mit der größeren Bandlücke (AlGaAs) n-dotiert und das Material mit der kleineren Bandlücke (GaAs) nicht oder nur gering dotiert. Aufgrund der Anpassung der Fermi-Energie findet ein Elektronentransfer von der n-dotierten Seite in den Halbleiterbereich mit geringer Dotierung statt. Die Elektronen halten sich dabei aus energetischen Gründen nur an der Grenzfläche auf. Bei genügend hoher Dotierung liegt an der Grenzfläche das Fermi-Niveau über dem Leitungsbandminimum des Halbleiters mit der kleinen Bandlücke, Abb. 2.1. Man spricht hierbei von einem 2-dimensionalen Elektronengas (2DEG), da sich die Elektronen wegen der Einsperrung in den Potentialtopf nur in zwei Richtungen frei bewegen können.

Aufgrund der geringen Breite des näherungsweise dreieckigen Potentialtopfes [9] bilden sich in z-Richtung diskrete Energieniveaus aus. Jeweils angefangen bei den Energiezuständen des Potentialtopfes gilt für die übrigen zwei Raumrichtungen weiterhin die parabolische Energiedispersion der freien Elektronen. Es erfolgt also eine Separation in einzelne energetisch verschobene Subbänder, welche bis zum Fermi-Niveau mit Elektronen gefüllt sind. Für die Elektronenkonzentration n_i des i. Subbandes gilt.

$$n_i = \frac{m^*(E_F - E_i)}{\pi \hbar^2} \quad i = 1, 2.. \quad (2.1)$$

Die bei der Berechnung der Konzentration benutzte Zustandsdichte pro Subband ist für den 2-dimensionalen Fall energieunabhängig:

$$D_i = \frac{k}{2\pi} \frac{dk}{dE} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.2)$$

Da bei den in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen i.a. nur das 1. Subband besetzt war, entspricht n_1 damit der Gesamtladungsträgerkonzentration n_{2D} . Die zur Charakterisierung des ballistischen Transports wichtige Fermi-Wellenzahl k_F sowie die Fermi-Geschwindigkeit v_F können unter Berücksichtigung von Gl. (2.1) direkt aus der Elektronenkonzentration bestimmt werden:

$$k_F = \sqrt{2\pi n_{2D}} \quad (2.3)$$

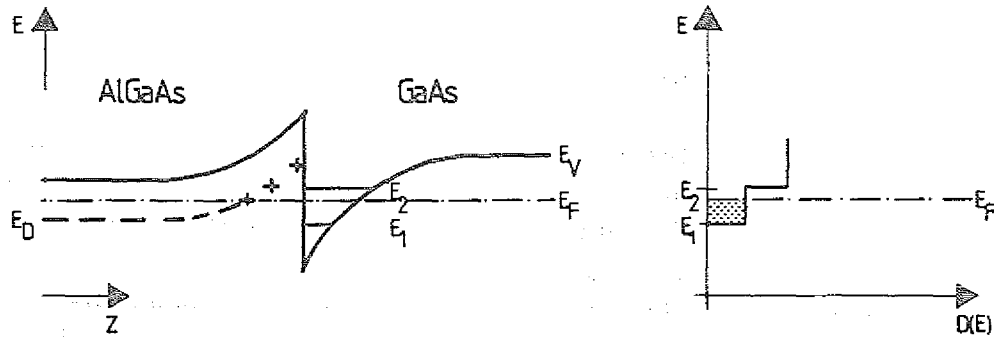


Abbildung 2.1: Qualitativer Bandverlauf eines 2-dimensionalen Elektronengases am Beispiel einer AlGaAs/GaAs-Heterostruktur. Die zugehörige elektronische Zustandsdichte $D(E)$ ist ebenfalls eingezeichnet.

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{n_{2D}}{2\pi}} \quad (2.4)$$

Ein wesentlicher Vorteil der modulationsdotierten Struktur ist die räumliche Separation zwischen den ionisierten Donatoren auf der einen Seite und den Elektronen auf der anderen Seite der Grenzfläche. Dadurch wird die Störstellenstreuung, die bei tiefen Temperaturen sonst der wesentliche Streumechanismus ist, weitgehend unterdrückt. Die Reduktion der Streuung führt bei tiefen Temperaturen zu einer signifikanten Erhöhung der Beweglichkeit μ [10]. Bei höheren Temperaturen ist die Beweglichkeit hauptsächlich durch die Phononenstreuung [11] begrenzt, so daß sich hier kaum strukturbedingte Verbesserungen in der Beweglichkeit ergeben.

Zur Erreichung hoher Beweglichkeiten gibt es verschiedene Ansätze, die zu einer Optimierung der Transportgrößen führen. Die zur Zeit in dieser Hinsicht am meisten verwendeten Heterostrukturen bestehen aus einem AlGaAs/GaAs-Schichtsystem. Der Vorteil dieser Halbleiterkombination ist, daß sich die Elektronen im binären Material bewegen und dadurch keine Legierungsstreuung, wie in ternären Materialien üblich [12],[13], auftritt. Eine wesentliche Verbesserung in den Beweglichkeitswerten erhält man, wenn zwischen der dotierten AlGaAs-Schicht und dem GaAs-Leitungskanal eine dünne undotierte AlGaAs-Schicht (Spacer) eingebracht wird. Durch den nun größeren Abstand zwischen Donatoren und Elektronen im leitenden Kanal wird die Streuung der Elektronen weiter reduziert, was zu einer höheren Beweglichkeit führt [14], [15]. Es wurden inzwi-

schen in diesem Materialsystem Beweglichkeiten im Bereich von $10^3 \text{ m}^2/\text{Vs}$ erzielt [16],[17],[18].

Verspannte modulationsdotierte $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ -Heterostrukturen, deren leitender Kanal aus einer nur wenige nm-dicken InGaAs -Schicht mit erhöhtem Indium-Gehalt ($x > 0.53$) besteht, eignet sich, aufgrund der dabei erzielten hohen Beweglichkeiten von $45 \text{ m}^2/\text{Vs}$ [19],[20], ebenfalls für zukünftige ballistische Bauelemente.

2.2 Charakteristische Transportlängen

Im allgemeinen wird die Bewegung der Elektronen in Halbleitern durch verschiedene Streuprozesse beeinflusst. Eine Einordnung kann hierbei durch die Definition der mittleren freien Weglänge erfolgen. Diese gibt die Länge an, innerhalb derer sich ein Elektron zwischen zwei Streueignissen ungestört bewegen kann. Je nach experimenteller Fragestellung und den äußeren Bedingungen, wie Probengeometrie oder Temperatur, sind unterschiedliche Streuprozesse für den elektronischen Transport relevant.

2.2.1 Mittlere elastische freie Weglänge

Beschränkt man sich bei der Beschreibung auf elastische Streueignisse, so kann hier eine Charakterisierung durch die mittlere elastische freie Weglänge l_e erfolgen. Elastisch bedeutet hier, daß beim Streuprozess kein Energieübertrag stattfindet. Die mittlere elastische freie Weglänge ist durch die Strecke festgelegt, welche die Elektronen mit der Fermi-Geschwindigkeit v_F innerhalb der Relaxationszeit τ_e zurücklegen [21]:

$$l_e = v_F \tau_e(E_F), \quad (2.5)$$

Die energieabhängige Relaxationszeit $\tau_e(E)$ wird aus dem Integral der Streuwahrscheinlichkeit $P(\theta)$ über die Fläche der Energie E im $\underline{k}$ -Raum berechnet:

$$\frac{1}{\tau_e(E)} = \int_{E=\text{const}} P(\theta) \frac{D(\underline{k})}{|\nabla_{\underline{k}} E|} d\underline{k} \quad (2.6)$$

Hierbei ist $D(\underline{k})$ die Zustandsdichte im $\underline{k}$ -Raum und θ der Streuwinkel. Die hier definierte Relaxationszeit findet vor allem dort Anwendung, wo keine Verschiebung der Fermi-Verteilung durch äußere Felder stattfindet, wie z.B. beim de Haas-van Alphen-Effekt.

Bei elektrischen Transportmessungen wird zur Ermittlung von τ_e noch eine Gewichtung über den Streuwinkel θ vorgenommen:

$$\frac{1}{\tau_e(E)} = \int_{E=\text{const}} P(\theta)(1 - \cos \theta) \frac{D(\underline{k})}{|\nabla_{\underline{k}} E|} d\underline{k} \quad (2.7)$$

Ein typischer elastischer Streuprozess ist z.B. die Streuung an geladenen Störstellen. Mit der Beziehung $\tau = m^* \mu / e$ [22] kann direkt der Zusammenhang zwischen l_e und der aus den Transportmessungen im diffusiven Regime ermittelten Beweglichkeit μ angegeben werden:

$$l_e = \frac{v_F m^* \mu}{e} \quad (2.8)$$

Bei der vorher zitierten Beweglichkeit von $10^3 \text{ m}^2/\text{Vs}$ [16] ergeben sich, unter Berücksichtigung der Elektronenkonzentration, z.B. mittlere elastische freie Weglängen von mehr als $100 \mu\text{m}$.

2.2.2 Phasenkohärenzlänge

Durch inelastische Streuprozesse wird die Phase der Elektronen im Gegensatz zur elastischen Streuung in undefinierter Weise verändert. Die inelastische freie Weglänge (Phasenkohärenzlänge) ergibt sich beim diffusiven Transport aus der inelastischen Streuzeit τ_ϕ und der Diffusionskonstante D zu:

$$l_\phi = \sqrt{D \tau_\phi} \quad (2.9)$$

Bei tiefen Temperaturen kann der Beitrag der Phononenstreuung weitgehend vernachlässigt werden, so daß als phasenbrechender Prozeß allein die Elektron-Elektron-Streuung berücksichtigt werden muß. Der Beitrag der Elektron-Elektron-Streuung setzt sich im wesentlichen aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen wird durch die thermische Aufweitung der Fermi-Verteilung die Streurate entsprechend:

$$\frac{1}{\tau_\phi} \sim T^2 |\ln T| \quad (2.10)$$

erhöht. Zum anderen hängt τ_ϕ von der Überschußenergie Δ des betrachteten Elektrons bezüglich des Fermi-Niveaus E_F ab. Je größer der energetische Abstand von E_F ist, um so mehr Zustände finden sich für das Elektron, in die es hineingestreut werden kann, deshalb nimmt τ_ϕ mit wachsender Überschußenergie ab. In zwei Dimensionen gilt nach [23] folgende Beziehung:

$$\frac{1}{\tau_\phi} \sim \Delta^2 |\ln \Delta| \quad (T = 0). \quad (2.11)$$

2.3 Transportregime

Für die Klassifizierung des elektronischen Transports müssen die vorher diskutierten elastischen und inelastischen freien Weglängen l_e , l_ϕ mit der Dimension L der betrachteten Struktur in Beziehung gebracht werden. Man unterscheidet hier zwischen drei Regimen [24]:

$$\begin{array}{ll}
l_\phi < l_e < L & \text{klassisch-diffusiv} \\
l_e \ll L \ll l_\phi & \text{mesoskopisch} \\
L < l_e < l_\phi & \text{ballistisch}
\end{array}$$

Im *klassisch-diffusiven* Regime kann der elektronische Transport durch das Drude-Modell beschrieben werden. Die am Transport beteiligten Elektronen haben aufgrund der geringen Phasenkohärenzlänge reinen Teilchencharakter.

Im Gegensatz dazu kommt es im *mesoskopischen* Regime zu einer Vielzahl von elastischen Stößen innerhalb der Struktur, jedoch lassen sich aufgrund der größeren inelastischen Weglänge l_ϕ Interferenzeffekte, wie z.B. universelle Leitfähigkeitsfluktuationen [25], [26] oder Aharonov-Bohm-Oszillationen [27], nachweisen.

Moderne Strukturierungsmethoden sowie die hohen Beweglichkeiten der Elektronen in den 2-dimensionalen Elektronengasen erlauben es, Proben herzustellen, bei denen die elastische freie Weglänge l_e größer als die Dimension L der Strukturen ist. Die Elektronen bewegen sich hier *ballistisch* innerhalb der Struktur [3],[4].

Experimentell wurde die Anwendbarkeit von Gl. (2.11) zur Berechnung der inelastischen Streuzeit τ_ϕ auch für den ballistischen Transport bestätigt [28]. Zur Bestimmung von l_ϕ muß Gl. (2.9), die nur für das diffusive, bzw. mesoskopische Regime gültig ist, allerdings analog zur elastischen freien Weglänge l_e durch

$$l_\phi = v(\Delta)\tau_\phi \quad (T = 0) \quad (2.12)$$

mit

$$v(\Delta) = \sqrt{2(E_F + \Delta)/m^*} \quad (2.13)$$

ersetzt werden. Diesbezügliche Berechnungen von l_ϕ im ballistischen Regime sind von Fasol [29] vorgenommen worden. Danach ist die Kohärenzlänge für $\Delta < 0.6\text{meV}$ bei $T = 0.1\text{K}$ größer als $10\mu\text{m}$, wenn man eine Konzentration von $n_{2D} = 3 \cdot 10^{15}\text{m}^{-2}$ zugrunde legt.

2.4 Der Landauer-Büttiker-Formalismus

Zur Analyse der elektronischen Transporteigenschaften wird im allgemeinen über zwei Kontakte ein Strom eingespeist und an zwei, nicht notwendigerweise verschiedenen Kontakten, die Antwort des Systems in Form einer elektrischen Spannung gemessen. Der Quotient von Spannung und Strom kann als makroskopischer Widerstand definiert werden. Makroskopisch deshalb, weil hier nur die globalen Eigenschaften der Probe eingehen.

Eine sehr anschauliche Interpretation des makroskopisch gemessenen Widerstandes einer Probe geht auf Arbeiten von Landauer [30],[31],[32] und Büttiker [33],[34] zurück. Der dort definierte Widerstand $R_{mn,kl}$ ist so zu verstehen, daß

zwischen den Kontakten 'n,m' ein Strom eingeprägt wird und über die Kontakte 'k,l' eine Spannungsmessung vorgenommen wird. Mit Hilfe des nachfolgend erläuterten Landauer-Büttiker-Formalismus können die meisten der hier experimentell untersuchten Transportphänomene ballistischer Elektronen in einen theoretischen Zusammenhang gebracht werden.

2.4.1 Widerstand

Zur Erklärung des oben genannten Formalismus soll ein Probe betrachtet werden, die über jeweils vier Zuleitungen mit unterschiedlichen Reservoiren für Ladungsträger verbunden ist, Abb. 2.2. Diese Reservoirie besitzen jeweils das chemische Potential μ_i ($i = 1..4$) und dienen als Quelle bzw. Senke von in die Zuleitung abgegebenen bzw. aus dem Leiter ankommenden Elektronen. Bei $T = 0$ kann das i -te Reservoir Elektronen mit einer maximalen Energie von μ_i in das System einspeisen. Das hier betrachtete System sei nun in soweit eingeschränkt, daß innerhalb der eigentlichen Probe nur elastische Stöße vorkommen können. Sämtliche inelastische Prozesse seien auf die angeschlossenen Reservoirie beschränkt. Die Analyse der verschiedenen Anteile des Elektronentransports in der Probe wird wesentlich erleichtert, wenn man annimmt, daß innerhalb der Zuleitungen zwischen Reservoir und Probe keinerlei Stöße stattfinden.

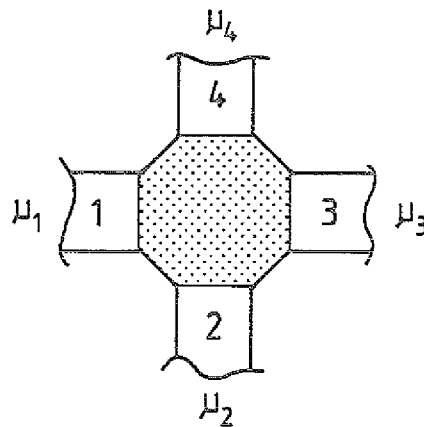


Abbildung 2.2: Prinzipielle Anordnung zur Messung des Widerstandes nach Landauer-Büttiker. Die eigentliche Probe ist über vier ideale Zuleitungen mit den jeweiligen Reservoirien verbunden.

Es sollen nun exemplarisch die Teilströme in der Zuleitung '1' untersucht werden, die zusammengenommen den Nettostrom I_1 ergeben. Der über das Reservoir

'1' eingespeiste Strom ist dabei:

$$I = e \int_0^{\mu_1} D_{1D}(E) v(E) dE. \quad (2.14)$$

Da es sich bei der Zuleitung um ein 1-dimensionales System handelt, muß entsprechend die 1-dimensionale Zustandsdichte eingesetzt werden:

$$D_{1D}(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{dE}{dk} \right)^{-1} = \frac{2}{hv}, \quad (2.15)$$

Da in diesem Fall das Produkt aus eindimensionaler Zustandsdichte D_{1D} und Geschwindigkeit v eine Konstante ist, ergibt sich schließlich für den Strom aus dem Reservoir '1' folgende einfache Form:

$$I = \frac{2e}{h} \mu_1 \quad (2.16)$$

Ein Teil des so eingepprägten Stromes wird von der Probe in den Leiter zurückreflektiert. Sei allgemein $\mathcal{R}_{ii}$ die Wahrscheinlichkeit für die Reflexion von Leiter 'i' zurück in 'i', so ist dieser Anteil hier:

$$I_{\mathcal{R}} = -\frac{2e}{h} \mathcal{R}_{11} \mu_1 \quad (2.17)$$

Gleichzeitig werden aus den drei übrigen Leitern Elektronen in '1' transmittiert, so daß sich mit den Transmissionswahrscheinlichkeiten $\mathcal{T}_{ij}(i \leftarrow j)$ folgender Anteil ergibt:

$$I_{\mathcal{T}} = -\frac{2e}{h} \sum_{j=2}^4 \mathcal{T}_{1j} \mu_j \quad (2.18)$$

Der Nettostrom in Leitung '1' ist folglich:

$$I_1 = \frac{2e}{h} \left[(1 - \mathcal{R}_{11}) \mu_1 - \sum_{j=2}^4 \mathcal{T}_{1j} \mu_j \right] \quad (2.19)$$

Die obige Beziehung läßt sich weiter verallgemeinern, wenn man annimmt, daß innerhalb des Leiters 'i' nicht nur ein Kanal sondern $\mathcal{N}_i$ Kanäle für den Transport zur Verfügung stehen. Für den Strom in Leitung 'i' erhält man dann:

$$I_i = \frac{2e}{h} \left[(\mathcal{N}_i - \mathcal{R}_{ii}) \mu_i - \sum_{j \neq i} \mathcal{T}_{ij} \mu_j \right] \quad (2.20)$$

Die Normierung der Wahrscheinlichkeiten verlangt dabei zusätzlich:

$$\mathcal{N}_i - \mathcal{R}_{ii} = \sum_{j \neq i} \mathcal{T}_{ij} \quad (2.21)$$

Wird nun bei einer bestimmten Meßkonfiguration ein Strom I_{mn} über die Kontakte 'm,n' eingeprägt und die entsprechende Spannungsmessung an den Kontakten 'k,l' vorgenommen, so ist der 4-Punkt-Widerstand $R_{mn,kl}$ wie folgt definiert:

$$R_{mn,kl} = \frac{\mu_k - \mu_l}{eI_{mn}} \quad (2.22)$$

2.4.2 Symmetrien

Für den makroskopischen Widerstand $R_{mn,kl}$ gelten einige Symmetriebeziehungen bezüglich der Vertauschung der Kontakte und eines von außen angelegten Magnetfeldes. Unter Anwendung der Beziehung (2.20) läßt sich der Widerstand $R_{mn,kl}$ in die folgende Form bringen:

$$R_{mn,kl} = \frac{h}{2e^2} \frac{T_{km}T_{ln} - T_{kn}T_{lm}}{D} \quad (2.23)$$

D ist dabei eine Subdeterminante der Matrix, die durch das Gleichungssystem 2.20 definiert ist und unabhängig von den Indices 'mn,kl' ist [34], [35]. Die genaue Form dieser Determinante ist für die Betrachtung der Symmetrie nur von untergeordneter Bedeutung und wird deshalb hier nicht angegeben. Für die Vertauschung der Strom- bzw. Spannungskontakte ergeben sich aufgrund von Gl. (2.23) folgende Relationen:

$$R_{mn,kl} = -R_{mn,lk} = -R_{nm,kl} = R_{nm,lk} \quad (2.24)$$

Bei einem von außen angelegten Magnetfeld gilt für die Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten:

$$\mathcal{R}_{ii}(B) = \mathcal{R}_{ii}(-B) \quad \mathcal{T}_{ij}(B) = \mathcal{T}_{ji}(-B), \quad (2.25)$$

so daß sich für die Vertauschung von Strom- und Spannungskontakten:

$$R_{mn,kl}(B) = R_{kl,mn}(-B) \quad (2.26)$$

als Symmetrierelation ergibt [35].

2.5 Der Punktkontakt

Bei einem Punktkontakt wird der Elektronentransport in einem 2-dimensionalen Elektronengas in einer weiteren Richtung beschränkt. Dies geschieht entweder durch verschiedene Ätztechniken [36] oder durch laterale Verarmung mittels einer Split-Gate-Anordnung über der Heterostruktur [3],[4]. Von einem Quantenpunktkontakt (QPC) spricht man dann, wenn die Größe der Öffnung vergleichbar mit der Fermi-Wellenlänge des Elektronengases ist und der Elektronentransport

innerhalb des Punktkontaktes ballistisch ist. Der Split-Gate-Punktkontakt bietet gegenüber dem geätzten Punktkontakt den Vorteil, daß die Weite der Öffnung durch die am Gate anliegende Spannung in weiten Bereichen verändert werden kann. Da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich Split-Gate-Punktkontakte verwendet wurden, beschränkt sich der folgende Teil nur auf diese Bauart.

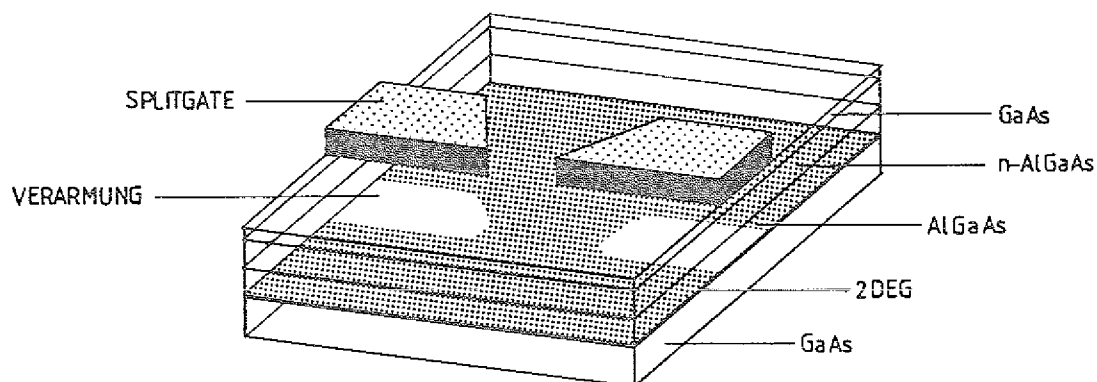


Abbildung 2.3: Wirkungsweise eines Punktkontaktes. Durch Anlegen einer negativen Spannung am Split-Gate wird das darunterliegende Elektronengas verarmt. Die Elektronen müssen sich folglich beim elektrischen Transport durch die verbleibende Öffnung bewegen.

Die Funktionsweise eines Punktkontaktes soll anhand von Abb. 2.3 erläutert werden. Mittels Elektronenstrahlolithographie wird auf die Oberfläche der Heterostruktur ein Metallgate aufgebracht, in dem sich eine Öffnung von ungefähr 200nm befindet. Die Metallschicht bildet mit dem Halbleiter einen Schottky-Kontakt, welcher bei Anlegen einer genügend großen negativen Spannung am Metall zu einer vollständigen Verarmung des unter dem Gate befindlichen Elektronengases führt. Es bildet sich eine positive Raumladungszone im Halbleiter aus. Beim Stromtransport werden somit die Elektronen gezwungen, die Öffnung zwischen den Gates zu passieren. Durch Vergrößerung der negativen Spannung, was einer Vergrößerung der Raumladungszone gleichkommt, kann die Öffnung im Punktkontakt weiter verringert werden. Ist der Abstand der Gates klein genug, kann die Öffnung ab einer bestimmten Gate-Spannung auch ganz geschlossen werden (Pinch-Off).

2.5.1 Der Potentialverlauf in einem Punktkontakt

Die Ermittlung des genauen Potentialverlaufs im Punktkontakt erfordert aufwendige selbstkonsistente Berechnungen. Derartige Berechnungen wurden von S.E.Laux et al. [37] für eine Geometrie, die mit der unserigen vergleichbar ist, durchgeführt. Den Potentialverlauf für einen 400nm breiten Punktkontakt zeigt Abb. 2.4. Solange sich noch relativ viele Elektronen innerhalb des Punktkontaktes befinden ist der Potentialverlauf an den Rändern parabolisch mit einem nahezu konstanten Bereich in der Mitte. Bei zunehmender Verarmung ergibt sich dann ein vollständig parabolischer Verlauf. Die laterale Einengung der Elektronen geht einher mit einer kontinuierlichen Erhöhung der potentiellen Energie und einer Erniedrigung der Elektronenkonzentration im Punktkontakt.

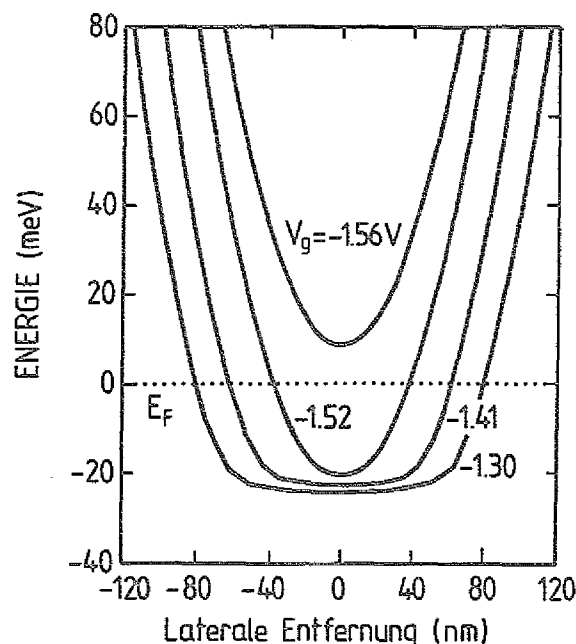


Abbildung 2.4: Berechneter lateraler Potentialverlauf für einen 400nm breiten Split-Gate-Punktkontakt für verschiedene Gate-Spannungen [37].

Bei den Berechnungen in [37] wurde die statistische Verteilung der Donatoren nicht mitberücksichtigt, sondern nur eine konstante positive Raumladung angenommen. Bezieht man den speziellen Potentialverlauf der positiv geladenen Donatoren mit in die Berechnung für das Potentialprofil ein, so ergeben sich zusätzlich starke Potentialfluktuationen innerhalb des Punktkontaktes [38]. Die statistische Verteilung der Donatoren macht es daher nahezu unmöglich, das Potentialprofil für den jeweiligen Punktkontakt genau zu ermitteln.

Für viele Anwendungen reicht es aus, für das Potential in den Punktkontakten vereinfachte Formen anzunehmen. Je nach Fragestellung kann z.B. ein

Rechteckpotential:

$$V(x) = \begin{cases} V_0, & |x| \leq a \\ \infty, & |x| > a \end{cases} \quad (2.27)$$

oder ein parabolisches Potential angenommen werden [39]:

$$V(x) = \frac{1}{2m^*} \omega_0^2 x^2 + V_0 \quad (2.28)$$

2.5.2 Klassischer Transport durch einen Punktkontakt

Bevor auf die quantenmechanischen Eigenschaften des Punktkontaktes näher eingegangen wird, soll hier kurz der klassische Elektronentransport durch einen derartigen Kontakt erläutert werden [40]. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen beide Seiten des Punktkontaktes ergibt sich, durch die daraus folgende Differenz in den elektrochemischen Potentialen gemäß $\delta\mu = eV$, eine Verschiebung δn der Elektronenkonzentration zwischen beiden Seiten:

$$\delta n_{2D} = D_{2D}(E_F) \delta\mu \quad (2.29)$$

Als Folge stellt sich ein Nettostrom durch den Punktkontakt gemäß:

$$I = \frac{e}{2} \delta n_{2D} < v_F > W \quad (2.30)$$

ein, dabei ist W die Weite des Punktkontaktes und $< v_F >$ die über den Halbraum auf der einen Seite des Punktkontaktes gemittelte Fermi-Geschwindigkeit. Voraussetzung für die Mittelung über v_F ist allerdings, daß $\delta n \ll n$ ist. Für die Leitfähigkeit G durch den Punktkontakt ergibt sich dann schließlich nach Ausführung der Mittelung und Ersetzung von v_F durch $\hbar k_F / m^*$:

$$G = \frac{Ie}{\delta\mu} = \frac{2e^2}{h} \frac{k_F W}{\pi}. \quad (2.31)$$

Bei der obigen Beziehung handelt es sich um die klassische Sharvin-Punktkontaktformel [41] angewendet auf zwei Dimensionen.

2.5.3 Quantisierte Leitfähigkeit

Für die Berechnung der Leitfähigkeit kann näherungsweise ein Rechteckpotential, insbesondere für höhere Elektronenkonzentrationen im Punktkontakt oder ein parabolischer Verlauf, für geringere Elektronenkonzentrationen, angenommen werden. Der Hamiltonoperator für das 2-dimensionale System hat dann mit dem jeweiligen Potentialverlauf $V(x)$ die folgende Form:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(x) \quad (2.32)$$

Für ein Rechteckpotential Gl. (2.27) ergeben sich folgende Energieeigenwerte:

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.33)$$

Bei einem parabolisches Potential Gl. (2.28) erhält man für die Schrödinger-Gleichung die Eigenwerte des harmonischen Oszillators:

$$E_n = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.34)$$

Der jeweils letzte Term in den Energieeigenwerten repräsentiert die Energiedispersion der freien Elektronenbewegung in der y-Richtung. Der Verlauf der Energie in Abhängigkeit von k_y ist in Abb. 2.5 für ein parabolisches Potential gezeigt. Die 1-dimensionalen Subbänder sind hierbei durch den Energiebetrag $\hbar\omega_0$ getrennt.

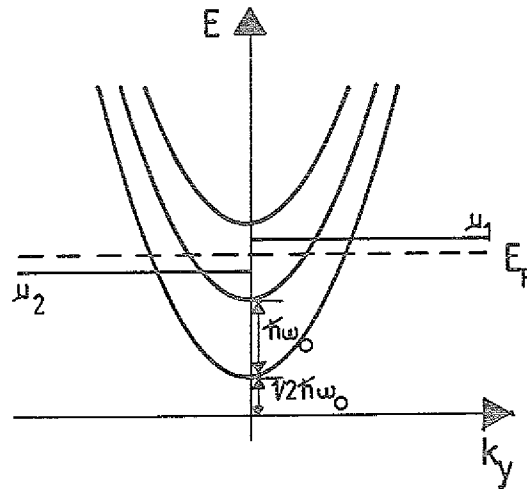


Abbildung 2.5: *Energiedispersion für ein parabolisches Potential im Punktkontakt. Die Subbänder sind jeweils durch den Energiebetrag $\hbar\omega_0$ voneinander getrennt.*

Die Leitfähigkeit des Punktkontaktes kann direkt mit Hilfe des Landauer-Büttiker-Formalismus, diesmal jedoch auf nur zwei Kontakte angewendet, berechnet werden. Der Punktkontakt ist dabei an beiden Seiten mit Reservoirs verbunden, die jeweils die chemischen Potentiale μ_1 bzw. μ_2 besitzen. In Abb. 2.5 sind diese Potentiale für die beiden Seiten des Kontaktes eingezeichnet. Die Anzahl $\mathcal{N}$ der Kanäle innerhalb des Punktkontaktes entspricht hierbei der Anzahl der bis zum Fermi-Niveau besetzten Subbänder. Für zwei Kontakte ergeben sich analog zu Gl. (2.20) dann folgende Beziehungen:

$$(\hbar/2e)I = (\mathcal{N} - \mathcal{R}_{11})\mu_1 - \mathcal{T}_{12}\mu_2 \quad (2.35)$$

$$-(\hbar/2e)I = (\mathcal{N} - \mathcal{R}_{22})\mu_2 - \mathcal{T}_{21}\mu_1 \quad (2.36)$$

Aufgrund der Normierungsbedingung gilt hier für $B = 0$:

$$\mathcal{T}_{12} = \mathcal{T}_{21} = \mathcal{T} = \mathcal{N} - \mathcal{R}_{11} = \mathcal{N} - \mathcal{R}_{22}, \quad (2.37)$$

so daß man für die Leitfähigkeit schließlich:

$$G = I/V = \frac{Ie}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{2e^2}{h} \mathcal{T}, \quad (2.38)$$

erhält. Findet keine Rückstreuung statt, wird $\mathcal{T} = \mathcal{N}$ und die Leitfähigkeit im Punktkontakt ist damit:

$$G = \frac{2e^2}{h} \mathcal{N} \quad (2.39)$$

Die Leitfähigkeit in einem Punktkontakt tritt demnach in Stufen als Vielfaches von $2e^2/h$ auf. Wird der Betrag der negativen Gate-Spannung bei einem Punktkontakt erhöht, so wird die Breite des Potentialtopfes kleiner. Dies hat eine größere Separation der einzelnen Energieniveaus zur Folge, so daß die Anzahl $\mathcal{N}$ der bis zum Fermi-Niveau besetzten Subbänder und damit die Leitfähigkeit G stufenweise verringert wird.

Die Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Gate-Spannung, kann auf mehrere Arten von dem idealen stufenweisen Verlauf abweichen. Die obigen Berechnung sind nur für den idealisierten Fall bei einer Temperatur von $0K$ durchgeführt worden. Bei einer endlichen Temperatur kommt es wegen der Aufweichung an der Fermi-Kante zu einer Abrundung der idealen Stufenform [42]. Die geometrische Form des Punktkontaktes geht ebenso in die Form der Stufen ein. Scharfe Kanten führen hierbei zu Reflexionen der ein- und auslaufenden Wellenfunktion, was dann zu Oszillationen innerhalb der Plateaus in der Leitfähigkeit führt [42], [43]. Störstellen im Punktkontakt verursachen durch die bereits oben erläuterten Potentialfluktuationen zumindest in theoretischen Berechnungen zusätzliche Strukturen im Verlauf der Leitfähigkeit [44].

Wird in z -Richtung d.h. senkrecht zum Punktkontakt ein Magnetfeld angelegt, so kommt es zu einer stärkeren Aufspaltung der Subbänder im Punktkontakt. Für den Fall des parabolischen Potentialverlaufs kann die Energieaufspaltung $\hbar\omega$ dieser magneto-elektrischen-Subbänder mit Hilfe der Beziehung $\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2$ und der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m^*$ berechnet werden [45],[39].

2.6 Elektronenfokussierung

Die im vorhergehenden Abschnitt besprochenen Punktkontakte können auch als Injektor bzw. Kollektor für ballistische Elektronen dienen [1], [46], [47], [48]. Es soll nun zuerst eine Anordnung beschrieben werden, bei der die Punktkontakte nebeneinander angeordnet sind, Abb. 2.6. Über den linken Punktkontakt wird mittels zweier ohmscher Kontakte eine Stromquelle angeschlossen, so daß

dieser als Injektor für Elektronen wirkt. Der injizierte Strom wird mit Hilfe eines Magnetfeldes abgelenkt. Der Anteil des ballistischen Stromes, welcher nach der Ablenkung in den Kollektorpunktkontakt gelangt, wird, wie Abb. 2.6 zeigt, mittels einer Spannungsmessung detektiert. Die am Kollektorpunktkontakt abfallende Spannung kommt dadurch zustande, daß durch den ballistischen Strom $I_{ball.}$ hinter der Punktkontaktöffnung so lange Ladungen angesammelt werden, bis durch die aufgebaute Spannung der Rückstrom $I_{rück}$ dem Strom $I_{ball.}$ entspricht (siehe kleines Bild in Abb. 2.6). Der Nettostrom $I_{rück} + I_{ball.}$ durch den Kollektorpunktkontakt ist also Null.

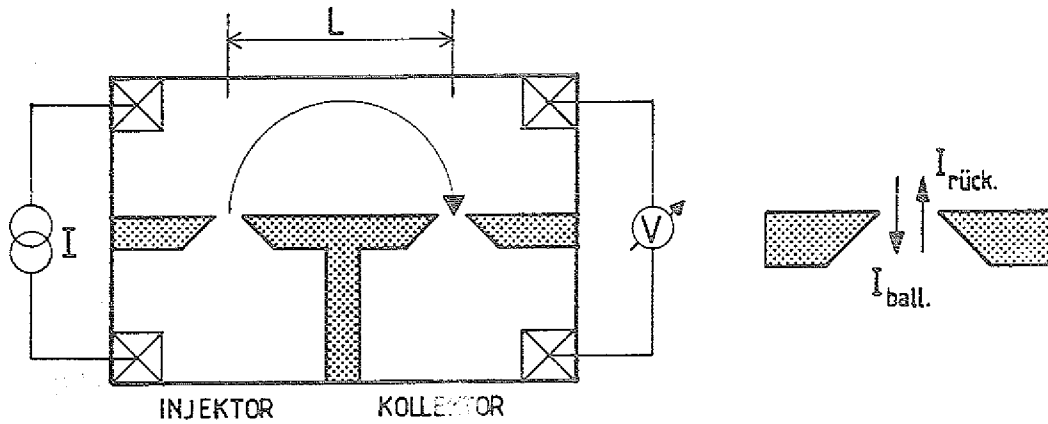


Abbildung 2.6: Meßanordnung zur Messung von nebeneinanderliegenden Punktkontakten. Das kleine Bild zeigt die beiden Ströme, die durch den Kollektorpunktkontakt fließen.

Durch ein Magnetfeld, welches senkrecht zur Ebene des 2-dimensionalen Elektronengases orientiert ist, werden die injizierten Elektronen aufgrund der Lorentzkraft $F_L = ev_F B$ auf Kreisbahnen gelenkt. Hierbei heben sich im Gleichgewicht Zentrifugalkraft $F = m^* v_F^2 / r$ und Lorentzkraft gegenseitig auf, wodurch sich der Zyklotronradius r_C ergibt:

$$r_C = \frac{m^* v_F}{eB}, \quad (2.40)$$

Ist das Magnetfeld gerade so groß, daß gilt $2r_C = L$, wobei L der Abstand der Punktkontakte ist, werden die Elektronen direkt vom Injektor in den Kollektor fokussiert. Das Gate zwischen den beiden Punktkontakten wirkt zusätzlich noch als Spiegel für die Elektronen, so daß die darauf auftreffenden Elektronen dort totalreflektiert werden. Dies hat zur Folge, daß für die Bedingung $2pr_C = L$ mit $p = 2, 3, \dots$ ebenfalls Elektronen in den Kollektor fokussiert werden, Abb. 2.7.

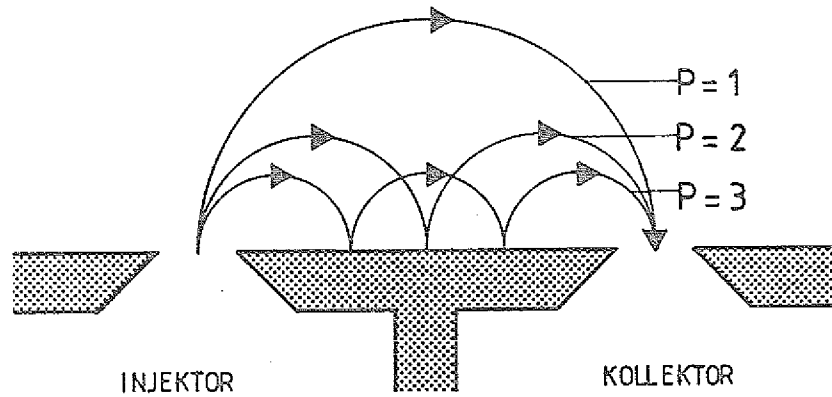


Abbildung 2.7: Trajektorien der senkrecht emittierten Elektronen für verschiedene Magnetfelder bei denen die Bedingung $2pr_C = L$, $p = 1, 2, 3$ erfüllt ist.

Da die Elektronenkonzentration n_{2D} über die Beziehung:

$$n_{2D} = \frac{m^{*2} v_F^2 2\pi}{h^2} \quad (2.41)$$

mit der Fermi-Geschwindigkeit zusammenhängt, kann über die B-Felder, bei denen eine Fokussierung stattfindet, die Elektronenkonzentration n_{2D} gemäß:

$$n_{2D} = 2\pi \left(\frac{LeB}{2hp} \right)^2, \quad (p = 1, 2, 3..) \quad (2.42)$$

berechnet werden.

Durch die halbkreisförmige Bewegung der Elektronen wird der aus dem Injektor divergent emittierte Elektronenstrahl wieder an der Position des Kollektorpunktkontaktes gebündelt, so daß ein Fokussierungseffekt zu beobachten ist. Ist $[-\Delta\varphi/2, \Delta\varphi/2]$ der Winkelbereich der emittierten Elektronen, so beschränkt sich der Bereich $[L - \Delta w/2, L + \Delta w/2]$ in dem Elektronen bei einem Punktkontaktabstand L am Kollektor auftreten auf:

$$\Delta w = 2L \frac{\sin^2(\Delta\varphi/4)}{1 - \sin^2(\Delta\varphi/4)}, \quad (p = 1) \quad (2.43)$$

Der Zyklotronradius r_C muß dabei so groß sein, daß $r_C = L + \Delta w/2$ gilt. Nimmt man an, daß der Winkelbereich der emittierten Elektronen $[-45^\circ, +45^\circ]$ und der Abstand der Punktkontakte $1\mu m$ beträgt, so ergibt sich ein Auftreffbereich Δw von $340nm$. Für Öffnungen des Kollektors, die größer als Δw sind werden somit,

bis auf die Verluste durch Streuprozesse, wieder alle Elektronen eingesammelt, wenn das Magnetfeld entsprechend eingestellt ist. Durch Punktkontakte, die in unterschiedlichen Abständen nebeneinander angeordnet sind, kann über die jeweiligen Verluste die sog. *ballistische* freie Weglänge ermittelt werden [49],[50].

2.7 Kollimation

Ordnet man die Punktkontakte in einigen μm Abstand gegenüber an, so kann damit das Abstrahlverhalten der einzelnen Punktkontakte genauer untersucht werden [51], [52]. Da die Emission aus einem Punktkontakt für die Auswertung von elektronenoptischen Anordnungen von großer Bedeutung ist, soll hierauf detaillierter eingegangen werden.

Es gibt im wesentlichen zwei Prozesse, die die Emission von Elektronen aus einem Punktkontakt beeinflussen [53]. Der erste ist die Bündelung des Strahls durch die Potentialbarriere, die sich im Punktkontakt durch die angelegte Gate-Spannung ausbildet (siehe dazu auch Abb. 2.8 a)). Wäre keine Potentialbarriere vorhanden, könnten alle am Punktkontakt ankommenden Elektronen im Halbraum den Punktkontakt passieren. Bei einer Barriere eV_0 im Punktkontakt muß hingegen klassisch die Impulskomponente senkrecht zur Öffnung mindestens den Wert:

$$p_x = \sqrt{2m^*eV_0} \quad (2.44)$$

haben, damit das Elektron die Barriere überwinden kann, Abb. 2.8 a). Der Winkelbereich der einfallenden Elektronen, die den Punktkontakt durchlaufen können, wird somit eingeschränkt.

Der zweite Effekt, der eine Bündelung des Elektronenstrahls ausmacht, wird durch die geometrische Form des realen Punktkontaktes verursacht. Die experimentell hergestellten Punktkontakte weisen nicht, wie in den einfachsten Modellen angenommen, scharfe Kanten auf, sondern haben eine eher hornförmige Öffnung, Abb. 2.8 b). Durch die Reflexionen an den gekrümmten Rändern des Punktkontaktes werden, abhängig vom Öffnungswinkel, die Elektronen nur in einem relativ schmalen Winkelbereich emittiert. Nach [53] ist der Betrag des Produktes aus Hornweite W und der y -Komponente des Fermi-Wellenvektors eine adiabatische Invariante S :

$$S = k_F W \sin \varphi \quad (2.45)$$

Unter Berücksichtigung der oben diskutierten Potentialstufe ergibt sich dann insgesamt eine Einschränkung des emittierten Winkelbereiches mit dem maximalen Abstrahlwinkel φ_0 :

$$|\sin \varphi_0| < \frac{W_{\min}}{W_{\max}} \sqrt{1 - \frac{eV_0}{E_F}} \quad (2.46)$$

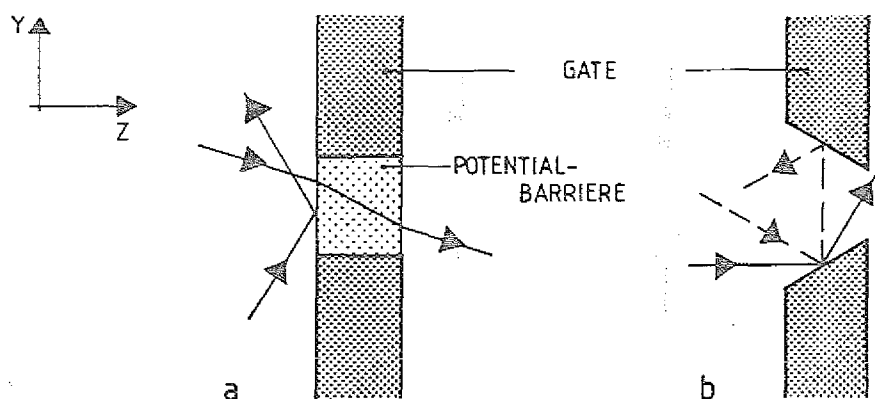


Abbildung 2.8: a) Punktkontakt mit Barriere, b) hornförmige Öffnung des Punktkontaktes

Die Weite W_{max} ist die äußere Öffnungsweite und W_{min} die innere Weite, die den Widerstand des Punktkontaktes bestimmt. Innerhalb dieses Winkelbereiches kann die Winkelverteilung der emittierten Elektronen als proportional zu $\cos \varphi$ angenommen werden. Der Grad der Bündelung kann durch den Kollimationsfaktor f charakterisiert werden [53]:

$$f = \frac{1}{\sin \varphi_0}. \quad (2.47)$$

Es soll nun im folgenden abgeleitet werden, wie aus einer 4-Punktmessung über zwei gegenüberliegende Punktkontakte der Fokussierungsfaktor jedes einzelnen Punktkontaktes bestimmt werden kann. Die zugehörige Meßkonfiguration ist in Abb. 2.9 gezeigt. Die Ableitung folgt im wesentlichen dem in Abschnitt 2.4 eingeführten Landauer-Büttiker-Formalismus und den in [53] angegebenen Rechnungen. Ausgehend von den jeweiligen Gleichungen für die Ströme (Gl. 2.20) in die einzelnen Kontakte ergeben sich für die in Abb. 2.9 gezeigte Anschlußkonfiguration, wenn man für $B = 0$, unter Ausnutzung der Symmetrie, $\mathcal{T}_{LC} = \mathcal{T}_{RC} = \mathcal{T}_C$ bzw. $\mathcal{T}_{LE} = \mathcal{T}_{RE} = \mathcal{T}_E$ einsetzt, folgende Gleichungen:

$$(h/2e)I = \mathcal{N}_E \mu_E - \mathcal{T}_E \mu_L - \mathcal{T}_E \mu_R - \mathcal{T}_{CE} \mu_C \quad (2.48)$$

$$0 = \mathcal{N}_C \mu_C - \mathcal{T}_C \mu_L - \mathcal{T}_C \mu_R - \mathcal{T}_{CE} \mu_E \quad (2.49)$$

$$0 = (\mathcal{N}_R - \mathcal{R}_R) \mu_R - \mathcal{T}_{LR} \mu_L - \mathcal{T}_E \mu_E - \mathcal{T}_C \mu_C \quad (2.50)$$

$$-(h/2e)I = (\mathcal{N}_L - \mathcal{R}_L) \mu_L - \mathcal{T}_{LR} \mu_R - \mathcal{T}_E \mu_E - \mathcal{T}_C \mu_C \quad (2.51)$$

In den zwei ersten Gleichungen, die sich auf die Punktkontakte beziehen, wurden bereits $\mathcal{N}_E - \mathcal{R}_E$ bzw. $\mathcal{N}_C - \mathcal{R}_C$ näherungsweise durch $\mathcal{N}_E$ bzw. $\mathcal{N}_C$

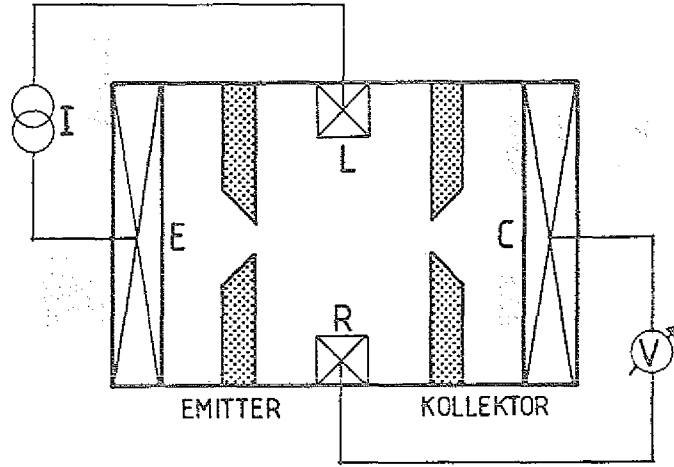


Abbildung 2.9: Anschlußkonfiguration für die Messung des Emissionsverhaltens von Punktkontakten

ersetzt. Das Gleichungssystem muß nun nach den Meßgrößen I und $V_C = (\mu_C - \mu_R)/e$ aufgelöst werden. Hierzu werden die Normalisierungsbedingungen $\mathcal{T}_E = 1/2(\mathcal{N}_E - \mathcal{T}_{CE})$, $\mathcal{T}_C = 1/2(\mathcal{N}_C - \mathcal{T}_{CE})$ bzw. $\mathcal{T}_{LR} = (\mathcal{N}_R - \mathcal{N}_L) - \mathcal{T}_C - \mathcal{T}_E$ berücksichtigt und aus Symmetriegründen $\mathcal{N}_R - \mathcal{R}_R = \mathcal{N}_L - \mathcal{R}_L \approx \mathcal{N}_R$ gesetzt. Im allgemeinen gilt für die hier diskutierte Meßkonfiguration $\mathcal{T}_{CE} \ll \mathcal{N}_E$, so daß sich schließlich ergibt:

$$V_c = \frac{h}{2e^2} I \left(\frac{\mathcal{T}_{CE}}{\mathcal{N}_E \mathcal{N}_C} - \frac{1}{4\mathcal{N}_R} \right) \quad (2.52)$$

Der Transmissionsfaktor $\mathcal{T}_{CE}$ gibt an, wieviele Elektronen aus dem Emitter direkt in den Kollektor gelangen. Ist L der Abstand zwischen den zwei Punktkontakten und W_{max}^C die Öffnungsweite des Kollektors so gilt für die Transmission aus geometrischen Überlegungen:

$$\mathcal{T}_{CE} = f_E \frac{W_{max}^C}{2L} \mathcal{N}_E \quad (2.53)$$

In der obigen Gleichung ist die Kollimation f_E des Emitters bereits mitberücksichtigt worden. Mit der Beziehung für den Kollimationsfaktor:

$$f_C = (W_{max}^C k_F) / (W_{min}^C k_{qpc}) \quad (2.54)$$

des Kollektors, wobei k_{qpc} der k-Vektor innerhalb des Punktkontaktes ist, gilt mit der Quantisierungsbedingung $W_{min}^C = \mathcal{N}_C \pi / k_{qpc}$ für die Transmission:

$$\mathcal{T}_{CE} = f_E f_C \frac{\pi}{2k_F L} \mathcal{N}_E \mathcal{N}_C \quad (2.55)$$

Berücksichtigt man noch, daß für die Anzahl der Leitungskanäle der Kontakte 'R' und 'L' gilt: $\mathcal{N}_{R,L} = Lk_F/\pi$, und die über dem Kollektor gemessene Spannung $V_C = (\mu_C - \mu_R)/e$ ist, so erhält man schließlich:

$$\frac{V_C}{I} = \frac{h}{2e^2} \left[f_E f_C - \frac{1}{2} \right] \frac{\pi}{2k_F L} \quad (2.56)$$

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß über die Messung der Kollektorspannung bei $B = 0T$ das Produkt der Kollimationsfaktoren $f_E f_C$ von Emmitter und Kollektor bestimmt werden kann. Im allgemeinen sind Emmitter- und Kollektorpunktkontakt gleichartig präpariert, so daß bei gleichen Widerständen $f_E = f_C$ angenommen werden kann. Ausgehend von dem einmal so ermittelten Wert für z.B. f_E kann dann durch nachfolgende Änderung des Kollektorwiderstandes f_C separat bestimmt werden.

Die maximale Öffnungsweite W_{max}^C des Punktkontaktes läßt sich über Gl. (2.54) unter Berücksichtigung der klassischen Leitfähigkeit G des Punktkontaktes Gl. (2.31) berechnen. Hierzu muß in Gl. (2.31) k_F durch k_{qpc} und W durch W_{min} ersetzt werden.

$$W_{max}^C = f_C G \frac{h}{2e^2} \frac{\pi}{k_F} \quad (2.57)$$

Zur Erfassung des gesamten Winkelbereiches der emittierten Elektronen wird senkrecht zum 2-dimensionalen Elektronengas ein äußeres Magnetfeld angelegt. Die Elektronen werden dadurch auf kreisförmige Bahnen abgelenkt, so daß dann die unter einem größeren Winkel emittierten Elektronen den Kollektor erreichen können.

2.8 Reflexion und Transmission

Die Lichtbrechung an Grenzflächen von Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindices ist ein wesentlicher Bestandteil der geometrischen Optik von Lichtstrahlen. Ein analoges Verhalten für ballistische Elektronen ist zu beobachten, wenn diese auf eine Grenzlinie zwischen Bereichen unterschiedlicher elektrostatischer Potentiale treffen [55]. Derartige Potentialstufen können z.B. durch Gates, die auf der Oberfläche der Heterostruktur angebracht sind, erzeugt werden.

Durch eine Potentialstufe eV_0 wird nur die Komponente des k -Vektors verändert, die senkrecht zur Grenzlinie steht. Der parallele Anteil des k -Vektors bleibt unverändert, was nach Abb. 2.10 der folgenden Beziehung entspricht:

$$k_1 \sin \varphi_1 = k_2 \sin \varphi_2 \quad (2.58)$$

Durch die Potentialstufe ändert sich der Betrag des Wellenvektors von:

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* E_F}, \quad (2.59)$$

für den Bereich ohne zusätzliches Potential, zu:

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^*(E_F - eV_0)} \quad (2.60)$$

Aus der obigen Beziehung für die Parallelkomponente des Wellenvektors ergibt sich dann das Brechungsgesetz, welches analog zum Brechungsgesetz in der geometrischen Optik ist:

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \sqrt{1 - eV_0/E_F} \quad (2.61)$$

Da für die Schichtkonzentrationen in den jeweiligen Bereichen $n_1 = m^*E_F/\pi\hbar^2$ bzw. $n_2 = m^*(E_F - eV_0)/\pi\hbar^2$ gilt, kann das Brechungsgesetz auch wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \quad (2.62)$$

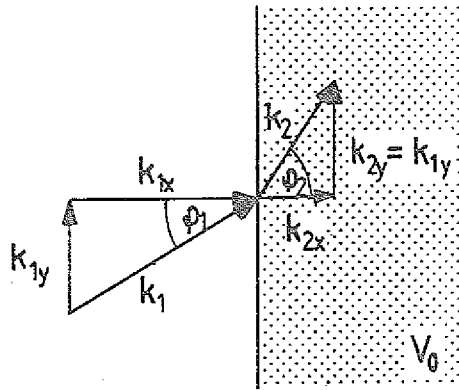


Abbildung 2.10: Änderung des Wellenvektors an der Grenzfläche

Gerade in der letzten Beziehung wird die Analogie zwischen dem Brechungsgesetz für die geometrische Optik bei Lichtstrahlen und der Brechung von Elektronen an einer Potentialstufe deutlich. $\sqrt{n_1}$ bzw. $\sqrt{n_2}$ entsprechen hierbei den Brechungsindices in der Optik. Bei der Lichtbrechung erfolgt beim Übergang vom optisch dünneren (kleinerer Brechungsindex) zum optisch dichteren Medium (größerer Brechungsindex) eine Ablenkung des Strahls hin zur Senkrechten der Grenzfläche. Das gleiche gilt für Elektronen, wenn die Elektronendichte als optische Dichte für ballistische Elektronen definiert wird. Die optische Dichte kann z.B. dadurch erhöht werden, indem eine positive Gate-Spannung angelegt wird. Mit einer negativen Gate-Spannung wird die Elektronendichte, d.h. die optische Dichte, erniedrigt.

Durch geeignete Formen der Gates auf der Oberfläche der Heterostruktur können elektrostatische Linsen erzeugt werden, welche einen divergenten Elektronenstrahl fokussieren können [5], [6]. Da die meistens als Gates verwendeten Schottky-Kontakte bei positiven Spannungen durchlässig sind, können bei dieser Gate-Ausführung nur negative bzw. geringe positive Gate-Spannungen angelegt werden. Dies hat zur Folge, daß die Linse, aufgrund der geringeren Elektronenkonzentration, aus dem optisch dünneren Material besteht. Für eine fokussierende Wirkung von Elektronenstrahlen muß das obenliegende Gate deshalb eine konkave Form besitzen. Ebenso ist es möglich, durch eine Prismenanordnung einen Strahl ballistischer Elektronen abzulenken [7].

Die Transmission bzw. Reflexion von Elektronen an einer Potentialbarriere soll mit Hilfe der stationären 1-dimensionalen Schrödinger-Gleichung für ebene Wellen abgeleitet werden. Für eine Potentialstufe der Form:

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ V_0, & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.63)$$

ergeben sich nach Einsetzen in die Schrödinger-Gleichung:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + eV(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (2.64)$$

mit $k_1 = 1/\hbar\sqrt{2m^*E}$ und $k_2 = 1/\hbar\sqrt{2m^*(E - eV_0)}$ folgende Lösungen:

$$\psi(x) = \begin{cases} e^{ik_1x} + \mathcal{R}e^{-ik_1x}, & x < 0 \\ \mathcal{T}e^{ik_2x}, & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.65)$$

Wenn die Energie E der einfallenden ebenen Welle kleiner als die Höhe der Potentialstufe eV_0 ist, wird k_2 imaginär d.h. man erhält einen exponentiellen Abfall der Wellenfunktion auf der rechten Seite. Aus den Stetigkeitsbedingungen der Wellenfunktion bzw. deren 1. Ableitung bei $x = 0$ lassen sich die Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten $\mathcal{R}$ bzw. $\mathcal{T}$ berechnen:

$$\mathcal{R} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \quad \mathcal{T} = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \quad (2.66)$$

Die Stromdichte kann mit Hilfe der Gleichung:

$$j = \frac{e\hbar}{2im^*} \left[\psi^*(x) \frac{d\psi(x)}{dx} - \psi(x) \frac{d\psi^*(x)}{dx} \right] \quad (2.67)$$

berechnet werden, nach welcher sich für Anteile rechts und links der Stufe ergibt:

$$j = \begin{cases} e\hbar k_1/m^*(1 - |\mathcal{R}|^2), & x < 0 \\ e\hbar k_2/m^*|\mathcal{T}|^2, & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.68)$$

Trifft in einem 2-dimensionalen Elektronengas der Elektronenstrahl schräg auf die Potentialstufe auf, müssen zur Berechnung der Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten die jeweils senkrechten Komponenten der Wellenvektoren herangezogen werden. Eine Totalreflexion ergibt sich dann, wenn die kinetische Energie senkrecht zur Grenzlinie der potentiellen Energie eV_0 entspricht. Entsprechend den Bezeichnungen in Abb. 2.10 erhält man für den Winkel φ_T bei dem die Totalreflexion einsetzt:

$$\varphi_T = \arccos \left(\frac{1}{\hbar k_1} \sqrt{2m^* e V_0} \right) \quad (2.69)$$

2.9 Interferenzeffekte

Bei der Erläuterung der Phasenkohärenzlänge wurde bereits darauf hingewiesen, daß diese, unter den hier gegebenen Bedingungen, durchaus vergleichbar mit den Abmessungen der untersuchten Strukturen sein kann. Welche Konsequenzen die daraus resultierenden Interferenzeffekte auf den Elektronentransport haben, soll an dieser Stelle noch ergänzend diskutiert werden.

Bei der Bewegung eines Elektrons vom Emittor 'E' zum Kollektor 'C' kann jedem möglichen Weg Γ eine komplexe Amplitude $\phi(\Gamma)$ zugeordnet werden [56], [57]. Im allgemeinen gibt es eine Vielzahl von möglichen Wegen von 'E' nach 'C', so daß für das vollständige System die Gesamtamplitude Φ betrachtet werden muß:

$$\Phi = \sum_{\text{alle } \Gamma} \phi(\Gamma) \quad (2.70)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit $\mathcal{T}_{EC}$ eines Elektrons vom Emittor zum Kollektor ergibt sich dann aus dem Absolutquadrat der Gesamtamplitude Φ :

$$\mathcal{T}_{EC} = |\Phi|^2 = \left| \sum_{\text{alle } \Gamma} \phi(\Gamma) \right|^2 \quad (2.71)$$

Im nichtrelativistischen Fall kann die komplexe Amplitude $\phi(\Gamma)$ aus der Wirkung der klassischen Bahn ermittelt werden:

$$\phi(\Gamma) = a \cdot \exp \left(\frac{i}{\hbar} S(\Gamma) \right) \quad (2.72)$$

mit

$$S(\Gamma) = \int_{t_E}^{t_C} L(\dot{\underline{x}}(\Gamma), \underline{x}(\Gamma), t) dt \quad (2.73)$$

Die im Integral enthaltene Lagrange-Funktion hat für Elektronen unter Berücksichtigung eines skalaren Potentials φ und eines Vektorpotentials $\underline{A}$ folgende Form:

$$L(\dot{\underline{x}}, \underline{x}, t) = \frac{m^*}{2} \dot{\underline{x}}^2 + e\varphi(\underline{x}) - e\dot{\underline{x}} \cdot \underline{A} \quad (2.74)$$

Die Berechnung der Gesamtamplitude erweist sich bei vielen Geometrien als schwierig, da unter Umständen die Anzahl der zu berücksichtigenden Wege sehr groß sein kann. Deshalb beschränkt man sich für quantitative Betrachtungen meist auf Geometrien, bei denen es nur wenige mögliche Wege vom Emitter zum Kollektor gibt.

Eine Konsequenz der kohärenten Summation der Amplitude verschiedener Pfade ist z.B. der Aharonov-Bohm-Effekt [58]. Hierbei wird die Interferenz zweier Elektronentrajektorien ausgenutzt, deren jeweilige Phase durch ein Vektorpotential $\underline{A}$ verschoben wird. Das magnetische Feld $\underline{B}$ welches über $\underline{B} = \nabla \times \underline{A}$ mit $\underline{A}$ zusammenhängt, sei dabei so gewählt, daß dieses entlang der beiden Wege verschwindet. Für die Phasendifferenz δ zwischen diesen beiden Wegen gilt dann:

$$\delta(\underline{B}) = \delta(0) + \frac{e}{\hbar} \oint \underline{A} d\underline{s} \quad (2.75)$$

Das Wegintegral über $\underline{A}$ entspricht dem magnetischen Fluß $\int \underline{B} d\underline{F}$ durch die von beiden Wegen umschlossene Fläche. Bei Veränderung des magnetischen Flusses resultieren daraus Oszillationen mit der Periode eines Flußquants $\Phi_0 = h/e$. Derartige Oszillationen konnten inzwischen in Metall- [59] und Halbleiterringen [27] sowie in Transportmessungen an Quantenpunkten in $AlGaAs/GaAs$ -Heterostrukturen [60], [61] nachgewiesen werden. Bei den Experimenten zum ballistischen Elektronentransport wird vielfach ein magnetisches Feld zur Ablenkung der Elektronen benutzt. Hierdurch kann es über den Einschluß eines magnetischen Flusses innerhalb zweier Elektronentrajektorien ebenfalls zu Interferenzerscheinungen kommen.

Normalerweise läßt es sich nicht vermeiden, daß im Leitungskanal eines 2-dimensionalen Elektronengases eine gewisse Anzahl von Störstellen vorhanden ist. Das Vorhandensein dieser Streuzentren kann beim ballistischen Elektronentransport Ursache für Interferenzen am Kollektor sein. Bei elastischen Streueignissen bleibt die Phasenkohärenz erhalten, es kommt aber i.a. zu einem definierten Phasenshift [62]. Durch Überlagerung von Trajektorien, die direkt vom Emitter zum Kollektor verlaufen und welchen, die eine elastische Streuung an einer Störstelle erfahren, wird sich das Signal am Kollektor gegenüber dem Signal ohne Störstelle verändern [63]. Durch Variation eines äußeren Magnetfeldes werden die Phasen der einzelnen Trajektorien verschoben, die sich dann als Intensitätsschwankungen im Kollektorsignal äußern.

Neben Phasenverschiebungen, die durch das Vektorpotential $\underline{A}$ verursacht werden, kann die Phase einer Elektronentrajektorie in einem 2-dimensionalen Elektronengas auch durch ein Gate auf der Oberfläche der Heterostruktur verändert werden. Einerseits taucht das Potential direkt in der Lagrange-Funktion auf, andererseits ändert sich auch die Geschwindigkeit $\dot{\underline{x}}$ in der Lagrange-Funktion. Im 2-dimensionalen Elektronengas ist $|\dot{\underline{x}}| = v_F$. Die Beeinflussung der Phase durch ein Gate wurde für Experimente an Ringstrukturen [64] sowie bei Untersuchungen zur Elektron-Elektron-Streuung mittels zweier gegenüberliegender Punktkontakte ausgenutzt [28].

3. Experimentelles

3.1 Kryostaten

Zur Messung der Proben standen ein ^3He -Kryostat (Oxford ^3He -System) und ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat (Oxford TLM 400) zur Verfügung. Beide System waren in einem abgasgekühlten He-Dewar installiert, was den Vorteil hat, daß zum Betrieb der Anlagen nur wenig flüssiger Stickstoff benötigt wird. Das Mischkryostat-System ist darüberhinaus mit einem Magneten ausgestattet, der mit der zusätzlich integrierten λ -Kühlstufe ein Feld von maximal $16T$ erzeugen kann. Im ^3He -System ist zudem ein Magnet mit einer maximalen Feldstärke von $9T$ installiert. Für einen hohen Probendurchsatz sind beide Kryostaten mit einem *Top-Loading-System*, zur Einschleusung der Proben, ausgestattet.

3.1.1 ^3He -Kryostateinsatz

Beim ^3He -Einsatz handelt es sich um ein, im Vergleich zum Mischkryostaten, einfacher aufgebautes System, bei dem die Kühlung durch Abpumpen von flüssigem ^3He erzielt wird. Die minimale Temperatur, die mit einem ^3He -Kryostaten erreicht werden kann, liegt bei $0.3K$ [65]. Der Vorteil im Gebrauch von ^3He gegenüber ^4He liegt darin begründet, daß ^3He , aufgrund seiner größeren Nullpunktsbewegung, einen wesentlich höheren Dampfdruck als ^4He bei entsprechender Temperatur hat. Durch Abpumpen des ^3He -Dampfes über dem flüssigen ^3He erniedrigt sich die Temperatur so lange, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt, der durch die Pumpleistung und der externen Wärmelast bestimmt ist. Die Beziehung zwischen der Temperatur des flüssigen ^3He und dem durch das Abpumpen erzielten Druck P_3 über der Flüssigkeitsoberfläche wird durch die Clausius-Clapeyron-Gleichung beschrieben:

$$P_3 = \text{const} \times \exp\left(\frac{-L_3}{RT}\right) \quad (3.1)$$

L_3 ist die latente Wärme, die für die Überführung der ^3He -Atome von der flüssigen in die dampfförmige Phase benötigt wird. Da der Massefluß durch die Grenzfläche $dn_{^3\text{He}}/dt$ proportional zum Druck ist, sinkt die Kühlleistung entsprechend Gl. (3.1) exponentiell mit der Temperatur. Dieser exponentielle Abfall der Kühlleistung ist letztendlich der Grund für die Begrenzung der minimalen Temperatur auf $\approx 0.3K$.

Den Aufbau des hier verwendeten ^3He -Einsatz zeigt Abb. 3.1 a). Das Abpumpen des ^3He -Gases geschieht bei diesem Kryostaten mittels einer Sorptionspumpe, die bei Temperaturen $< 8K$ ^3He aufnimmt und bei $\approx 45K$ wieder

abgibt. Die Temperatur in der Sorptionspumpe kann durch einen He -Wärmetauscher sowie durch eine elektrische Widerstandsheizung geregelt werden. Unterhalb der Sorptionspumpe befindet sich die 1K-Stufe, an deren Wänden das 3He -Gas kondensiert und sich danach im darunter liegenden Probenraum sammelt. Die Temperaturerniedrigung auf $\approx 1K$ wird in dieser Stufe durch Abpumpen von flüssigem 4He erzielt. Probenraum, Sorptionspumpe und 1K-Stufe befinden sich zur thermischen Isolation gegenüber dem 4He -Bad in einer gesonderten Vakuumkammer (IVC).

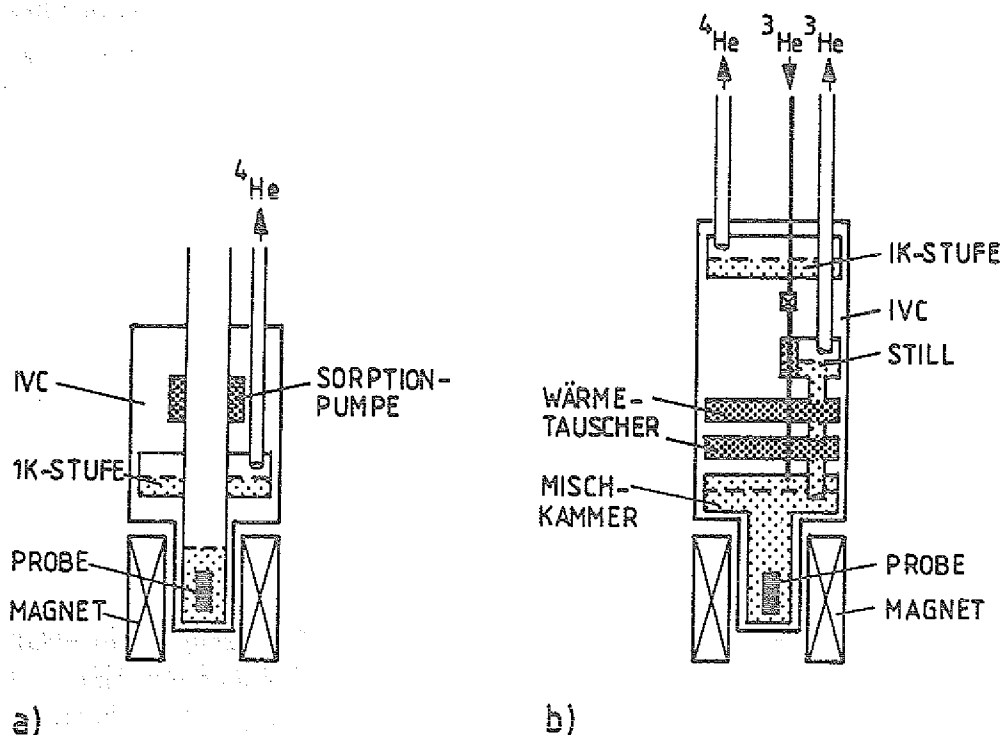


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau der hier verwendeten Kryostaten: a) 3He -System, b) $^3He/^4He$ -Mischkryostat.

Mit dem hier verwendeten Oxford-Kryostaten wurden Temperaturen von minimal $0.3K$ erreicht. Die maximale Dauer eines Abpumpzyklus betrug, abhängig von der Wärmelast der Probe, etwa $8h$.

3.1.2 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat

Die Wirkungsweise eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten geht auf Arbeiten von London et al. [66], [67] zurück. Zur Kühlung werden bei diesem System die besonderen Eigenschaften des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gemisches ausgenutzt. Hier existiert nämlich neben der superfluiden und der normalen Phase, bei Temperaturen unterhalb von 0.86K ein weiterer Zustand, bei dem es zu einer Separation in eine ^3He -reiche und eine ^3He -arme Phase kommt. Wesentlich für die Eigenschaften des Mischkryostaten ist, daß auch im Grenzfall $T \rightarrow 0$ die Konzentration x_D von ^3He in der ^3He -armen Phase immer noch 0.064 beträgt [68].

Der nicht verschwindende Anteil von ^3He in der ^3He -armen Phase erklärt sich dadurch, daß ein einzelnes ^3He -Atom in flüssigem ^4He stärker als in flüssigem ^3He gebunden ist. Da es sich bei ^3He Atomen um Fermionen handelt, gilt für diese die Fermi-Statistik. Das chemische Potential setzt sich deshalb aus der mit der Anzahl der Teilchen sinkenden Bindungsenergie und der mit der Anzahl steigenden Fermi-Energie zusammen. Im Gleichgewicht ist das chemische Potential von ^3He in der ^3He -armen Phase genau so groß wie das chemische Potential von ^3He in der ^3He -reichen Phase, letzteres entspricht der latenten Wärme [65]. Die Gleichgewichtskonzentration ergibt sich dann, unter Berücksichtigung der entsprechenden Materialparameter für ^3He , zu $x_D = 0.064$.

Die Kühlleistung in einem Mischkryostaten beruht darauf, daß ^3He -Atome von der oben liegenden ^3He -reichen Phase in die untere ^3He -arme Phase überführt werden. Die für diesen Übergang benötigte Energie ("Verdampfungswärme") wird dabei der Umgebung entzogen, wodurch die Abkühlung des Systems erzielt wird.

Den prinzipiellen Aufbau eines Mischkryostaten zeigt Abb. 3.1 b). Der Kryostat wird so betrieben, daß das ^3He in einem geschlossenen Kreislauf zirkuliert. Aufgrund des wesentlich geringeren Dampfdruckes von ^4He kann beim normalen Betrieb näherungsweise davon ausgegangen werden, daß sich nur ^3He in der Dampfphase befindet. Die Zirkulation wird durch ein Pumpsystem, bestehend aus einer Diffusionspumpe mit nachgeschalteter Drehschieberpumpe, aufrechterhalten. Das aus der Rückleitung der Drehschieberpumpe kommende ^3He wird zunächst an der 1K -Stufe kondensiert. Damit der Gasdruck zur Kondensation genügend groß ist, wird der Fluß in der Leitung durch eine Kapillare begrenzt. Bevor das nun flüssige konzentrierte ^3He in die Mischkammer gelangt, wird über mehrere Wärmetauscher eine stufenweise Vorkühlung vorgenommen. Nach Überschreiten der Phasengrenze gelangen die ^3He -Atome über entsprechende Wärmetauscher in den Still. Dort werden dann die ^3He -Atome, durch Abpumpen mittels der Diffusionspumpe, von der flüssigen Phase in die Dampfphase überführt. Das Abpumpen bewirkt, daß die Konzentration des ^3He in Still reduziert wird.

Die treibende Kraft für den Übergang der ^3He -Atome von der ^3He -reichen in die ^3He -arme Phase ist der osmotische Druck zwischen Mischkammer und Still, der sich durch das eben erwähnte Abpumpen des Stills aufbaut. Dieser Druck

wird bei entsprechender Pumpleistung besonders groß, weil die Konzentration x_D von ^3He in der ^3He -armen Phase auch bei sehr tiefen Temperaturen größer als 0.064 ist [68].

Die Kühlleistung eines Mischkryostaten unterscheidet sich wesentlich von der eines ^3He -Kryostaten. Zum einen nimmt die Leistung, wegen der näherungsweise zur Temperatur proportionalen Wärmekapazitäten der beiden Mischphasen, nur mit T^2 ab. Zum anderen ist die Anzahl der Teilchen, welche die Phasengrenze passieren und anschließend mittels der Diffusionspumpe dem System entzogen werden, unabhängig von der Temperatur in der Mischkammer. Insgesamt ergibt sich deshalb beim Mischkryostaten eine erheblich verbesserte Kühlleistung bei tiefen Temperaturen als bei einem konventionellen ^3He -System [65]. Die minimale Temperatur des Oxford TLM-400 Mischkryostaten war deshalb auch mit 30mK wesentlich niedriger als bei dem ebenfalls verwendeten ^3He -Kryostaten (300mK).

3.2 Meßelektronik

Bezüglich der Meßelektronik sind einige Besonderheiten zu beachten, die aus dem Aufbau der Proben sowie der verwendeten Kryotechnik resultieren. Zum einen muß vermieden werden, daß es durch die Ströme in der Probe zur Aufheizung des Kryostaten kommt. Die Ströme müssen deshalb, abhängig vom Widerstand der Probe genügend klein sein. Zum anderen kann es durch Aufladungseffekte an den Gates der Probe zu Spannungsdurchschlägen kommen, die eine Zerstörung der Metallisierungsstruktur zur Folge haben können. Deshalb muß dafür gesorgt werden, daß die Gates immer auf einem definierten Potential liegen.

In Abb. 3.2 ist die Schaltung der Meßelektronik gezeigt. Die Darstellung beschränkt sich hier nur auf den prinzipiellen Aufbau, da sich die erforderlichen Anschlüsse an die Probe je nach Metallisierungsstruktur erheblich unterscheiden. Aus diesem Grund wird die spezielle Anschlußkonfiguration jeweils bei den zugehörigen Messungen angegeben.

Allgemein wird bei den Messungen der 4-Punkt-Widerstand in Abhängigkeit von verschiedenen Gate-Spannungen sowie in Abhängigkeit unterschiedlicher Ströme durch supraleitende Leiterschleifen ermittelt. Der Widerstand ist in den meisten Fällen in Lock-In-Technik gemessen worden. Das dazu nötige Wechselspannungssignal wurde im internen Oszillator des hier verwendeten Lock-In-Verstärkers (Ithaco 3961B) erzeugt. Die Oszillatorspannung wurde dann über einen Isolationsverstärker (Burr-Brown 3652MG), als Referenzspannung an eine spannungsgesteuerte Stromquelle weitergegeben. Der Isolationsverstärker diente dabei zur Vermeidung von Masse-Schleifen innerhalb des Meßaufbaus. Mit Hilfe der Stromquelle wurde ein Strom eingeprägt, der proportional zur Referenzspannung war. Bei der Stromquelle war die Wahl zwischen verschiedenen Bereichen zwischen 1nA und 1mA möglich. Um Netz-Störungen weitgehend zu

unterdrücken wurde die Ausgangsseite des Isolationsverstärkers sowie die Stromquelle über Batterien mit Spannung versorgt. Die an der Probe abfallende Spannung wurde über zwei weitere Probenkontakte über einen Differenz-Vorverstärker (NF LI75A) an den Eingang des Lock-In-Verstärkers weitergegeben.

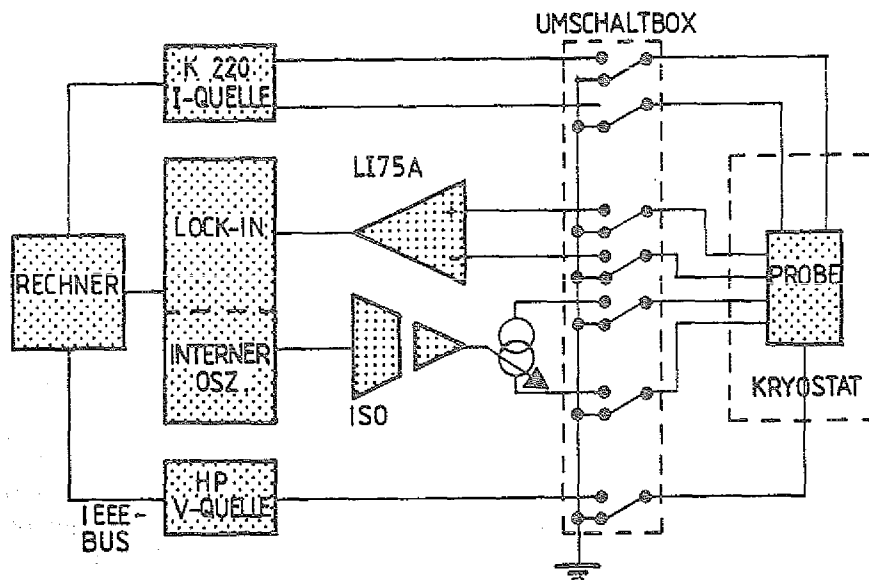


Abbildung 3.2: *Prinzipielle Schaltung der Meßelektronik.*

Um Spannungen an die verschiedenen Gate-Strukturen anzulegen, standen Präzisions-Spannungsquellen (HP 3245) zur Verfügung. Zum Schutz gegen Spannungsdurchschläge waren sämtliche Meßleitungen in den Kryostaten mit Umschaltern versehen, mit denen die einzelnen Probenkontakte auf Masse-Potential gelegt werden konnten. Die hier verwendeten Stromquellen (Keithley Mod. 220) für die supraleitenden Leiterschleifen wurden so betrieben, daß das Potential der Leiterschleifen extern festgelegt werden konnte. Da diese Ströme teilweise im mA-Bereich lagen, wurden im Kryostaten $100\mu\text{m}$ dicke Cu-Leitungen, an Stelle der sonst üblichen Manganin-Zuleitung, verwendet.

Lock-In-Verstärker, Spannungs- und Stromquellen waren über den IEEE-Bus mit einem '386 AT-kompatiblen Rechner verbunden. Für die Aufnahme der Meßwerte und die Ansteuerung der verschiedenen an den Rechner angeschlos-

senen Geräte wurde ein spezielles Meßprogramm in der Programmiersprache ASYST verfaßt.

3.3 Probenpräparation

3.3.1 Epitaxieschichten

Voraussetzung für Untersuchungen ballistischer Effekte in Halbleitern ist die Bereitstellung von sehr guten 2-dimensionalen Elektronengasen. Die hier verwendeten Schichtstrukturen wurden mittels einer Molekularstrahlepitaxieanlage (MBE) abgeschieden. Den Aufbau des Schichtsystems im Detail zeigt Abb. 3.3. Das 2-dimensionale Elektronengas ist an der Grenzfläche zwischen der $1\mu\text{m}$ dicken GaAs - und der darüberliegenden AlGaAs -Schicht lokalisiert, wobei die Elektronen durch die weiter oben liegende δ -Dotierschicht ($n_\delta = 4 \times 10^{16}\text{m}^{-2}$) bereitgestellt werden. Zwischen δ -Dotierung und Heteroübergang befindet sich ein 40nm dicker AlGaAs - Abstandshalter (Spacer), der durch die räumliche Trennung von Donatoren und Elektronen für eine weitgehende Unterdrückung der Störstellenstreuung sorgt.

Si- δ 2 DEG	100 Å GaAs
	1000 Å $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$
	400 Å $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$
	$1\mu\text{m}$ GaAs
	$10 \times 100/30\text{Å}$ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$
	3000 Å GaAs
	s.i. Substrat

Abbildung 3.3: Schichtaufbau der hier verwendeten MBE-Strukturen

Die aus Hall-Messungen ermittelte Beweglichkeit betrug bei diesem Schichtsystem $1.04 \times 10^2\text{m}^2/\text{Vs}$ bei einer Schichtladungsträgerkonzentration von $2.6 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ für $T = 4.2\text{K}$ [69], womit das System für Untersuchungen ballistischer Elektronen geeignet ist.

3.3.2 Lithographische Verfahren

Bei der Strukturierung der Proben wurden zwei grundsätzlich verschiedene Lithographieverfahren verwendet, deren Eigenschaften und Limitierungen im folgenden kurz gegenübergestellt werden sollen.

Optische Lithographie

Für die Erzeugung von Strukturen, deren minimale Größen im Bereich von $1\mu\text{m}$ liegen, kommt im allgemeinen die optische Lithographie zur Anwendung. Hierfür wird mittels einer Schleuder ein UV-empfindlicher Photolack (Resist) aufgebracht, der anschließend über eine chrombeschichtete Glasmaske mit UV-Licht (435nm) belichtet wurde (Kontaktprojektion). Die Begrenzung der Auflösung kommt hauptsächlich durch die Wellenlänge des eingestrahnten UV-Lichts zustande. Für nachfolgende Ätzschritte wurde der konventionelle Positiv-Prozeß angewendet, bei dem die belichteten Bereiche des Resists sich beim Entwickeln auflösen [70]. Für Lift-Off-Schritte wurde, aufgrund der besseren Eigenschaften der Lackränder, auf einen Umkehr-Prozeß zurückgegriffen [71]. Beim Lift-Off handelt es sich um einen Prozeßschritt, bei dem auf die entwickelte Lackschicht unterschiedliche Metallisierungen aufgebracht werden. Wird die Probe anschließend in organische Lösungsmittel wie z.B. Aceton gegeben, so lösen sich die auf dem Resist befindlichen Bereiche der Metallisierung von der Probe, so daß nur die durch die Löcher im Lack vorgegebenen Strukturen als Metallisierung auf der Probe verbleiben.

Elektronenstrahlolithographie

Für die Übertragung von Strukturen, die eine Auflösung von unter $1\mu\text{m}$ erfordern, wurden in dieser Arbeit elektronenlithographische Verfahren angewendet. Zur Belichtung eines geeigneten Lacksystems wird hierbei ein fokussierter Elektronenstrahl verwendet, der mittels magnetischer Ablensysteme über die Probe gerastert wird und so die gewünschte Struktur in den Lack überträgt. Die Lackschicht bestand bei den hier hergestellten Proben aus PMMA (Polymethylmethacrylat), einem Positiv-Resist [72]. Nachteil der Elektronenstrahlolithographie ist, daß das Verfahren durch das Rastern des Elektronenstrahls und der relativ geringen Empfindlichkeit des Resist ($100\mu\text{C}/\text{cm}^2$) im Vergleich zur konventionellen optischen Lithographie sehr langsam ist.

Bei der Belichtung mittels Elektronenstrahlolithographie muß bei vielen Anwendungen der Proximity-Effekt, d.h. die periphere Belichtung durch den Elektronenstrahl, berücksichtigt werden [73]. Ursache für diesen Effekt ist die Vorwärts- und Rückstreuung der eingestrahnten Elektronen in der Lackschicht sowie im Material der Probe selbst [74], [75]. Der Bereich der Probe in dem die Streuung der Elektronen stattfindet hat dabei die Form einer Keule, die um so schmaler und länger wird je größer die Energie der einfallenden Elektronen ist. Die Verteilung

der Elektronen wird im allgemeinen durch zwei überlagerte Gaußverteilungen für Vorwärts- und Rückstreuung beschrieben [76]. Die Verteilung der vorwärtsgestreuten Elektronen wird mit zunehmender Strahlenergie schmaler, die der rückgestreuten breiter. Insgesamt läßt sich sagen, daß die höchste Auflösung (20nm) dann erzielt wird, wenn mit hoher Strahlenergie (50kV) auf Membransubstraten (Dicke $\approx 30 - 60\text{nm}$) belichtet wird [77], [78].

Zur Belichtung der hier untersuchten Proben wurde ein Elektronenstrahl mit einer Beschleunigungsspannung von 20kV verwendet. Dem Proximity-Effekt wurde dadurch Rechnung getragen, daß kleine isolierte Strukturen ($< 1\mu\text{m}$), insbesondere die Spitzen der Punktkontakte, mit einer 10 – 30% höheren Dosis, gegenüber der nominellen Dosis von $100\mu\text{C}/\text{cm}^2$, belichtet wurden.

Da nach Entwickeln des Resists ein Lift-Off-Prozeß für die Metallisierung folgte, wurde ein 2-Schicht-Lacksystem aus PMMA verwendet [79]. Die beiden PMMA-Schichten unterschieden sich dabei hinsichtlich des mittleren Molekulargewichts ihrer Polymere. Bei der unteren Schicht wurde ein 200k (200000u) Resist aufgebracht, der sich im Vergleich zu der oberen Schicht, bestehend aus 496k PMMA, schneller im Entwickler löst. Durch die unterschiedliche Löslichkeit des Lacks können abhängig von der Entwicklungszeit stufenförmige Überhänge an den Kanten erzeugt werden, die so die Ablösung der Metallisierung auf der Lackoberfläche ermöglichen. Als Entwicklungslösung wurde ein Gemisch aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol (1 : 3) verwendet, das hinsichtlich Kontrast und Entwicklungszeit zu den besten Ergebnissen führte [80], [81].

3.3.3 Strukturierungsschritte zur Herstellung der Probe

Zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Proben waren insgesamt fünf Lithographieschritte notwendig. Abb. 3.4 zeigt eine Mikroskopaufnahme der gesamten Struktur. Die einzelnen Bestandteile der Probe sind dort durch Nummern 1, 2, .. gekennzeichnet. Die Prozeßschritte, die bei der Präparation der Probe angewendet wurden, sollen im folgenden näher erläutert werden.

Mesaätzung

Die Isolation der Probe vom umgebenden Substrat (1) wurde mittels einer Mesaätzung, deren Ätzlösung aus $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (3 : 1 : 50) [82] bestand, vorgenommen, siehe Abb. 3.5. Die Ätzrate dieser Lösung betrug bei einer Temperatur von 20°C $80\text{nm}/\text{min}$. Bei dieser Ätzlösung handelt es sich um eine nicht-selektive Ätze, die GaAs und AlGaAs in gleicher Weise abträgt. Die Ätzdauer wurde jeweils so abgestimmt, daß der leitende Kanal des 2-dimensionalen Elektronengases vollständig abgetrennt war.

Als Kriterium für die Wahl der Ätzlösung galt, daß sich die Ätzkanten nicht steil, sondern graduell abfallend ausbilden sollten, da es sonst bei nachfolgenden Metallisierungen zu Unterbrechungen an den Kanten kommen kann. Es wurde

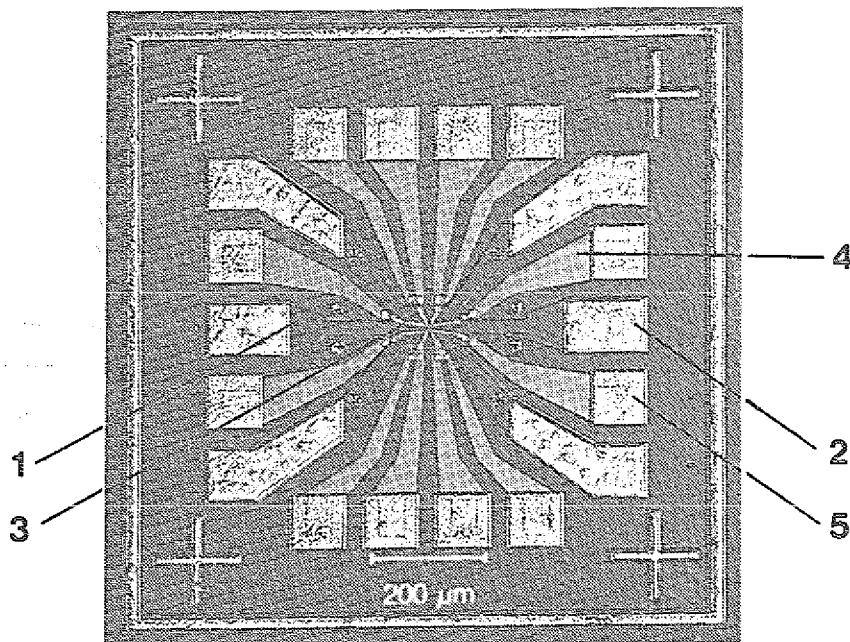


Abbildung 3.4: Mikroskopaufnahme der hier untersuchten Proben. Hierbei handelt es sich um folgenden um folgende Strukturen: 1 Mesaätzung, 2 ohmsche Kontakte, 3 Elektronenstahl-Gates, 4 Gate-Finger, 5 Bondpads.

hier auf einen reaktionskontrollierten Prozeß zurückgegriffen, da bei den alternativen diffusionsbegrenzten Ätzprozessen ein Graben an der Ätzkante entsteht, der ebenfalls zu Unterbrechungen von Metallisierungen führen kann [83]. Die bevorzugte Ätzung der $\{111\}$ – As Flächen, die normalerweise bei reaktionskontrollierten Prozessen bei GaAs auftritt, wurde bei den hier vorgenommenen Ätzungen nicht beobachtet. Vielmehr zeigte sich der geforderte Abfall der Ätzkante in alle Richtungen, was auf andere bevorzugte Ebenen bei der Ätzung schließen läßt.

Ohmsche Kontakte

Im zweiten Prozeßschritt wurden die ohmschen Kontakte (2), bestehend aus 5nm Ni, 90nm Au : Ge(18%) und 30nm Ni, aufgebracht [84], [85]. Bei der optischen Lithographie wurde, aufgrund des Lift-Off's nach der Aufdampfung, der vorher erwähnte Umkehrprozeß verwendet. Die Ausbildung eines ohmschen

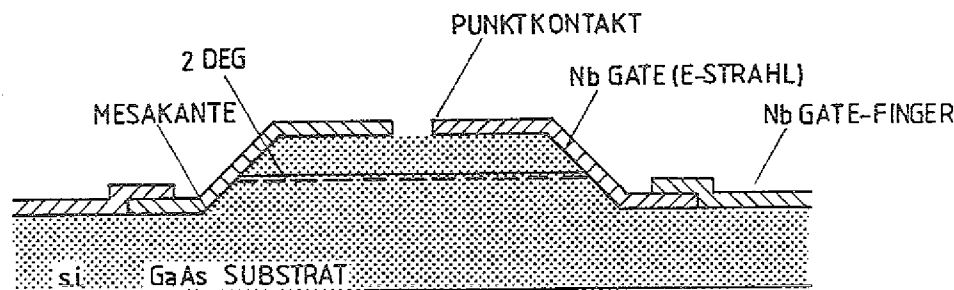


Abbildung 3.5: Schnitt durch die Probe

Kontaktes basiert auf der entarteten Dotierung des *GaAs* durch das in der mittleren Schicht enthaltene *Ge*, wodurch der Übergang der Elektronen an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche durch die sehr dünne Schottky-Barriere quasi-ohmsch wird [86], [87].

Damit das *Ge* in den Halbleiter gelangt, müssen die aufgedampften Schichten anschließend bei einer Temperatur von 450°C einlegiert werden. Beim Einlegieren kommt es im Detail zur Ausbildung von verschiedenen Mischphasen, bestehend aus den Komponenten der Metall- und Halbleiterschichten, die in [88], [89] eingehend untersucht wurden.

Elektronenstrahlgeschriebene Gates

Dem Aufbringen und Einlegieren der ohmschen Kontakte folgte das Schreiben der Gate-Strukturen mittels Elektronenstrahlolithographie (3). Dazu wurde die Probe vorher mit dem bereits erwähnten 2-Schichtsystem bestehend aus 200k und 496k PMMA belackt. Das Schreibfeld von $180 \times 180 \mu\text{m}^2$ beim Belichten war so gewählt, daß zum einen durch die hiermit bedingte minimale Spot-Größe von 20nm die geforderte Auflösung erzielt wurde und zum anderen die Metallisierung über die Mesakante der Probe hinausragt. Letzteres ist deswegen wichtig, weil durch einen nachfolgenden zweiten optischen Metallisierungsschritt über einen Überlappungsbereich die Verbindung zu den weiter außen gelegenen Bondpads hergestellt wurde. Da bei vielen der Experimente Niob als Gate-Material verwendet wurde, mußte bei der Überlappung von zwei Niob-Schichten die untere mit Argon vorgesputtert werden, weil sonst durch die unvermeidliche Oxidschicht

auf dem Niob keine ohmsche Verbindung hergestellt würde. Direktes Sputtern auf der aktiven Halbleiterfläche würde hingegen dafür sorgen, daß bei der unmittelbar folgenden Gate-Metallisierung zu hohe Leckströme in der Charakteristik der Schottky-Kontakte auftreten würden. Aus diesem Grund mußten sich die Überlappungsbereiche außerhalb der aktiven Halbleiterfläche befinden.

Die Eigenschaften der *Nb*-Gates hinsichtlich der Leckströme sind vergleichbar mit denen der ebenfalls verwendeten *Ni/Au*-Gates. In Vorversuchen wurden bei negativen Spannungen von $-1V$ an den *Nb*-Gates mit einer Fläche von $80 \times 20 \mu m^2$ Leckströme $< 0.1 \mu A$ bei $300K$ und $< 0.1 nA$ bei $6K$ erzielt, so daß dadurch eine Beeinflussung der später diskutierten Messungen durch Leckströme ausgeschlossen werden kann.

Verbindende Gate-Finger

Wie bereits vorher angemerkt, muß wegen des begrenzten Schreibfeldes bei der Elektronenstrahlolithographie eine Verbindung zwischen den Gate-Strukturen auf der Mesa und den weiter außen liegenden Bondpads geschaffen werden. Hierzu dienten Gate-Finger (4), die meistens aus dem gleichen Material wie die zuvor präparierten Gates bestanden.

Bondpads

Für das abschließende Bonden der Probe in einen Chip-Carrier wurden im letzten Lithographieschritt Bondpads (5), bestehend aus $20nm$ *Ti*, $20nm$ *Pt* und $80nm$ *Au*, aufgebracht. Zur besseren Haftung der Schichten wurde die Probe unmittelbar vor der Aufdampfung durch *Ar*-Sputtern gereinigt.

4. Punktkontakte

Da Punktkontakte in Experimenten zur Untersuchung von ballistischen Effekten als Emitter wie auch als Kollektor eingesetzt werden, ist es unabdingbar die Eigenschaften unter verschiedenen experimentellen Bedingungen genau zu kennen. Es wurden deshalb vor den Messungen, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden, jeweils Kennlinien der einzelnen Punktkontakte aufgenommen. Anhand von ausgewählten Messungen sollen hier die generellen Eigenschaften der bei den Untersuchungen verwendeten Punktkontakte vorgestellt werden.

4.1 Widerstand und Leitfähigkeit

Die Abhängigkeit des Widerstandes eines Punktkontaktes von der angelegten Gate-Spannung zeigt Abb. 4.1. Die Aufnahme der Kennlinie wurde im ^3He -Kryostaten bei der für dieses System minimalen Temperatur von 0.3K vorgenommen. Um Einflüsse von Kontaktwiderständen zu eliminieren, ist die vorliegende Messung in einer 4-Punkt-Konfiguration durchgeführt worden. Für die Widerstandsmessung wurde ein Wechselstrom von 10nA , 17Hz aufgeprägt und die am Punktkontakt abfallende Spannung mit einem Lock-In-Verstärker detektiert.

Der gemessene Widerstand bleibt bis zu einer Gate-Spannung von etwa -0.5V nahezu konstant auf einem Wert von 800Ω um danach innerhalb von 0.1V auf $2.2\text{k}\Omega$ anzusteigen. Darauf folgend beobachtet man einen mit der Gate-Spannung stufenförmigen Anstieg, der bei -1.25V zur Abschnürung (Pinch-Off) des Punktkontaktes führt.

Der nur geringe gemessene Widerstand für kleine Gate-Spannungsbeträge ($V_G < -0.5\text{V}$) erklärt sich durch den inhärenten Widerstand des Halbleitermaterials. Obwohl die Messung als 4-Punkt-Messung durchgeführt wurde, läßt es sich nicht vermeiden, daß der Widerstand des Halbleiters zwischen dem eigentlichen Punktkontakt und den jeweiligen ohmschen Kontakten für die Spannungsmessung miterfaßt wird. Solange die Gate-Spannung zu klein ist, um das Elektronengas unter dem Schottky-Kontakt völlig zu verarmen, fließt der Strom über den gesamten, nur durch die Mesakanten begrenzten, Querschnitt. Obwohl die Konzentration unter dem Gate bei Anlegen einer Spannung bereits geringer wird, ist nur ein sehr kleiner Widerstandsanstieg zu beobachten, da die Breite der Gate-Finger im Vergleich zum Abstand der Spannungskontakte nur sehr gering ist.

Der stufenförmige Anstieg des Widerstandes für Gate-Spannungen kleiner als -0.6V ist durch die Ausbildung von quantisierten Zustände im Punktkontakt bedingt. Trägt man, wie in Abb. 4.2, die Leitfähigkeit gegen die Gate-Spannung auf, so wird deutlich, daß sich der Betrag der Leitfähigkeit bei abnehmenden

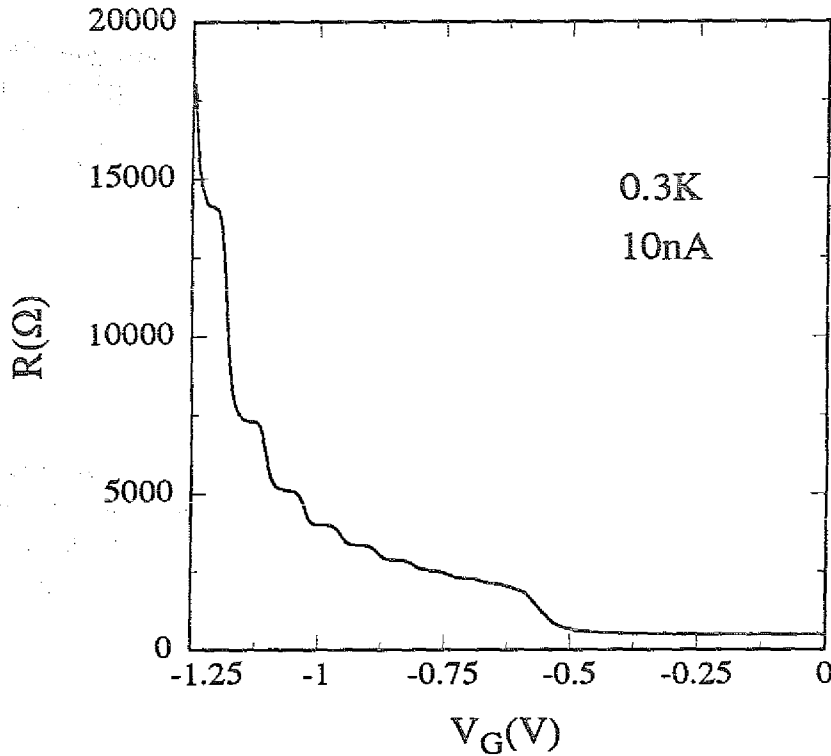


Abbildung 4.1: Widerstandsmessung eines Punktkontaktes bei einer Temperatur von 0.3 K.

Gate-Spannungsbeträgen stufenweise um $2e^2/h$ erhöht. Die in Abb. 4.2 gezeigte Leitfähigkeit wurde dort bereits im Hinblick auf Zuleitungswiderstände, die in Serie mit dem eigentlichen Punktkontakt verbunden sind, korrigiert. Die experimentell ermittelte Leitfähigkeit zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 2.5.3 diskutierten theoretischen Modell.

Aus dem Betrag der Leitfähigkeit kann die Breite der Einengung im Punktkontakt bestimmt werden. Wie aus Abb. 4.1 hervorgeht ist bei etwa -0.6 V das Elektronengas unter dem Schottky-Kontakt vollständig verarmt. Hier hat der Punktkontakt eine Leitfähigkeit von $10 \cdot 2e^2/h$. Für die Abschätzung der Breite kann das in Gl. 2.27 beschriebene Rechteckpotential zur Beschreibung des Potentialprofils herangezogen werden. Die Wellenlänge der Eigenfunktion für das n -te Niveau entspricht dabei folgender Bedingung:

$$\lambda_n = \frac{4a}{n}, \quad (4.1)$$

Wenn für die Wellenlänge λ_{10} des obersten Energieniveaus näherungsweise die Fermiwellenlänge eingesetzt wird, ergibt sich mit $\lambda_F = 50 \text{ nm}$ ($n_{2D} = 2.6 \times$

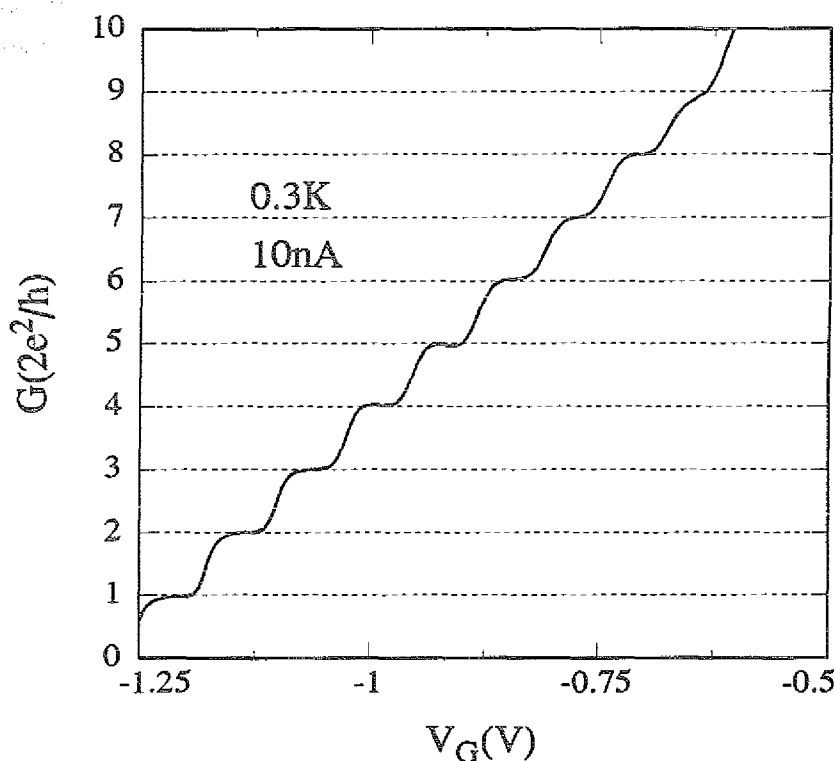


Abbildung 4.2: Quantisierte Leitfähigkeit eines Punktkontaktes. Die Leitfähigkeit ist zur Verdeutlichung der Quantisierung in Einheiten von $2e^2/h$ aufgetragen worden.

10^{15}m^{-2}) eine Breite des Punktkontaktes von 250nm , was auch in etwa etwa der Größe des lithographischen Abstands der Gates entspricht. Die meisten der präparierten Punktkontakte hatten eine Öffnung von $100 - 300\text{nm}$, wie aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen hervorgeht. Bei den engeren Punktkontakten wurde der Pinch-Off bei entsprechend kleineren Gate-Spannungsbeträgen beobachtet und es wurde, wegen der geringeren Breite, nach Überschreiten der Einsatzspannung weniger Stufen gemessen.

Bei vielen der im Anschluß beschriebenen Experimente mit ballistischen Elektronen werden Magnetfelder zur Ablenkung des Elektronenstrahls eingesetzt. In Abschnitt 2.5.3 wurde bereits angesprochen, daß sich dadurch die energetischen Abstände der Energieniveaus vergrößern. Da jedoch die meisten Experimente bei magnetischen Feldern $< 100\text{mT}$ durchgeführt werden, ist die Vergrößerung des Energieabstandes so gering, daß dieser Einfluß hier vernachlässigt wurde.

4.2 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

Der Widerstand eines Punktkontaktes in Abhängigkeit von der angelegten Gate-Spannung ist in Abb. 4.3 für drei verschiedene Temperaturen gezeigt. Die Stufen in der Leitfähigkeit die bei 30mK noch sehr gut ausgeprägt waren, verschwinden bei 4.2K völlig. Letzteres erklärt sich durch die stärkere Aufweichung der Fermi-Verteilung bei höheren Temperaturen, wie die nachfolgende Betrachtung zeigt.

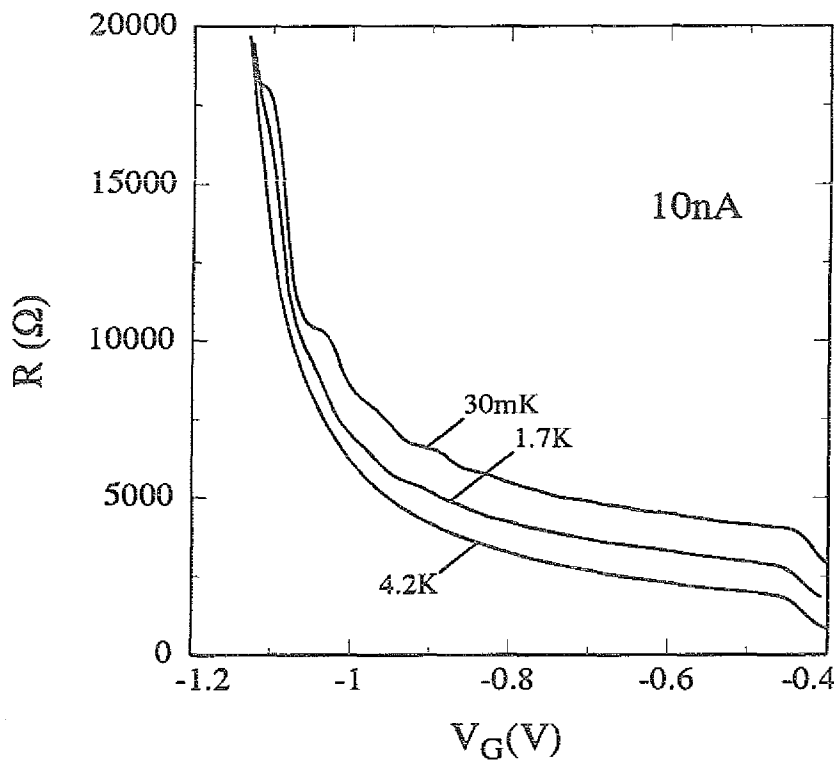


Abbildung 4.3: Widerstand eines Punktkontaktes für verschiedene Temperaturen. Die Kurven für 1.7K und 30mK sind zum besseren Vergleich nach oben verschoben worden.

Nimmt man der Einfachheit halber einen parabolischen Potentialverlauf an, so kann bei $\mathcal{N}$ Niveaus unterhalb von E_F die Separation $\hbar\omega_0$ der einzelnen Subbänder untereinander durch $E_F/(\mathcal{N} - \frac{1}{2})$ abgeschätzt werden. Die Fermi-Energie kann mittels Gl. 2.1 aus der gemessenen Elektronenkonzentration bestimmt werden. Für $n_{2D} = 2.6 \cdot 10^{15}\text{m}^{-2}$ beträgt diese 9.3meV , so daß für $\hbar\omega_0$ bei z.B. neun besetzten Niveaus 1.10meV angesetzt werden kann. Die Aufweichung der Fermi-Funktion beträgt für die in Abb. 4.2 gezeigte Messung mit einer

Temperatur von 30mK entsprechend $k_B T : 0.0026\text{meV}$. Damit ist die Aufweichung bei dieser Temperatur zu gering, um die Stufen in der Leitfähigkeit zu unterdrücken. Bei 4.2K liegt die energetische Aufweichung der Elektronenverteilung bei 0.36meV . Ein Vergleich mit der Energieaufspaltung von 1.10meV für neun besetzte Niveaus zeigt, daß dadurch die Unterdrückung der Stufen bei dieser Temperatur möglich wird.

Ebenso wie die Temperatur kann auch ein zu hoher Meßstrom die Ausbildung der Stufen unterdrücken. Bei den hier gezeigten Messungen mit einem Strom von 10nA ist bei einem Widerstand R_{qpc} von 1434Ω für neun besetzte Energieniveaus der Unterschied in den elektrochemischen Potentialen μ_1 und μ_2 , welcher aus der Beziehung:

$$(\mu_2 - \mu_1) = eR_{qpc}I \quad (4.2)$$

ermittelt wurde, mit 0.014meV so gering, daß dieser Effekt vernachlässigt werden kann. Für größere Widerstände wird die Differenz zwischen μ_1 und μ_2 zwar größer, dies geht aber einher mit einer entsprechenden Vergrößerung der energetischen Abstände der Energieniveaus im Punktkontakt, so daß der hier verwendete Strom von 10nA auch in diesem Bereich ausreichend klein ist.

5. Ballistische Elektronen in 2-dimensionalen Elektronengasen

5.1 Bestimmung der Elektronenkonzentration

Neben den bereits bekannten Methoden zur Ermittlung der Elektronenkonzentration n_{2D} durch Hall-Effekt oder Shubnikov-de Haas-Messungen, kann die magnetische Ablenkung eines aus einem Punktkontakt emittierten Elektronenstrahls ebenfalls zur Bestimmung von n_{2D} verwendet werden. Man benötigt hierzu, wie in Abschnitt 2.6 erläutert, zwei nebeneinanderliegende Punktkontakte.

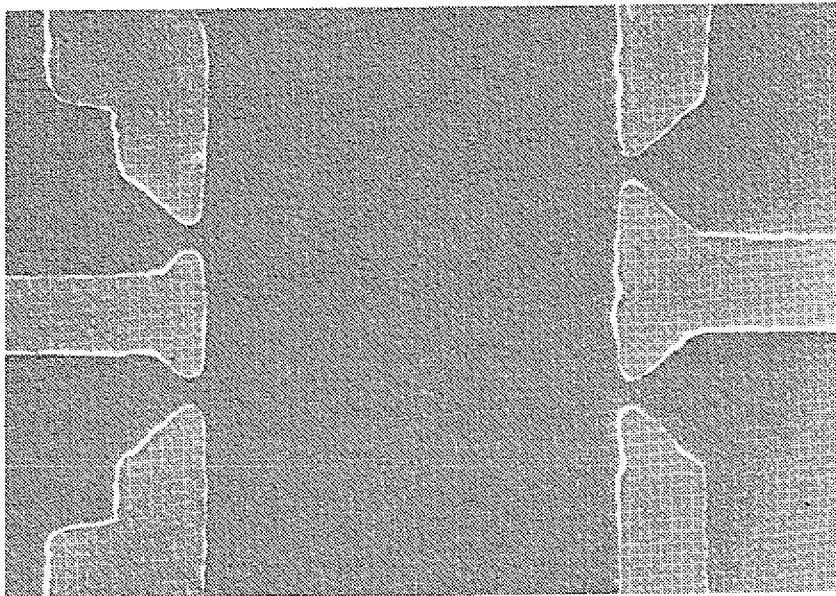


Abbildung 5.1: Anordnung der Punktkontakte zur kombinierten Messung der Elektronenkonzentration des 2-dimensionalen Elektronengases sowie der Kollimation eines emittierten Elektronenstrahls. Der Abstand der gegenüberliegenden Punktkontakte betrug $6\mu\text{m}$.

Die in Abb. 5.1 gezeigte Gate-Struktur besteht aus insgesamt vier Punktkontakten, von denen sich je zwei gegenüberstehen und jeweils zwei nebeneinander angeordnet sind. Es besteht damit die Möglichkeit, durch Messungen an

gegenüberliegenden Punktkontakten die Emissionseigenschaften zu bestimmen und gleichzeitig durch Fokussierungsmessungen die Elektronenkonzentration zu überprüfen.

Die Meßkonfiguration, wie sie bei den Fokussierungsmessungen verwendet wurde, ist bereits in Abb. 2.6 vorgestellt worden. Durch den linken Punktkontakt in Abb. 2.6 wird mit Hilfe einer Konstantstromquelle ein Gleichstrom von 10nA injiziert. Die ballistischen Elektronen werden dann über eine Spannungsmessung am zweiten Punktkontakt detektiert, wie schon in Abschnitt 2.6 näher erläutert wurde.

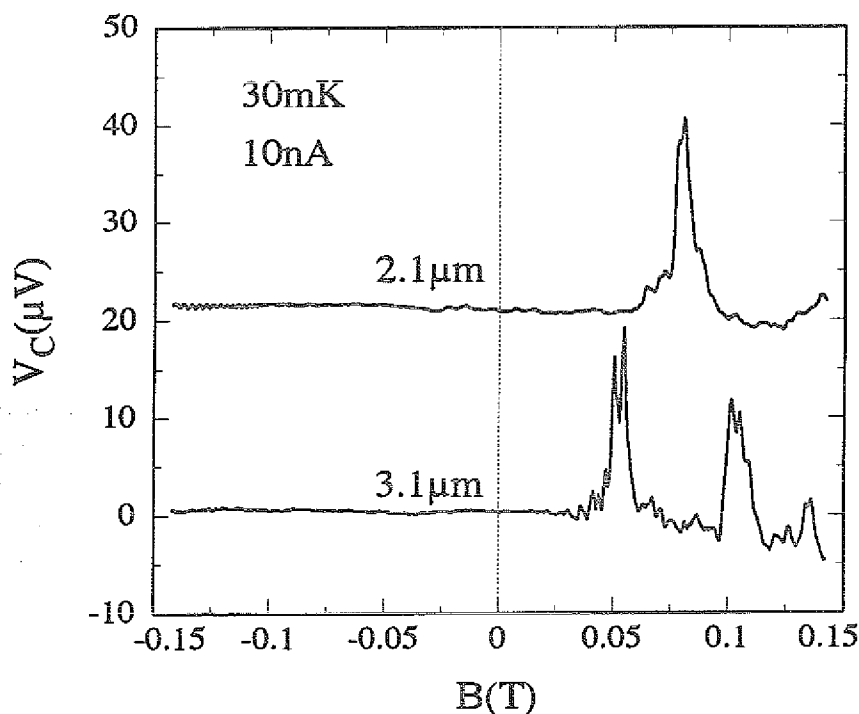


Abbildung 5.2: Fokussierung von Elektronen für zwei verschiedene Punktkontaktabstände. Die Meßkurven sind zur besseren Unterscheidung gegeneinander verschoben worden.

Die Elektronenfokussierung von einem emittierenden Punktkontakt in einen danebenliegenden zeigt Abb. 5.2. Die Messung wurde bei einer Temperatur von 30mK in Abhängigkeit von einem Magnetfeld durchgeführt. Der Abstand der Punktkontakte betrug $2.1\mu\text{m}$ bzw. $3.1\mu\text{m}$. Nur für positive Magnetfelder erfolgt die Ablenkung der emittierten Elektronen in Richtung des zweiten Punktkontaktes, deshalb werden bei negativen B -Feldern keine ballistischen Elektronen

beobachtet.

Da der Zyklotronradius umgekehrt proportional zum Magnetfeld ist, werden die Elektronen bei der Anordnung mit dem größeren Abstand von $3.1\mu\text{m}$ bereits bei $0.052T$, nach Durchlaufen einer halbkreisförmigen Bahn, in dem Emitter gelenkt. Der zweite beobachtete Peak bei $0.105T$ ergibt sich durch einfache Reflexion an dem Gate zwischen den Punktkontakten. Durch den geringeren Abstand von $2.1\mu\text{m}$ wird bei der zweiten Anordnung in dem hier betrachteten Magnetfeldbereich nur ein Peak beobachtet.

Entsprechend der Gl. (2.42) in Abschnitt 2.6 kann aus den Positionen der Hauptmaxima bei gegebenem Abstand die Elektronenkonzentration bestimmt werden. Für den Abstand von $3.1\mu\text{m}$ ergibt sich eine Konzentration von $2.5 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ und für den Abstand von $2.1\mu\text{m}$ von $2.8 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$. Die Unterschiede in den Konzentrationen ergeben sich wahrscheinlich durch Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Abstände sowie der Peakpositionen. Vergleicht man beide Werte mit der Hall-Konzentration von $2.6 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$, so zeigt sich hier eine gute Übereinstimmung.

5.2 Gegenüberliegende Punktkontakte

Um die Elektronenverteilung eines Elektronenstrahls zu analysieren, der aus einem Punktkontakt emittiert wird, sind Messungen an gegenüberliegenden Punktkontakten mit unterschiedlichen Abständen vorgenommen worden. Vorweg sei dazu angemerkt, daß es aufgrund der Symmetrierelation Gl. (2.26) in Abschnitt 2.4.2 keinen Unterschied macht, ob bei der Analyse der jeweilige Punktkontakt als Emitter oder Kollektor verwendet wird. Die bei diesen Untersuchungen verwendete Anschlußkonfiguration wurde bereits in Abb. 2.9 Abschnitt 2.7 vorgestellt. An einen der Punktkontakte wurde dabei eine Stromquelle angeschlossen, so, daß dieser als Injektor für ballistische Elektronen diene. Ebenso wie bei den Messungen von fokussierten Elektronenstrahlen wurde über eine Spannungsmessung am Kollektor mittels des vorher gemessenen Punktkontaktwiderstandes der Kollektorstrom I_C bestimmt.

Wie in Abschnitt 2.7 erläutert, dient ein Magnetfeld zur Ablenkung der emittierten Elektronen auf eine kreisförmige Bahn. Dadurch ist es möglich, Elektronen, die für eine direkte Transmission bei $B = 0$ einen zu großen Abstrahlwinkel haben, im Kollektor zu detektieren. Anhand der geometrischen Beziehung:

$$\varphi = \arcsin \left(\frac{LeB}{2m^*v_F} \right) \quad (5.1)$$

mit L als Abstand der Punktkontakte, kann der Emissionswinkel φ aus dem angelegten Magnetfeld bestimmt werden. Das Einsetzen der Fermi-Geschwindigkeit ist deshalb gerechtfertigt, da es durch die nur geringen Ströme im Bereich von

$\approx 10nA$ zu praktisch keiner Verschiebung der Fermi-Verteilung kommt. Da Emitter und Kollektor eine endliche Breite haben, handelt es sich bei den so errechneten Winkel φ um einen Mittelwert einer Winkelverteilung, deren Breite durch die Emitter- bzw Kollektorweite bestimmt ist. Der Wert, der für die Bestimmung der Fermi-Geschwindigkeit v_F benötigten Elektronenkonzentration, wurde mittels des im vorhergehenden Abschnitt diskutierten Fokussierungsexperiments für die hier benutzte Struktur zu $2.8 \times 10^{15}m^{-2}$ bestimmt.

5.2.1 Gegenüberliegende Punktkontakte in $2\mu m$ Abstand

Abb. 5.3 zeigt Messungen des Kollektorstromes I_C in Abhängigkeit vom Emissionswinkel φ bei einer Temperatur von $30mK$ für einen Punktkontaktabstand von $2\mu m$. Bei den hier gezeigten Messungen wurde der Emitterwiderstand auf einem konstanten Wert von $6.4k\Omega$ gehalten und der Kollektorwiderstand als Parameter zwischen $2.1k\Omega$ bis $12.9k\Omega$ verändert. Der Meßstrom betrug $10nA$.

Alle vier Meßkurven zeichnen sich dadurch aus, daß sie bei $\varphi \approx 0$ ein ausgeprägtes Maximum besitzen, dessen Höhe mit abnehmendem Kollektorwiderstand zunimmt. Die Position der Maxima ist bei kleineren Kollektorwiderständen geringfügig zu positiven Winkeln versetzt, dieser Effekt ist vermutlich auf Unsymmetrien der Split-Gates zurückzuführen. Die Elektronen werden nur in einem kleinen Winkelbereich detektiert, was auf eine starke Bündelung des emittierten Elektronenstrahls schließen läßt. Da bei den vorliegenden Messungen nur der Kollektorwiderstand verändert wurde, wird deutlich, daß der Winkelbereich der dort durchgelassenen Elektronen mit zunehmendem Kollektorwiderstand wesentlich kleiner wird. Die Höhe des Maximums wird hingegen allein durch die äußere Öffnungsweite W_{max} des Kollektorpunktkontaktes bestimmt, da der Auftreffwinkel der bei $B = 0$ am Kollektor ankommenden Elektronen nur sehr gering ist. Da die Elektronen quasi senkrecht am Kollektorpunktkontakt auftreffen, findet keine Rückstreuung der Elektronen, aufgrund der hornförmigen Öffnung bzw. einer Potentialbarriere, innerhalb des Punktkontaktes, statt.

Entsprechend dem in Abschnitt 1.4 erläuterten Modell nach Beenakker et al. [53] wurden aus dem Verhältnis der gemessenen Kollektorspannung V_C zum Emitterstrom I nach Gl. 2.56 die Fokussierungsfaktoren f_C und f_E bestimmt. Zur Vereinfachung wurde die plausible Annahme gemacht, daß für gleiche Punktkontaktwiderstände die Fokussierungsfaktoren von Emitter und Kollektor sich nicht unterscheiden. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 5.1 wiedergegeben.

Deutlich ist eine starke Zunahme des Fokussierungsfaktors f_C mit zunehmendem Kollektorwiderstand R_C zu erkennen. Anders als in [51] wurde bei den hier gezeigten Messungen eine relativ starke Änderung der Öffnungsweite W_{max} des Kollektors beobachtet, wie aus der Zunahme der Maximalwerte in den Meßkurven hervorgeht. Der Grund für den Unterschied könnten die im Vergleich zu [51]

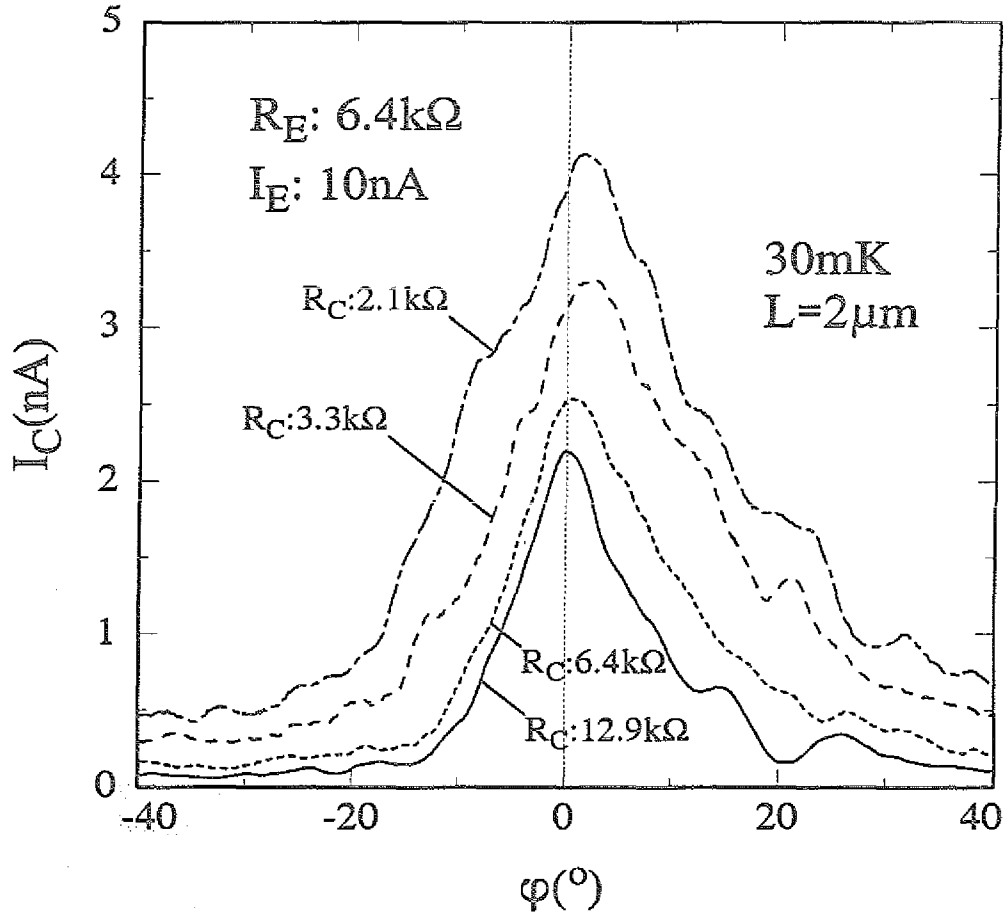


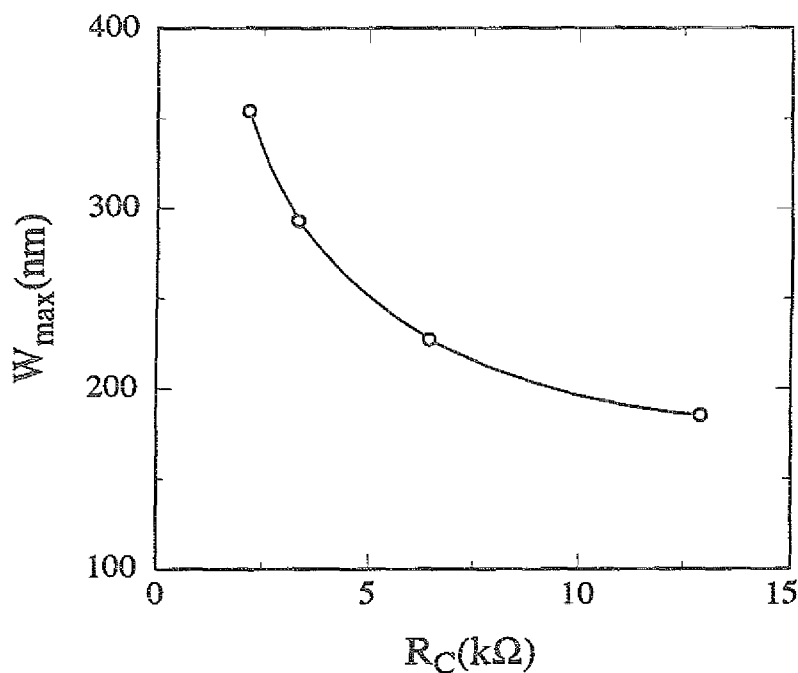
Abbildung 5.3: Messungen des Kollektorstromes in Abhängigkeit vom Winkel bei unterschiedlichen Kollektorwiderständen. Der Emitterwiderstand wurde auf einem konstanten Wert von $6.4 \text{ k}\Omega$ belassen.

höheren Punktkontaktwiderstände sein. Die entsprechenden Weiten für die unterschiedlichen Kollektorwiderstände können anhand der Gl. (2.54) in Abschnitt 2.7 ermittelt werden (siehe Tab. 5.1). Die Abhängigkeit von $W_{\max}$ von R_C ist zusätzlich in Abb. 5.4 wiedergegeben. Die Öffnungsweite nimmt demnach, aufgrund der Verkleinerung der Raumladungszone, relativ stark mit abnehmendem Widerstand zu.

Anhand von Simulationsrechnungen soll nun gezeigt werden, in wie weit das in Abschnitt 1.4 erläuterte Modell von Beenakker et al. [53] mit den hier ermittelten Meßwerten, insbesondere bei hohen Punktkontaktwiderständen, übereinstimmt. Bei der Simulation wurde zunächst die laterale Abweichung Δy der im Abstand L auftreffenden Elektronen bezüglich der Verbindungsachse der beiden Punkt-

R_E/Ω	R_C/Ω	$f_E f_C$	f_E	f_C	W_{max}^E/nm	W_{max}^C/nm	$\varphi_E/^\circ$	$\varphi_C/^\circ$
6450	12906	37.3	4.8	7.8	227	185	12.1	7.4
6450	6450	22.8	4.8	4.8	227	227	12.1	12.1
6450	3326	14.7	4.8	3.1	227	293	12.1	18.8
6450	2151	12.1	4.8	2.5	227	354	12.1	23.6

Tabelle 5.1: Parameter der Emitter- und Kollektorpunktkontakte

Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Öffnungsweite des Kollektors W_{max} vom Kollektorwiderstand.

kontakte bestimmt. Für einen Emissionswinkel φ gilt bei einem durch das äußere Magnetfeld festgelegten Zyklotronradius r_C :

$$\Delta y = \sqrt{r_C^2 - (L - r_C \sin \varphi)^2} - r_C \cos \varphi \quad (5.2)$$

Ist die Abweichung Δy kleiner als die Öffnungsweite des Kollektors so wird ein der Verteilung der emittierten Elektronen entsprechender Anteil zum Kollektorstrom

hinzugerechnet.

Die Abhängigkeit des Kollektorstromes vom Emissionswinkel φ für verschiedene Kollektorwiderstände ist in Abb. 5.5 gezeigt. Als Punktkontaktabstand wurde, wie bei den vorher besprochenen Messungen, $2\mu\text{m}$ angenommen. Die Punktkontaktwiderstände gehen dabei nur in soweit in die Berechnung ein, daß dadurch der Winkelbereich und die Öffnungsweite der Punktkontakte festgelegt wird. Die jeweiligen Weiten und Winkel wurden für die verschiedenen Widerstände aus Tab. 5.1 entnommen. Der auf der Ordinate aufgetragene Emissionswinkel φ entspricht wegen den endlichen Weiten von Kollektor und Emitter nur dem Emissions- bzw. Auftreffwinkel der in der Mitte der beiden Punktkontakte beginnenden bzw. endenden Trajektorie und ist deshalb als Mittelwert der emittierten und anschließend im Kollektor detektierten Winkelverteilung anzusehen.

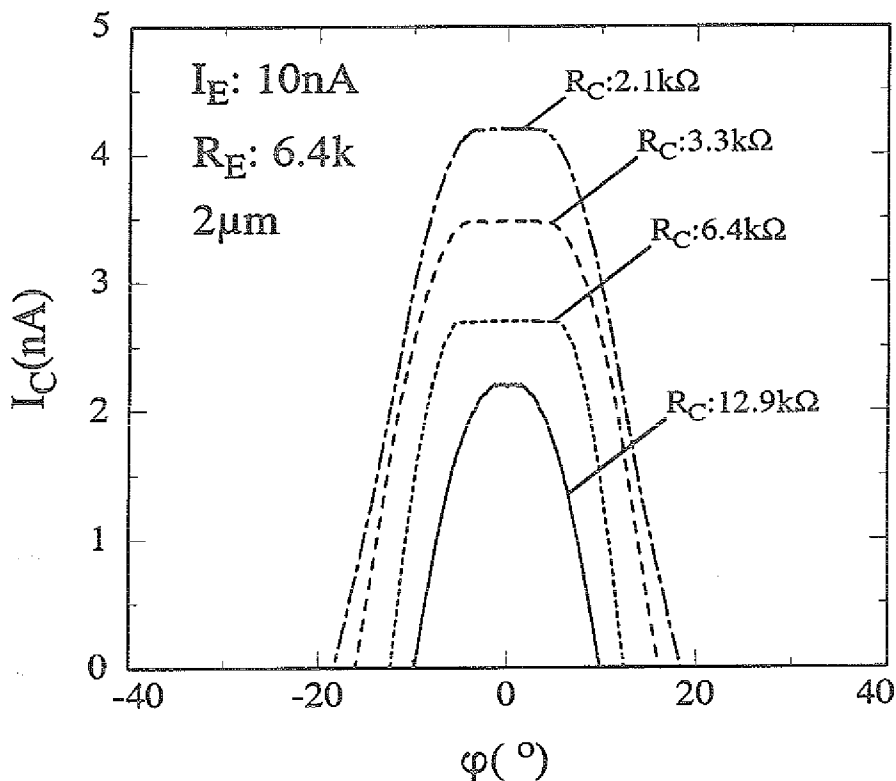


Abbildung 5.5: Simulation des Kollektorstromes in Abhängigkeit vom Winkel für unterschiedliche Kollektorwiderstände. Die Parameter für den Emitter wurden wie bei den vorhergehenden Messungen nicht verändert.

Die Simulationsrechnungen zeigen, daß das angewendete Modell im Vergleich zu den Meßkurven die Werte der Maxima gut erfaßt, die genaue Form der Winkelverteilung wird hingegen nur mäßig gut wiedergegeben. Abweichungen ergeben sich vor allem dadurch, daß die bei der Simulation verwendete abgeschnittene cos-Verteilung nicht exakt der im Experiment vorliegenden Verteilung entspricht. Die experimentell beobachteten feineren Strukturen innerhalb der Meßkurve lassen sich natürlich ebenfalls nicht mit Hilfe dieses einfachen Modells erklären, dies soll Gegenstand nachfolgend besprochener Untersuchungen sein. Insgesamt läßt sich aber sagen, daß das hier angewendete Modell als Grundlage für Simulationen an aufwendigeren Strukturen, als die hier diskutierte, durchaus geeignet ist.

5.2.2 Punktkontakte in unterschiedlichem Abstand

Bei der Realisierung von Experimenten zur Untersuchung von ballistischen Effekten ist es wichtig zu wissen, wie der emittierte Elektronenstrahl bei unterschiedlichen Abständen von Emitter und Kollektor beeinflußt wird. Deswegen wurden hierzu Messungen an gegenüberliegenden Punktkontakten vorgenommen, die einen Abstand von $2\mu\text{m}$, $4\mu\text{m}$ bzw. $6\mu\text{m}$ hatten. In Abb. 5.6 ist der Kollektorstrom in Abhängigkeit vom Emissionswinkel für die unterschiedlichen Punktkontaktabstände aufgetragen. Die Punktkontaktwiderstände des Emitters bzw. Kollektors betrugen in allen Messungen $12.9\text{k}\Omega$. Da der Strom im Kollektor bei einer festen Öffnungsweite des Punktkontaktes umgekehrt proportional zum Abstand ist, wurden zum besseren Vergleich der Messungen die Stromwerte in der Darstellung der Messungen bei $4\mu\text{m}$ und $6\mu\text{m}$ Abstand entsprechend den in Abb. 5.6 angegebenen Werten skaliert.

Wie aus Abb. 5.6 hervorgeht nimmt die Signalthöhe bei den skalierten Stromwerten für größer werdende Abstände ab. Ebenso wird die Struktur der Winkelverteilung wesentlich unregelmäßiger, wenn der Abstand der Punktkontakte erhöht wird. Eine mögliche Ursache für die Beeinflussung des Elektronenstrahls ist die Streuung der Elektronen an Störstellen, die in dem Bereich zwischen den Punktkontakten lokalisiert sind. Die bei den magnetfeldabhängigen Messungen von den Elektronen beim Weg vom Emitter zum Kollektor überstrichene Fläche nimmt mit größer werdendem Abstand der Punktkontakte zu. Aufgrund der kreisförmigen Ablenkung der Elektronen durch die Lorentzkraft, hat diese Fläche die Form zweier gegeneinandergesetzter Kreisabschnitte. Die Abhängigkeit der Fläche F vom Punktkontaktabstand L und vom maximalen Abstrahlwinkel φ (in rad) ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$F = \frac{L^2}{4} \left(\frac{2\varphi}{\sin^2 \varphi} - 2 \cot \varphi \right) \quad (5.3)$$

Entscheidend ist hierbei die quadratische Abhängigkeit von Abstand, da dies die Streuwahrscheinlichkeit mit zunehmender Separation der Punktkontakte wesentlich erhöht. Die von den Elektronen überstrichene Fläche ist in Tab. 5.2 für

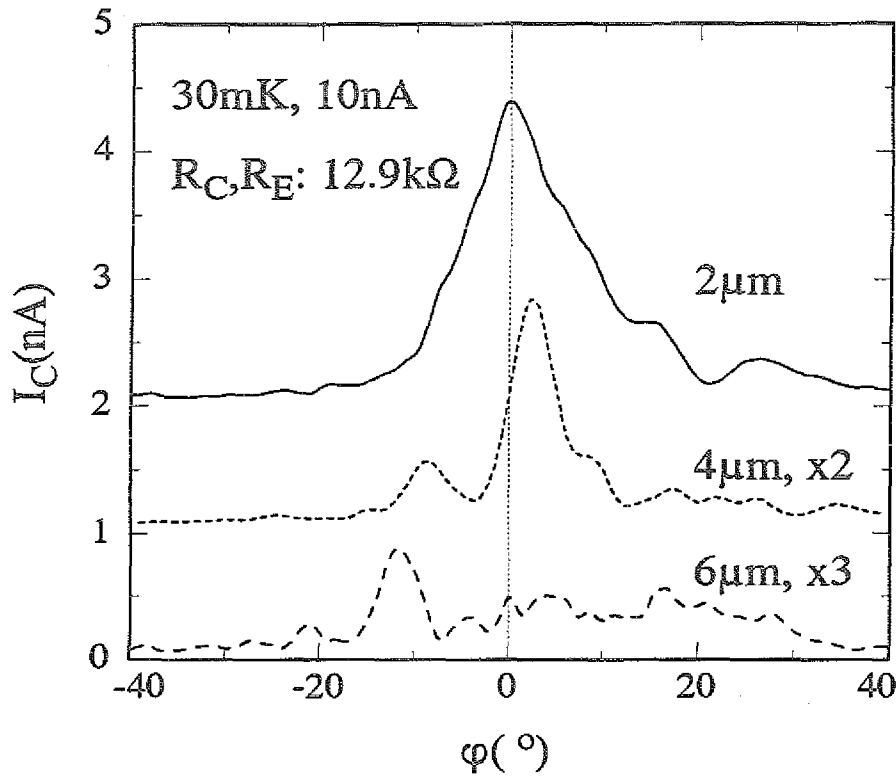


Abbildung 5.6: Messungen an gegenüberliegenden Punktkontakten in unterschiedlichen Abständen. Zum besseren Vergleich wurden die Messungen entsprechend den in der Abbildung angegebenen Faktoren skaliert.

einen bei diesen Punktkontaktwiderständen realistischen Winkelbereich von 10° wiedergegeben. Bildet man das Produkt aus den so ermittelten Flächen und den maximalen Peakhöhen ($0.98, 3.3, 2.9 nA \times \mu m^2$ für $2\mu m, 4\mu m$ bzw. $6\mu m$), so zeigt sich, daß dabei große Abweichungen untereinander auftreten. Die Ursache liegt wohl darin begründet, daß aufgrund der geringen Anzahl von Störstellen kein gemittelter Effekt durch die Streuung zustande kommt. Vielmehr wird die Struktur durch diskrete Störstellen an statistisch verteilten Plätzen bedingt.

Es soll nun versucht werden, über die Konzentration der Hintergrunddotierung im *GaAs* die Anzahl der wirksamen Störstellen abzuschätzen. Nimmt man näherungsweise für die Ausdehnung der Wellenfunktion im 2-dimensionalen Elektronengas $10nm$ an, dann befindet sich, bei einer angenommenen Störstellenkon-

$L/\mu m$	$\varphi/^\circ$	$F/\mu m^2$
2.0	10	0.24
4.0	10	0.93
6.0	10	2.10

Tabelle 5.2: Größe der von den Elektronen überstrichenen Fläche bei unterschiedlichen Abständen der Punktkontakte

zentration von $10^{20} m^{-3}$, im Mittel innerhalb von einem μm^2 je eine Störstelle. Wie man den Werten aus Tab. 5.2 entnehmen kann, ist damit eine Beeinflussung des Elektronenstrahls durch Störstellen für einen Punktkontaktabstand von $2\mu m$ relativ unwahrscheinlich, wohingegen bei $6\mu m$ Abstand mit einer Streuung der Elektronen zu rechnen ist.

5.2.3 Einfluß von Störstellen auf die Strukturen im Kollektorsignal

Abb. 5.7 zeigt, wie sich die Strukturen in der Winkelverteilung des Kollektorstromes ändern, wenn unterschiedliche Emitterwiderstände eingestellt werden. Diese lagen hierbei zwischen $1.0k\Omega$ und $17.3k\Omega$. Der Kollektorwiderstand wurde auf einem konstanten Wert von $3.7k\Omega$ belassen. Die Temperatur bei dieser Messung betrug $1.7K$.

Allgemein läßt sich anhand der verschiedenen Kurvenverläufe feststellen, daß die Peakhöhe mit zunehmendem Emitterwiderstand zunimmt und die Winkelverteilung sich auf einen engeren Bereich beschränkt. Dies entspricht damit dem in Abschnitt 2.7 diskutierten Modell, daß die Bündelung der vom Emitter injizierten ballistischen Elektronen mit zunehmendem Widerstand größer wird.

Ein Vergleich der einzelnen Kurvenverläufe zeigt deutlich, daß die Positionen der feineren Strukturen in den Messungen mit unterschiedlichen Emitterwiderständen an vielen Stellen erhalten bleibt, dies gilt z.B. für die Ablenkwinkel von -24° oder -17° . Bei -5° entwickelt sich aus einer Schulter in der Meßkurve bei $R_E = 17.3k\Omega$ ein Minimum für kleinere Widerstände.

Eine mögliche Erklärung für die Erhaltung der Strukturen bei bestimmten Winkeln ist die Streuung an den bereits im vorhergehenden Abschnitt diskutierten Störstellen zwischen Emitter und Kollektor [90]. Die Eigenschaften der einzelnen Punktkontakte könnten ebenfalls Ursache für die beobachteten Strukturen sein, jedoch müßten sich die Minima und Maxima bei den hier vorgenommenen relativ großen Änderungen der Emitterweite stärker ändern. Nach [91], [92] sollte sich die unterschiedliche Form der Wellenfunktionen in den Punktkontakten als Interferenzmuster in der Winkelverteilung widerspiegeln. Bei den hier besprochenen Messungen konnte allerdings in dieser Hinsicht keine Korrelation festgestellt

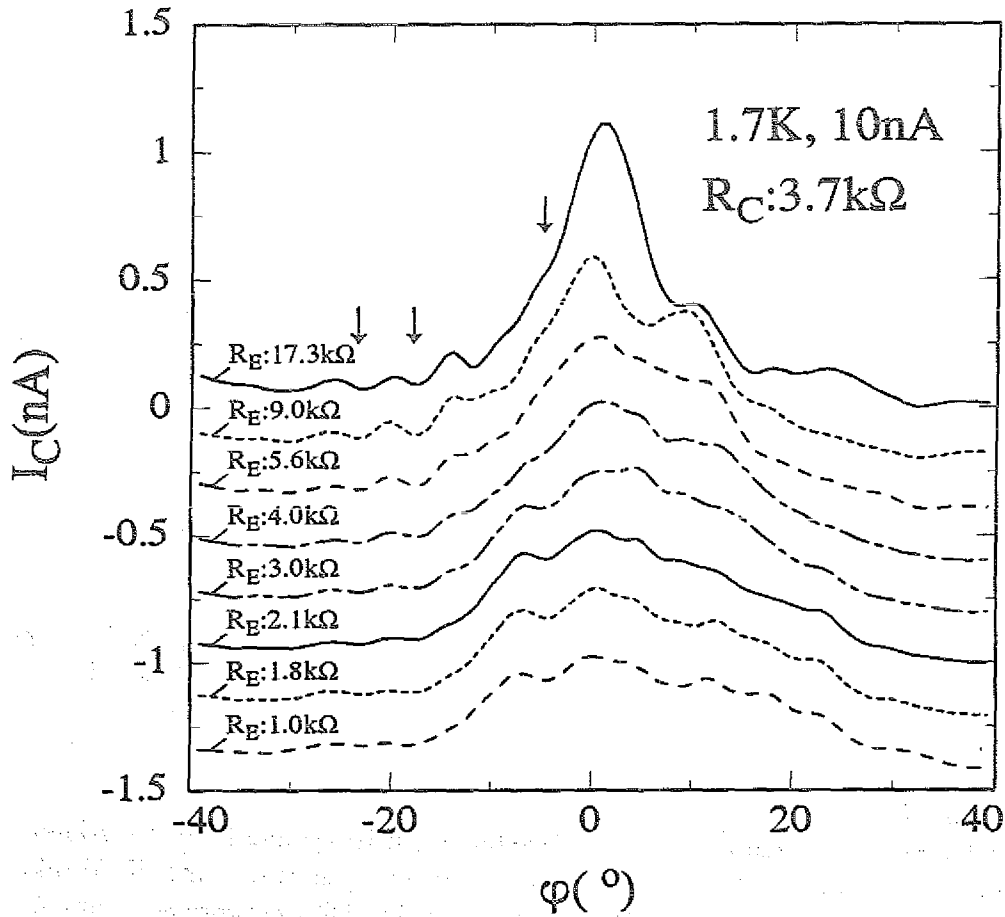


Abbildung 5.7: Messungen des Kollektorstromes in Abhängigkeit vom Emissionswinkel bei unterschiedlichen Emittorwiderständen. Zur besseren Unterscheidung sind die Kurven gegeneinander verschoben worden.

werden, was auch in Einklang mit den Ergebnissen von Molenkamp et. al. [63] steht.

Vernachlässigt man die Welleneigenschaften der Elektronen, darauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen, kann die Entstehung der Minima in der Winkelverteilung mit einer einfachen Modellrechnung simuliert werden (siehe Abb. 5.9). Hier wurde bei $4\mu m$ entfernten Punktkontakten eine Störstelle in die Mitte zwischen die beiden Punktkontakte gelegt und um $200nm$ gegenüber der Verbindungslinie der Punktkontakte verschoben (siehe Abb. 5.8).

Die wirksame Breite der Störstelle wurde über die 2-dimensionale Thomas-

Fermi-Abschirmlänge ($\lambda_{TF} = \epsilon_r \epsilon_0 \hbar^2 / m^* e^2$) abgeschätzt [93]. Mit $\epsilon_r = 12.7$ für GaAs ergibt sich hierbei ein Wert von 30nm .

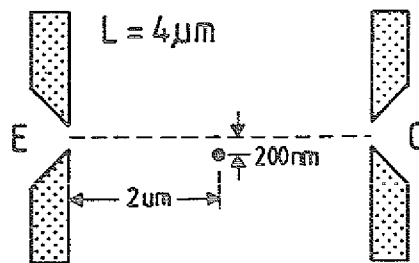


Abbildung 5.8: Lage der Störstelle zwischen den Punktkontakten.

Trifft in der Modellrechnung eine beim Emitter anfangende Elektronentrajektorie auf die oben definierte Störstelle, so kommt das Elektron aufgrund der Streuung nicht im Kollektor an. Für die Verteilung der emittierten Elektronen wurden die in Abb. 5.7 gezeigten Messungen zu Grunde gelegt. Dabei wurden entsprechend den gemessenen Werten die jeweiligen Fokussierungsfaktoren und Winkelverteilungen, nach dem vorher beschriebenen Modell von Beenakker et al. [53] bestimmt. Ein Vergleich mit den in Abb. 5.7 gezeigten Messungen ergibt, daß die Minima bzw. Schultern bei kleinen Winkeln durch dieses einfache Modell zumindest näherungsweise erklärt werden können. Anhand der gemessenen Minima läßt sich die genaue Position der Störstellen nicht ermitteln, deshalb wurde die Lage der Störstelle bei der Simulation willkürlich gewählt. Dadurch, daß die Störstelle in der Berechnung gegenüber der Verbindungslinie der Punktkontakte versetzt angeordnet war, zeigt sich für die Kollimation mit $f_E : 4.4$, wie bei der Messung bei -5° zunächst eine Schulter, die für schwächere Bündelungen in ein Minimum übergeht. Die Lagen der Minima ändern sich wie erwartet bei den unterschiedlichen Emitterparametern jedoch nicht. Die in den Messungen bei hohen Emitterwiderständen beobachteten Strukturen bei größeren Winkeln kommen vermutlich durch gestreute Elektronen zustande, die anschließend vom Kollektor detektiert werden.

Neben rein klassischen Effekten sind, wie bereits erwähnt, sicherlich auch Interferenzeffekte an der genauen Struktur der B-feldabhängigen Verteilung beteiligt, dieses soll im folgenden Abschnitt genauer untersucht werden.

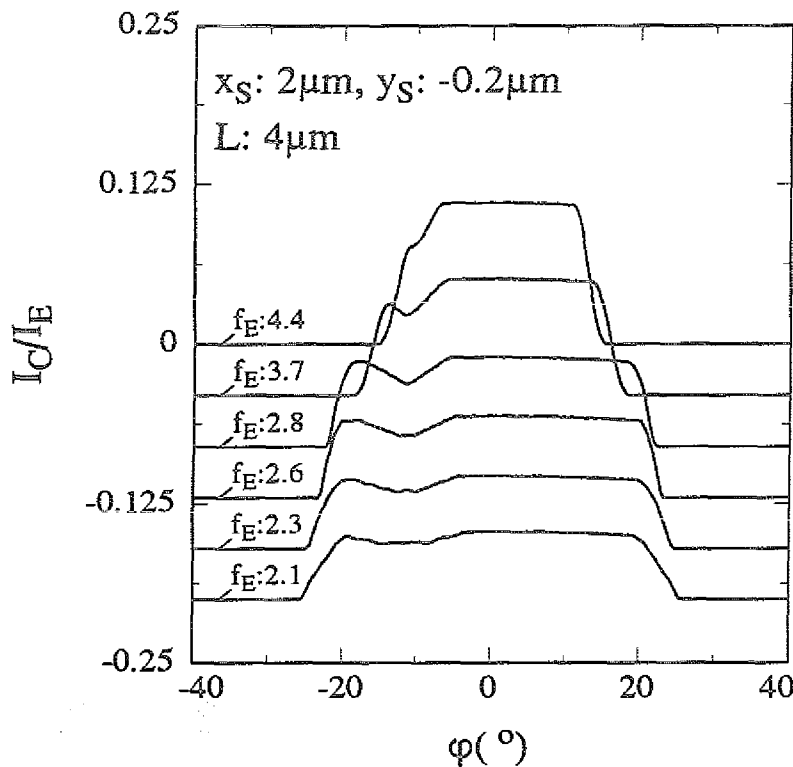


Abbildung 5.9: Simulation des Kollektor-Emitter-Stromverhältnisses für gegenüberliegende Punktkontakte im Abstand von $4\mu\text{m}$ mit einer zwischenliegenden Störstelle. Die Parameter des Emitterpunktkontaktes wurden entsprechend der vorher diskutierten Messung variiert.

5.3 Interferenzeffekte

5.3.1 Phasenverschiebung durch ein zwischenliegendes Gate

Bei den im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Experimenten mit gegenüberliegenden Punktkontakten wurde zur Erklärung ausschließlich das klassische Teilchenbild der Elektronen herangezogen. In wie weit die Welleneigenschaften der Elektronen bei den Messungen eine Rolle spielen ist Gegenstand dieses Abschnitts. Für diese Untersuchungen wurde eine Anordnung von drei Punktkontakten in Serie verwendet. Die jeweils aufeinander folgenden Punktkontakte hatten einen Abstand von $2\mu\text{m}$ bzw. $4\mu\text{m}$. Die äußeren beiden Punktkontakte wurden als Emmitter bzw. Kollektor eingesetzt. Die beiden Gates 'A' und 'B' des mittleren Punktkontaktes dienen zur Manipulation der vom Emmitter injizierten

Elektronen (siehe Abb. 5.10).

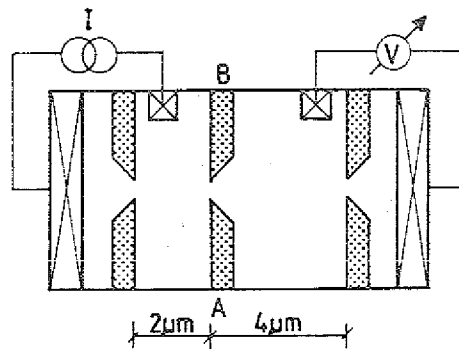


Abbildung 5.10: Anschlußkonfiguration zur Messung der Interferenzeffekte. Die Gates 'A' und 'B' dienen zur Phasenverschiebung der Elektronentrajektorien.

Werden die Gates des mittleren Punktkontaktes jeweils so vorgespannt, daß das Elektronengas unter ihnen völlig verarmt ist, so wird damit ein Teil der emittierten Elektronen ausgeblendet. Dieser Effekt ist in Abb. 5.11 zu beobachten, bei dem der Kollektorstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld für eine Messung ohne Spannung an den mittleren Gates sowie mit einer Gate-Spannung von -0.6V an Gate 'A' bzw. 'B' aufgetragen ist. Die Messungen wurden mit einem Wechselstrom von 20nA bei einer Temperatur von 0.4K durchgeführt. Die Widerstände des Emitter- bzw. Kollektorpunktkontaktes betrugen jeweils $6.4\text{k}\Omega$.

Bei der Messung mit $V_A = V_B = 0\text{V}$ werden im Kollektor gleichermaßen in beide Magnetfeldrichtungen Elektronen detektiert. Die gemessene Elektronenverteilung ist, ebenso wie bei den in Abschnitt 5.2.2 diskutierten Messungen, aufgrund des großen Abstands von $6\mu\text{m}$, stark strukturiert. Bei der mittleren Kurve in Abb. 5.11 wird wegen der angelegten Spannung an Gate 'B' aus den vorher genannten Gründen im wesentlichen nur ein Signal für Magnetfelder in positiver Richtung detektiert. Das Signal bricht nicht direkt bei $B = 0$ ab, weil die Verarmungszone des Gates nicht ganz bis zur Achse zwischen Emitter und Kollektor reicht. Für eine an Gate 'A' angelegte Spannung gilt analog, daß hier das Signal für positive Magnetfelder unterdrückt wird.

Bei vorgespanntem Gate 'A' bzw. 'B', werden nicht nur die dort auftreffenden Elektronen ausgeblendet, sondern es ändern sich auch die Strukturen in der Kollektorspannung V_C . Hierfür gibt es wahrscheinlich zwei Ursachen. Zum einen befinden sich zwischen Emitter und Kollektor eine Anzahl von Störstellen, an denen die Elektronen gestreut werden. Dies kann dann dazu führen, daß in B-Feldbereichen in denen bei zwischengeschaltetem Gate eigentlich kein Signal er-

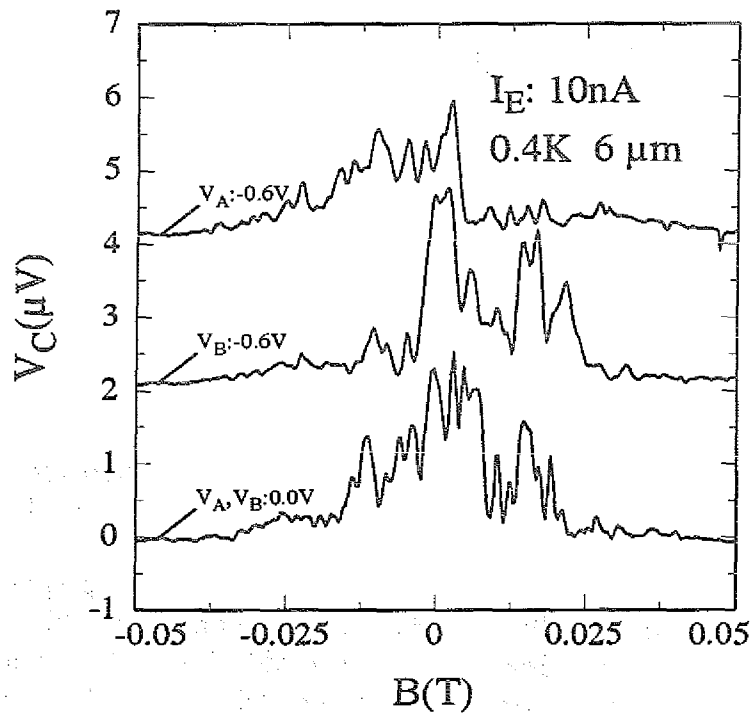


Abbildung 5.11: Messung von gegenüberliegenden Punktkontakten mit und ohne vorgespanntes Gate. Die Spannung an den mittleren Gates 'A' bzw. 'B' war so groß, daß das darunterliegende Elektronengas völlig verarmt war.

wartet wird, trotzdem Elektronen in den Kollektor gelangen. Zum anderen kann die Änderung in der Struktur von V_C durch Interferenzen bedingt sein (siehe Abschnitt 2.9), denn durch eine Spannung an 'A' bzw. 'B' werden die vorher unter diesen Gates verlaufenden Pfade eliminiert, so daß sich das Interferenzmuster am Kollektor drastisch ändert. Durch konstruktive Interferenz kann dann die Signalhöhe bei Messungen mit vorgespanntem Gate 'A' bzw. 'B' teilweise sogar größer sein als bei Messung ohne zwischengeschaltete Gates (vgl. Abb. 5.11 im Bereich von $B = 0.015T$).

Die Interferenzeffekte sind noch deutlicher zu beobachten, wenn die Gate-Spannung kontinuierlich von 0V auf $-1V$ erhöht wird, wie in Abb. 5.12 für Gate B gezeigt ist. Die Messungen wurde bei $B = 0$ mit einem Strom von $20nA$ durchgeführt. Die Widerstände von Emitter und Kollektor betrugen, wie bei den vorangegangenen Messungen, $6.4k\Omega$.

Bis zu einer Gate-Spannung von $-0.5V$ zeigen sich deutliche Oszillationen im Kollektorstrom. In diesem Bereich ist das Elektronengas unter dem Gate

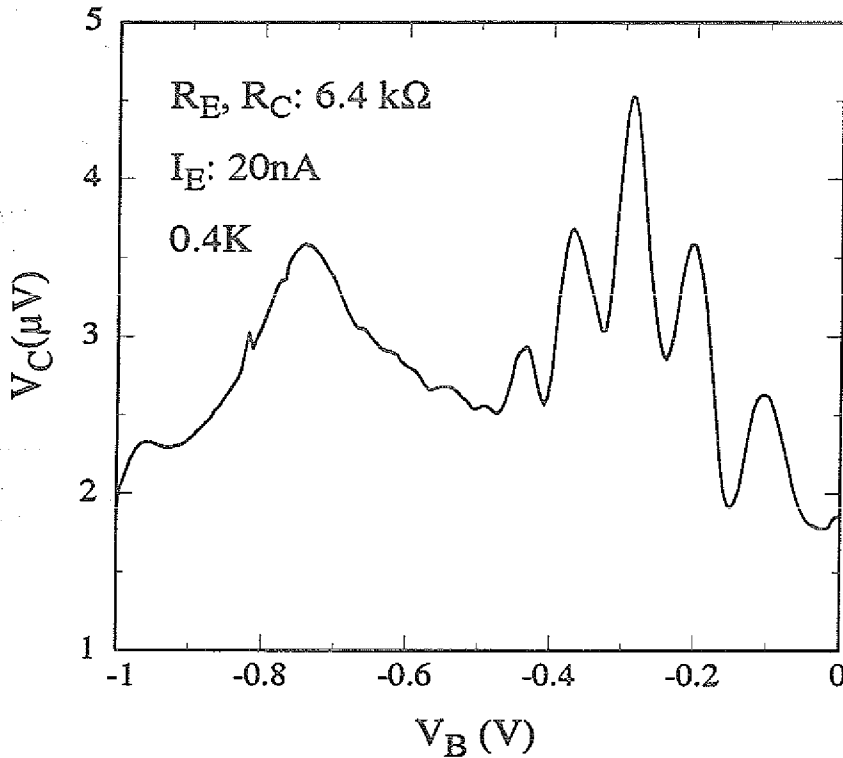


Abbildung 5.12: Abhängigkeit des Kollektorstromes von der Spannung am mittleren Gate 'B'.

nicht völlig verarmt, sondern die ursprüngliche Konzentration wird durch die ansteigende Gate-Spannung kontinuierlich reduziert. Mit der Verringerung der Elektronenkonzentration ist eine Vergrößerung der Wellenlänge entsprechend der Beziehung $\lambda = \sqrt{2\pi/n_{2D}}$ verbunden. Die daraus resultierende Phasenverschiebung gegenüber den Pfaden, die durch das Gate nicht beeinflusst werden, führt dann zu einer Veränderung des Interferenzmusters am Kollektor. Die wirksame Breite des Gates kann anhand der Anzahl der gemessenen Maxima abgeschätzt werden. Mit den fünf gemessenen Maxima ergibt sich bei einer Fermi-Wellenlänge von $50 nm$ eine Breite von $250 nm$.

Ab einer Spannung von $-0.5 V$ werden keine Oszillationen mehr beobachtet. Wie aus den Kennlinien der Punktkontakte von dieser Probe ersichtlich war, trat bei $-0.5 V$ eine völlige Verarmung des Elektronengases auf, so daß die vom Emitter detektierten Elektronen diesen Bereich nicht passieren können. Bei dem Maximum bei $-0.72 V$ könnte es sich ebenfalls um einen Interferenzeffekt handeln. Eine Erhöhung der Gate-Spannung über $-0.5 V$ führt zu einer Vergrößerung der Raumladungszone und damit zu einer weiteren Reduzierung der möglichen Wege

vom Emitter zum Kollektor. Es ist nicht auszuschließen, daß sich durch die verbleibenden Pfade eine Veränderung des Interferenzbildes ergibt.

Messungen des Widerstandes des mittleren Punktkontaktes zeigen eine Abschnürung bei $-0.97V$. Der in Abb. 5.12 zu beobachtende starke Abfall in diesem Spannungsbereich kann deshalb wahrscheinlich durch die Blockierung der direkten Wege vom Emitter zum Kollektor gedeutet werden.

In Abb. 5.13 ist gezeigt, wie das Interferenzmuster durch Anlegen eines Magnetfeldes beeinflusst wird. Das Magnetfeld wurde in diesen Messungen als Parameter von $-1mT$ bis $+1mT$ in $0.2mT$ Schritten verändert. Die Widerstände des Emitter- bzw. Kollektorpunktkontaktes betrugen wie bei den vorhergehenden Messungen jeweils $6.4k\Omega$. Deutlich ist eine Verschiebung des Interferenzmusters zu kleineren Gate-Spannungen zu beobachten, wenn das Magnetfeld erhöht wird. Ein Vergleich der Messungen von $-1mT$ und $+1mT$ zeigt, daß das Interferenzbild hier gerade um eine Periode verschoben ist.

Die Verschiebung des Interferenzmusters bei diesen Messungen ergibt sich durch das Vektorpotential A . Zwischen zwei Pfaden, die beide im Emitter beginnen und im Kollektor enden, wird deren Phasenrelation über den eingeschlossenen magnetischen Fluß Φ_B geändert und damit auch das Interferenzbild verschoben (siehe Abschnitt 2.9). Eine Phasenverschiebung um 2π zwischen zwei Pfaden erhält man dann, wenn sich der eingeschlossene Fluß um das magnetische Flußquantum $\Phi_0 = h/e = 4.135 \times 10^{-15} Tm^2$ geändert hat.

Bei den hier gezeigten Messungen besteht prinzipiell das Problem, daß anders als z.B. in einer Ringstruktur keine Einschränkung der möglichen Wege vom Emitter zum Kollektor stattfindet. Aus diesem Grund ist es hier nicht möglich, die Verschiebung der Interferenzmaxima um eine Periode bei der Veränderung des Flusses um Φ_0 quantitativ zu verifizieren.

Bei den Messungen in Abb. 5.13 wurde eine Änderung von $\approx 2mT$ benötigt um das Interferenzmuster um eine Periode zu verschieben. Nimmt man dafür eine Flußänderung von Φ_0 an, so erhält man für eine angenommene rechteckige Fläche zwischen den Punktkontakten bei einem Abstand von $6\mu m$ eine Breite von $345nm$. Diese Breite stimmt größenordnungsmäßig sehr gut mit der in Abschnitt 5.2 ermittelten Öffnungsweite der Punktkontakte überein. Die hier gemachte Näherung führt nur für Pfade in dem oben genannten Abstand von $345nm$ zu einer Phasenverschiebung von 2π . Da natürlich noch mögliche Pfade dazwischen existieren, wird keine vollständige destruktive Interferenz beobachtet, sondern nur Schwankungen von insgesamt positiven Werten detektiert.

5.3.2 Einfluß der Injektionsenergie auf das Interferenzmuster

Die vorangegangenen Messungen wurden ausschließlich mit Elektronenenergien vorgenommen, die sich nur wenig von der Fermi-Energie unterschieden. Bei ei-

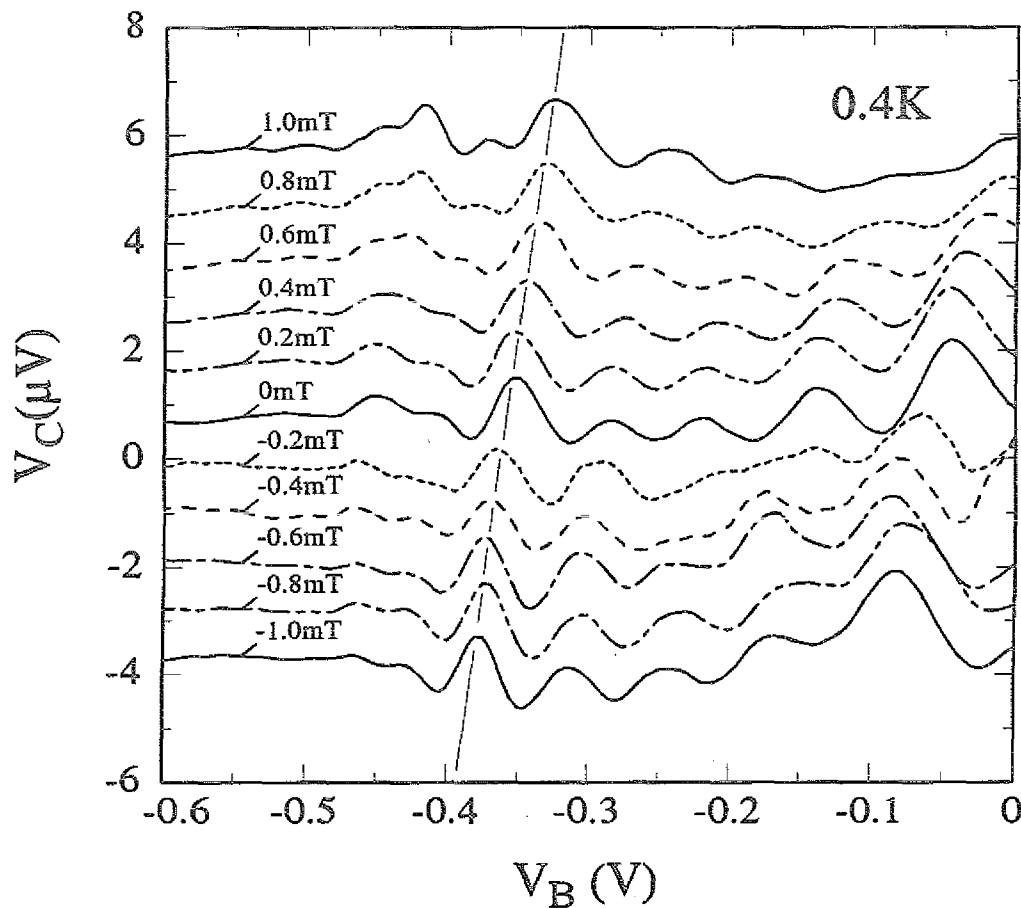


Abbildung 5.13: Abhängigkeit des am Kollektor gemessen Interferenzmusters bei unterschiedlichen Magnetfeldern.

nem Punktkontaktwiderstand von $10k\Omega$ fällt bei einem Strom von $10nA$ eine Spannung von $100\mu V$ ab. Dies entspricht weniger als 2% der Fermi-Energie von $7.5meV$ der hier untersuchten Halbleiterstrukturen.

Bei den in Abb. 5.14 gezeigten Messungen wurde nun, im Gegensatz zu den vorhergehenden, die Injektionsenergie der Elektronen schrittweise von $0meV$ auf $-3meV$ erhöht. Dieses wurde dadurch realisiert, daß eine Gleichspannung zwischen $0mV$ und $-3.0mV$ an den Emittterpunktkontakt angelegt wurde, der eine geringe Wechselspannung von $0.1mV$ überlagert war. Eine Wechselspannungsmessung am Kollektor mittels eines Lock-In-Verstärkers gewährleistet, daß nur die Elektronen mit der im Emittter entsprechend erhöhten Injektionsenergie detektiert werden. Die so gemessenen Punktkontakte hatten einen Abstand von $6\mu m$.

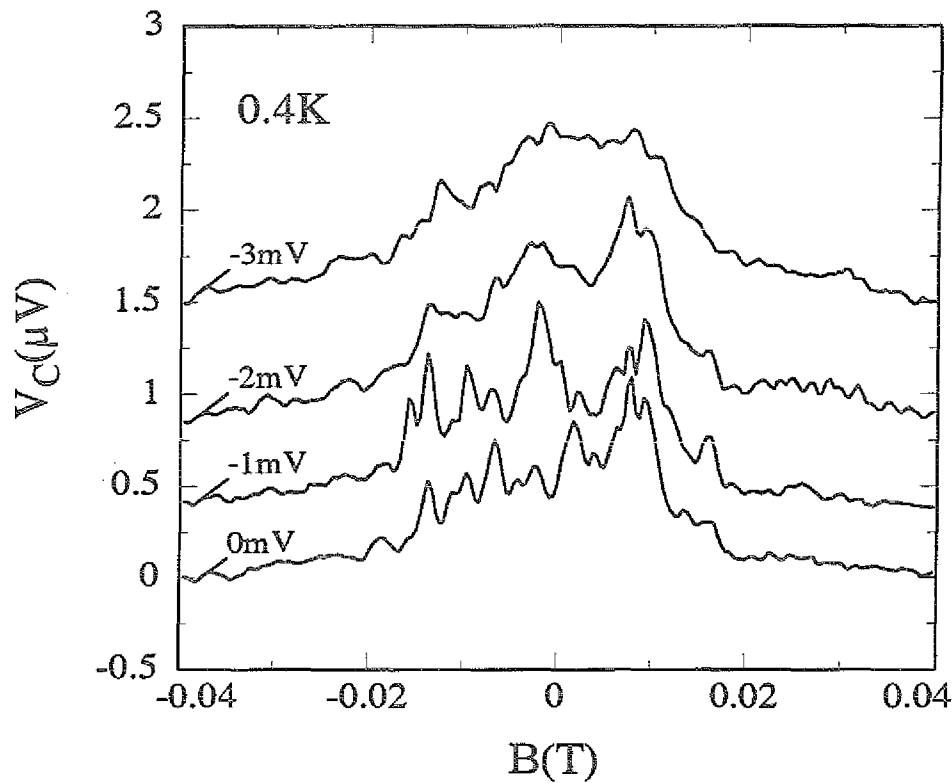


Abbildung 5.14: Messungen der Kollektorspannung in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei unterschiedlichen Injektionsspannungen am Emitterpunktkontakt.

Die Messungen bei $0mV$ und $-1mV$ weisen im Magnetfeldbereich von $-20mT$ bis $+20mT$ ausgeprägte Strukturen auf. Diese sind, wie vorher erläutert, auf Interferenzeffekte der sich vom Emitter zum Kollektor bewegendenden Elektronen zurückzuführen. Beim Vergleich der beiden Kurven untereinander erkennt man, daß die Interferenzmuster sich, trotz unveränderter Gate-Spannungen an den Punktkontakten, deutlich unterscheiden. Erklärt werden kann dieser Effekt durch die Verkleinerung der Elektronenwellenlänge für höhere Injektionsenergien, was eine Modifikation des Interferenzbildes zur Folge hat.

Eine weitere Erhöhung der Injektionsspannung auf $-2mV$ bzw. $-3mV$ führt zu einer signifikanten Reduktion in den Interferenzamplituden. Dieser Effekt kann auf die erhöhte Elektron-Elektron-Streuung zurückgeführt werden. Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, ist dieser Streuprozess für die Elektronenwellen phasenbrechend, so daß dadurch die Interferenz der Elektronen gestört bzw. ganz unterdrückt wird. Ein Vergleich der theoretisch ermittelten freien Weglänge für

die Elektron-Elektron-Streuung [29] mit den hier vorgestellten Messungen ergibt für eine Injektionsenergie von 1 mV eine freie Weglänge, die größer als der Abstand der Punktkontakte ist, so daß hier noch Interferenzeffekte zu erwarten sind. Für -2 mV bzw. -3 mV ist nach der Theorie die Weglänge zwischen den Streuprozessen kleiner als $6\mu\text{m}$, was die starke Reduktion in der Interferenzamplitude erklärt.

5.4 Seitlich versetzte Punktkontakte

Welche Auswirkungen seitlich versetzte Punktkontakte auf die Transmission der Elektronen vom Emitter zum Kollektor haben, soll im nun folgenden Abschnitt diskutiert werden. Aufgrund der Verschiebung der Punktkontakte führt die Kollimation der Elektronen zu Asymmetrien in den magnetfeldabhängigen Messungen des Kollektorstromes. Die geometrische Anordnung der Punktkontakte zueinander ist in Abb. 5.15 gezeigt. Bei den hier besprochenen Messungen wurden die leicht versetzten gegenüberliegenden Punktkontakte untersucht. Die Anschlüsse an die Stromquelle bzw. zur Spannungsmessung sind identisch mit denen der vorher diskutierten Messung von direkt gegenüberliegenden Punktkontakten.

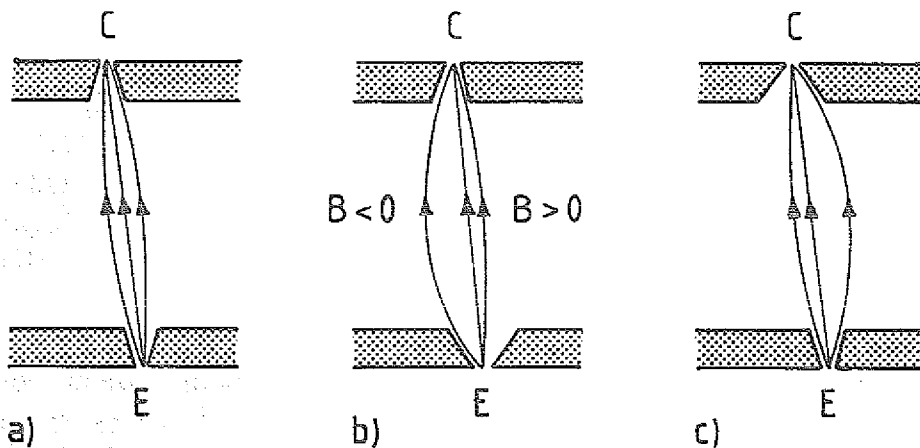


Abbildung 5.15: Elektronentrajektorien bei seitlich versetzten Punktkontakten: a) Emitter und Kollektor identisch, b) Emitterwinkelbereich größer als beim Kollektor, c) Kollektorwinkelbereich größer als beim Emitter.

Abb. 5.16 (oben) zeigt Messungen einer Probe bei der die Punktkontakte einen Abstand von $4\mu\text{m}$ hatten und um $0.6\mu\text{m}$ gegeneinander versetzt waren. Bei einem konstanten Kollektorwiderstand von $12.9\text{ k}\Omega$ wurde der Emitterwiderstand

entsprechend der in Abb. 5.16 angegebenen Werte eingestellt. Auffällig ist beim Vergleich der Messungen die nur geringe Höhe des Maximalwertes für $R_E = 12.9k\Omega$. Der höchste Maximalwert, in Relation zu den anderen Meßkurven, wurde für $R_E = 6.4k\Omega$ beobachtet. Für kleinere Emitterwiderstände nimmt die Höhe der Verteilung wieder ab. Gleichzeitig findet aber auch eine Verbreiterung der gesamten Verteilung in Richtung negativer Magnetfelder statt.

Die Ursache für die eben beschriebenen Verläufe in der Verteilung der Elektronen ist, wie bereits oben angedeutet, in der Kollimation des Elektronenstrahls zu suchen. Durch die Verringerung des Emitterwiderstandes von $12.9k\Omega$ auf $2.1k\Omega$ wird auch die Winkelverteilung der emittierten Elektronen verbreitert. Der gemessene Effekt der Verschiebung der Verteilung zu negativen Magnetfeldern läßt sich allerdings nur dann erklären, wenn der Kollektor auch nur Elektronen in einem begrenzten Winkelbereich durchläßt. Für gleiche Widerstände der Punktkontakte sollte der Winkelbereich der emittierten und der von Kollektor durchgelassenen Elektronen näherungsweise identisch sein. In Abb. 5.15 a) sind die äußeren Trajektorien für diesen Fall eingezeichnet.

Wie aus der Zeichnung hervorgeht sind die möglichen Trajektorien symmetrisch bezüglich der Verbindungsachse der beiden Punktkontakte verteilt. Bei $R_E = 12.9k\Omega$ ist deshalb auch der Kurvenverlauf in Abb. 5.16 relativ symmetrisch bzgl. des Magnetfeldes. Die Situation ändert sich, wenn der Öffnungswinkel des Emitters durch Verkleinerung des Widerstandes größer als der des Kollektors wird. Wie Abb. 5.15 b) zeigt, wird jetzt die Verteilung der Trajektorien asymmetrisch bzgl. der Verbindungslinie der beiden Punktkontakte. Es findet hierbei eine Erweiterung nur im Bereich negativer Magnetfelder statt, was zu einer entsprechenden Verlagerung der gemessenen Verteilung in Abb. 5.16 führt.

Mit den in Abschnitt 5.2.1 ermittelten Winkelverteilungen der Elektronen für die jeweiligen Punktkontaktwiderstände, sowie den entsprechenden Öffnungsweiten, wurde die Abhängigkeit des Kollektorstromes vom äußeren Magnetfeld simuliert, Abb. 5.16 (unten). Deutlich ist auch hier die Verschiebung der Meßkurven zu negativen Magnetfeldern zu beobachten, wenn Öffnungswinkel und -weite des Emitters vergrößert werden. Ein Vergleich der Peakhöhen von Simulation und Messung zeigt ebenfalls eine recht gute Übereinstimmung. Die nur geringe maximale Peakhöhe für $\varphi = 7.4^\circ$ kann dadurch erklärt werden, daß hierbei der Öffnungswinkel der Verteilung kleiner als der Winkel zwischen der Verbindungsachse der Punktkontakte und deren Senkrechten ist. Daß überhaupt ein von Null verschiedener Wert in der Berechnung auftaucht, liegt an der Berücksichtigung der endlichen Weiten von Emitter und Kollektor.

Es soll im folgenden auf die in Abb. 5.17 (oben) gezeigten Messungen mit geringerem Kollektorwiderstand eingegangen werden. Bis auf die Verringerung von R_C auf $6.4k\Omega$ wurden sämtliche Parameter der vorher diskutierten Messungen beibehalten. Hier wird für $R_E = 12.9k\Omega$, im Vergleich zu den drei anderen Messungen mit kleinerem Emitterwiderstand, die größte Peakhöhe beobachtet. Die Verteilung verschiebt sich, wenn auch nicht so deutlich wie bei den vorange-

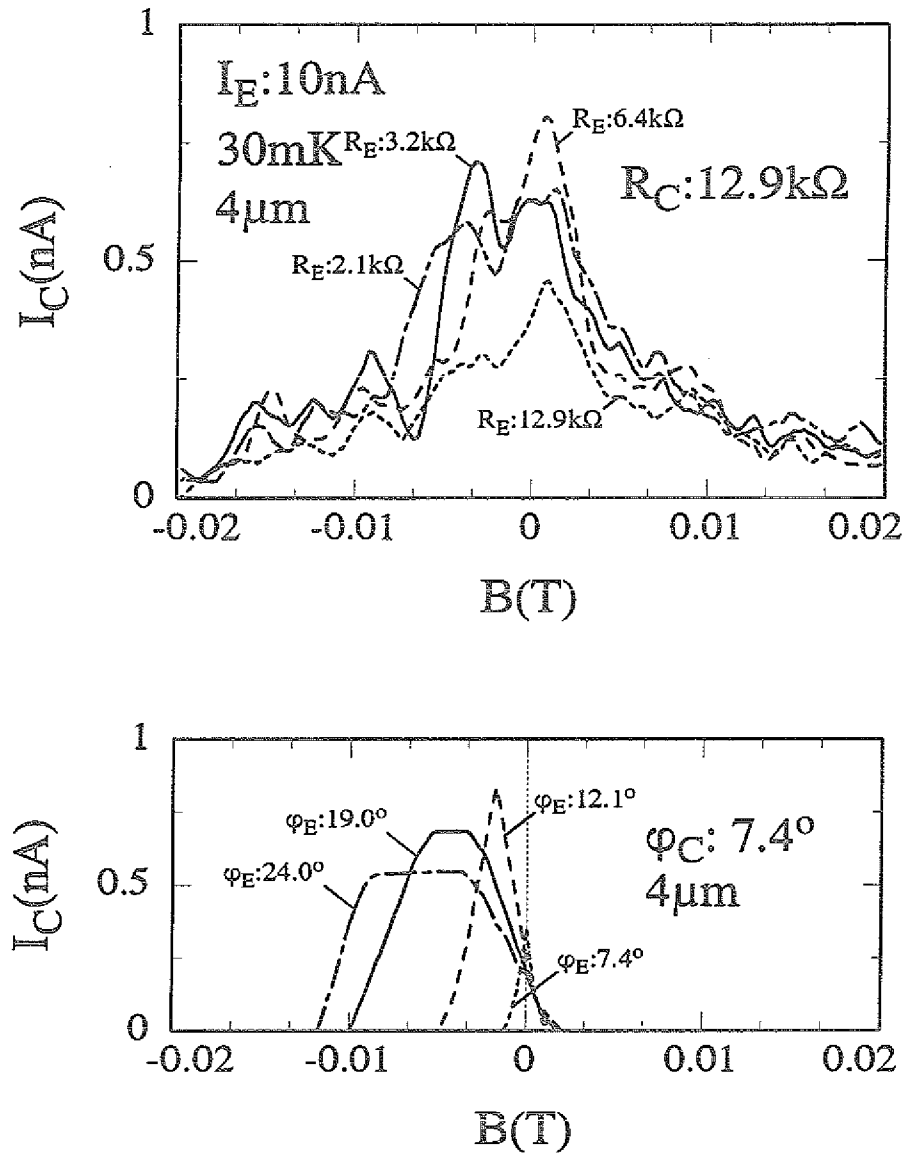


Abbildung 5.16: Messungen mit seitlich versetzten Punktkontakten für eine Kollektorwiderstand von 12.9 kΩ. Die Punktkontakte waren um 0.6 μm gegeneinander verschoben. Der Emitterwiderstand wurde als Parameter zwischen 12.9 kΩ und 2.1 kΩ verändert (oben). Simulation des Kollektorstromes bei verschiedenen Emissionswinkeln (unten).

gangenen Messungen, ebenfalls zu kleineren B-Feldern, wenn R_E erniedrigt wird.

Eine Simulation mit den bei diesen Messungen eingestellten Parametern der Punktkontakte ist in Abb. 5.17 (unten) wiedergegeben. Demnach liegt für $\varphi_E = 7.4^\circ$ der Schwerpunkt der Verteilung bei positiven Magnetfeldern. Dies entspricht

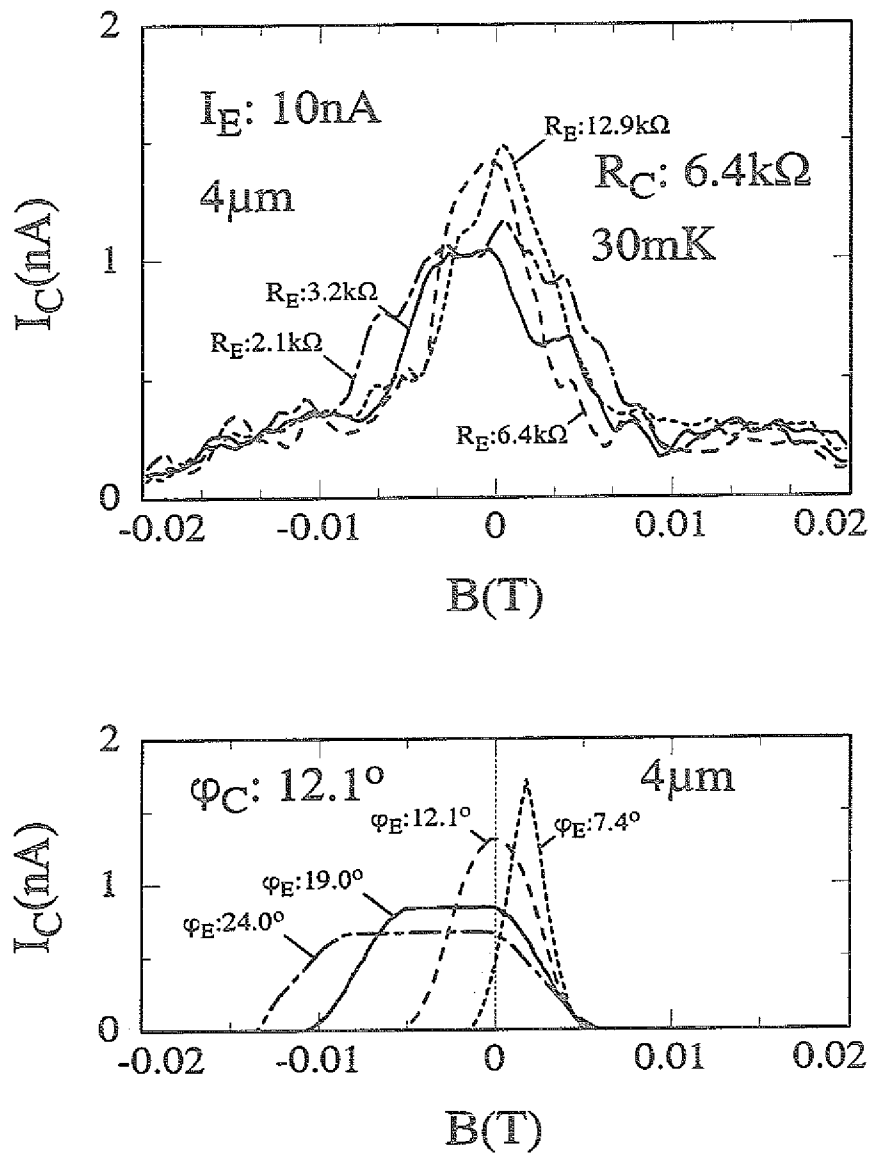


Abbildung 5.17: Messungen mit seitlich versetzten Punktkontakten für einen Kollektorwiderstand von $6.4\text{k}\Omega$. (oben) und Simulation des Kollektorstromes bei verschiedenen Emissionswinkeln.

der in Abb. 5.15 c) gezeigten Situation bei der der Öffnungswinkel des Emitters kleiner als der des Kollektors ist. Für gleiche Öffnungswinkel ist die Verteilung wieder symmetrisch bezüglich des Magnetfeldes, die sich dann aber für noch größere Emittorwiderstände zu negativen Feldern verschiebt.

Der gemessene Peak für $12.9\text{k}\Omega$ ist nicht wesentlich zu positiven Magnetfeldern verschoben, jedoch stimmt qualitativ die generelle Verschiebung der Kurven untereinander gut mit der Simulation überein. Die gemessenen Peakhöhen sind

ebenfalls mit den errechneten Werten vergleichbar. Bezogen auf die Messung in Abb. 5.16 ergeben sich hier aufgrund des kleineren Kollektorwiderstandes entsprechend höhere Werte.

Zum Abschluß der Messungen mit seitlich versetzten Punktkontakten läßt sich anmerken, daß die hier diskutierten Effekte im Kollektorsignal zu Schaltzwecken verwendet werden können. Hierbei ist wesentlich, daß der Winkelbereich der emittierten bzw. detektierten Elektronen kleiner bzw. größer als der Winkel der Verbindungsgeraden zwischen den Punktkontakten ist. Dadurch lassen sich dann recht beträchtliche Unterschiede im Signal für $B = 0$ erzielen, wie ein Vergleich der Messungen von Abb. 5.16 für $R_E = 12.9k\Omega$ bzw. $6.4k\Omega$ zeigt.

In diesem Kapitel wurden die Emissions- und Detektionseigenschaften von Punktkontakten eingehend untersucht. Dabei zeigte sich, daß:

- der Winkelbereich der aus einem Punktkontakt emittierten Elektronen auf einen engen Winkelbereich begrenzt werden kann ($\approx \pm 10^\circ$)
- die Kollimation bei versetzt angeordneten Punktkontakten für unterschiedliche Emitter- und Kollektorwiderstände zu einer asymmetrischen Verteilung des magnetfeldabhängigen Kollektorsignals führt
- bei Abständen $\geq 4\mu m$ zwischen den Punktkontakten die Störstellen im Halbleitermaterial den im Kollektor gemessenen Strom reduzieren
- die in der Winkelverteilung des Kollektorstromes beobachteten Strukturen auf Interferenzeffekte (bedingt durch Störstellen) zurückgeführt werden können.

6. Elektronenspiegel

Bisher sind die Möglichkeiten und Einschränkungen bei der Erzeugung bzw. Detektion ballistischer Elektronen ausführlich diskutiert worden. Die dort gewonnenen Erfahrungen sollen nun im Hinblick auf mögliche Bauelementanwendungen genutzt werden.

Ein derartiges ballistisches Bauelement zeigt Abb. 6.1. Die Funktionsweise besteht darin, daß ein Strahl ballistischer Elektronen durch einen 45° geneigten Spiegel 'S' abgelenkt wird. Diese Ablenkung wird dadurch bewirkt, daß an Gate 'S' eine so große negative Spannung angelegt wird, daß das darunterliegende Elektronengas vollständig verarmt ist und die ballistischen Elektronen an der so entstandenen Potentialstufe reflektiert werden.

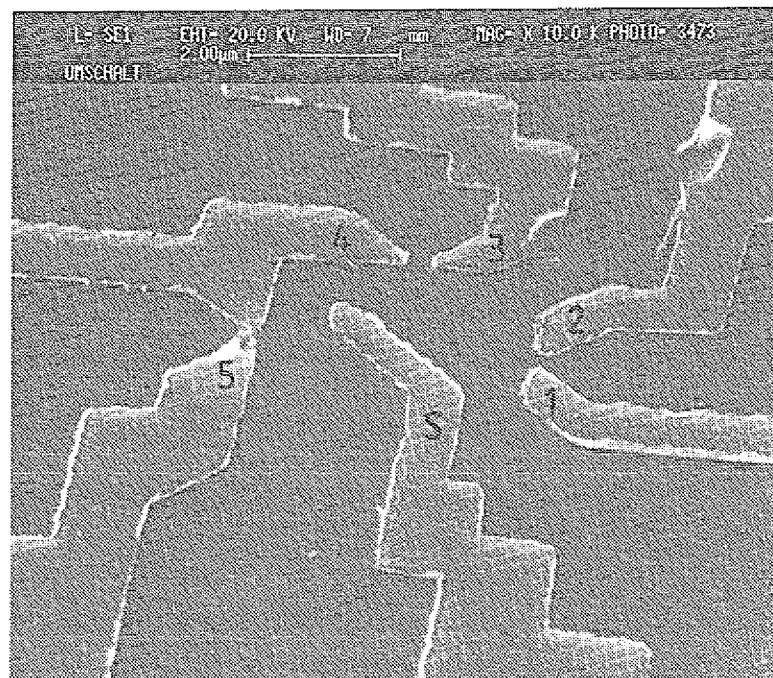


Abbildung 6.1: SEM-Aufnahme der hier untersuchten Spiegelanordnung für ballistische Elektronen. Die aus den Emitter ('1', '2') emittierten Elektronen werden nach Transmission bzw. Reflexion am Gate 'S' im Kollektorpunktkontakt, gebildet aus den Gates '3', '4' bzw. '4', '5', nachgewiesen.

Die Emission der ballistischen Elektronen geschieht hier durch den Emitter-

punktkontakt ('1','2'). Mit den verbleibenden Kollektorpunktkontakten ('3','4') bzw. ('4','5') kann der reflektierte bzw. transmittierte Elektronenstrahl detektiert werden. Die gegenüberliegenden Punktkontakte hatten einen Abstand von $4\mu m$. Der um 90° gegenüber den anderen gedrehte Punktkontakt war um $2\mu m$ versetzt in der Mitte zwischen den vorher genannten angeordnet. Der zwischen den Punktkontakten liegende Spiegel 'S' hatte eine Breite von $500nm$.

Neben der vollständigen Reflexion besteht darüberhinaus noch die Möglichkeit, durch Anlegen einer entsprechend geringeren Spannung an Gate 'S', die Elektronenkonzentration des 2-dimensionalen Elektronengases unter dem Gate in weiten Bereichen zu verändern. Diese Änderung der Konzentration entspricht im übertragenen Sinn einer Änderung des Brechungsindices, wodurch es an der Grenzfläche zwischen den Bereichen unterschiedlicher Konzentration zu Reflexion und Transmission eines Elektronenstrahls kommt (siehe dazu auch Abschnitt 2.8).

6.1 Reflexion bei $B=0T$

An dieser Stelle sollen zunächst die Reflexionseigenschaften des Spiegels beschrieben werden. Die hierbei verwendete Anschlußkonfiguration zeigt Abb. 6.2. Die aus dem Emitterpunktkontakt (Gates '1','2') emittierten Elektronen werden an dem negativ vorgespannten Gate 'S' reflektiert und anschließend im Kollektorpunktkontakt (Gates '3','4') detektiert.

In Abb. 6.3 ist der 4-Punkt-Widerstand $R_{EL,RC}$ in Abhängigkeit von der am Spiegel anliegenden Spannung V_S wiedergegeben. Bis zu einer Spannung von $-0.2V$ am Gate 'S' bleibt der gemessene Widerstand nahezu konstant, danach setzt ein starker Anstieg bis auf 650Ω ein. Zwischen $-0.4V$ und $-0.5V$ fällt $R_{EL,RC}$ wieder bis auf etwa 40Ω ab, wobei für noch größere Spannungsbeträge am Spiegel nachfolgend noch drei weitere Peaks bei $-0.61V$, $-0.78V$ und $-0.94V$ beobachtet werden.

Der für die nachfolgende Auswertung relevante Widerstand R_S zwischen Emitter 'E' und Kollektor 'C', der sich durch Anlegen einer negativen Spannung an den Gates 'S' und '4' ergibt, ist ebenfalls in Abb. 6.3 aufgetragen. R_S wurde bereits hinsichtlich der Kontaktwiderstände korrigiert. Wie aus dem Verlauf des Widerstandes hervorgeht, ist wegen des sprunghaften Anstiegs von R_S auf $\approx 1k\Omega$, das Elektronengas unter den Gates 'S' und '4' ab einer Spannung von $-0.5V$ vollständig verarmt. Ein Elektronentransport findet dann nur noch durch die verbliebene Öffnung zwischen den beiden Gates statt. Für weiter ansteigende Spannungen ergibt sich durch die Ausweitung der Raumladungszone unter den Gates ein weiterer kontinuierlicher Anstieg des Widerstandes. Wichtig ist aber, daß bei den hier angelegten Spannungen keine Abkopplung (Pinch-Off) zwischen den Kontakten 'E' und 'C' auftrat.

Der Verlauf des Widerstandes $R_{EL,RC}$ in Abhängigkeit von der Spannung V_S kann durch die Reflexion der von Emitter injizierten Elektronen am Gate 'S'

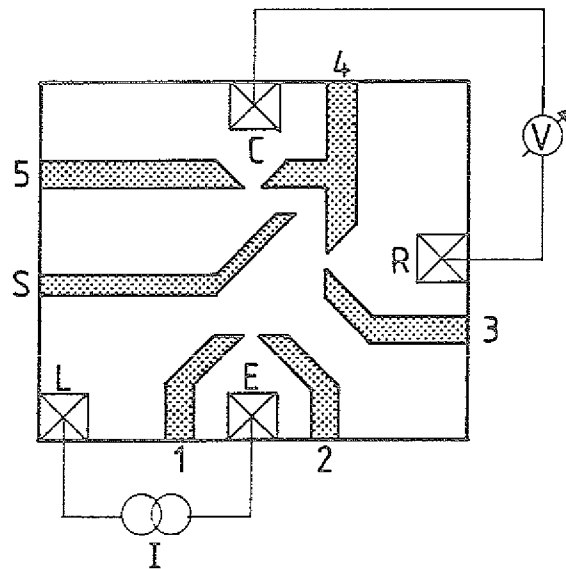


Abbildung 6.2: Anschlußkonfiguration zur Messung der Reflexion bzw. Transmission der Spiegelanordnung. Die Elektronen werden aus dem Emittierpunktkontakt ('1', '2') emittiert und können nach der Reflexion bzw. Transmission in den Kollektorpunktkontakten ('3', '4') und ('4', '5') detektiert werden.

gedeutet werden. Dabei müssen im wesentlichen zwei Bereiche unterschieden werden. Für nur geringe Spannung am Spiegel wird das darunterliegende Elektronengas nur teilweise verarmt, dadurch hat man, neben der teilweisen Reflexion der Elektronen an der Potentialstufe, noch einen Anteil an transmittierten Elektronen, die in den Bereich unter dem Gate 'S' eindringen. Ab einer bestimmten Spannung an Gate 'S' erwartet man eine Totalreflexion der Elektronen. Letzteres gilt dann, wenn die zur Potentialstufe senkrechte Komponente des Wellenvektors unter dem Gate verschwindet oder imaginär wird.

Es soll nun im folgenden genauer analysiert werden, wie der Verlauf von $R_{EL,RC}$ im Detail zu interpretieren ist. Unter Anwendung der Gleichung (2.66) in Abschnitt 2.8 kann der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit von der am Spiegel anliegenden Spannung ermittelt werden. Dabei ist zu beachten, daß bei den dort angegebenen Wellenvektoren jeweils nur Komponenten senkrecht zur Potentialstufe eingesetzt werden dürfen. Der Betrag des Wellenvektors k_2 unter dem Gate 'S' kann über ein einfaches Kondensatormodell berechnet werden [28], bei dem die Ladung unter dem Gate proportional zur Gate-Spannung ist. Ist V_D die Spannung bei der eine völlige Verarmung eintritt, so erhält man für die Elektronenkonzentration n_S unter dem Gate, in Abhängigkeit von der an 'S' anliegenden

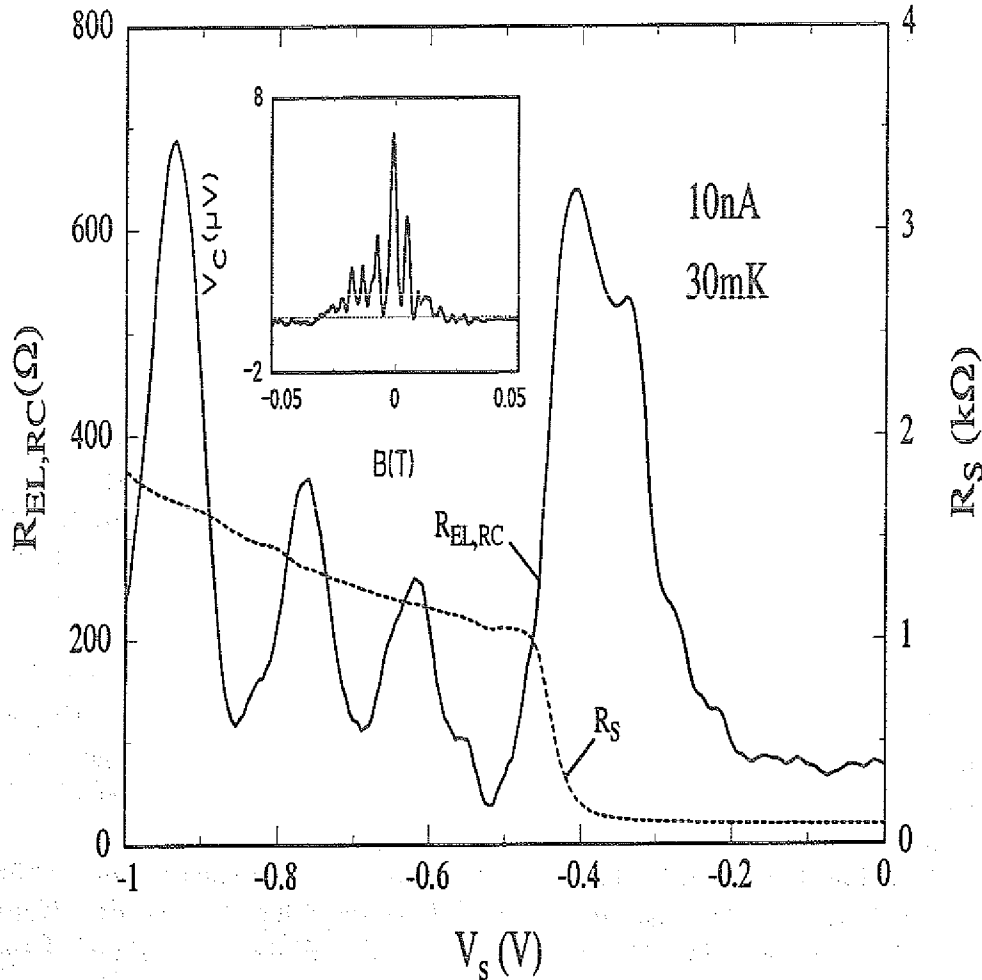


Abbildung 6.3: Messung der in den seitlichen Punktkontakt (Gate '3' und '4') reflektierten Elektronen, ausgedrückt durch den 4-Punkt-Widerstand $R_{EL,RC}$, in Abhängigkeit von der Spiegelspannung V_S . Ebenso angegeben ist der Verlauf des Widerstandes R_S wenn die Gates '3' und '4' mit Spannung belegt werden. Als Inset ist ergänzend noch das in 'C' gemessene Signal in Transmission für $V_S = 0$ wiedergeben.

Spannung V_S , folgenden Ausdruck:

$$n_S = n_{2D} \left(1 - \frac{V_S}{V_D} \right). \quad (6.1)$$

Entsprechend Gl. 2.3 ergibt sich damit für den Betrag des Wellenvektors unter

dem Gate:

$$k_2 = k_F \sqrt{1 - \frac{V_S}{V_D}} \quad (6.2)$$

Bei einem Auftreffwinkel von 45° müssen demnach folgende Komponenten in den Ausdruck für den Reflexionskoeffizienten eingesetzt werden:

$$k_{1\perp} = \frac{k_F}{\sqrt{2}} \quad (6.3)$$

$$k_{2\perp} = k_F \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{V_S}{V_D}} \quad (6.4)$$

Wie aus der Messung von R_S hervorgeht ist das Elektronengas unter dem Spiegel bei $-0.5V$ völlig verarmt, so daß für V_D dieser Wert angesetzt werden kann. Eine Totalreflexion setzt deshalb bei der hier betrachteten Reflexion unter 45° theoretisch bei einer Gate-Spannung von $-0.25V$ ein ($k_{2\perp} = 0$).

Der mit dem Landauer-Büttiker-Formalismus errechnete Verlauf von $R_{EL,RC}$ ist in Abb. 6.4 a) wiedergegeben. Grundlage für die Berechnung war die winkelbegrenzte $\cos$ -Verteilung der emittierten Elektronen, mit einem angenommenen Kollimationsfaktor von 3.8.

Der Einfluß der teilweisen Reflexion am Spiegel führt im Bereich von $V_S = 0V$ bis $-0.25V$ zu einem kontinuierlichen Anstieg des Widerstandes. Für größere Spannungen bleibt $R_{EL,RC}$ aufgrund der Totalreflexion am Spiegel auf einem konstanten Wert, der der Transmission zweier direkt gegenüberliegenden Punktkontakte entspricht.

Wie schon durch den Verlauf von R_S in Abb. 6.3 deutlich wurde, erhöht sich im Bereich von $-0.4V$ bis $-0.5V$ der Zuleitungswiderstand zu den Kontakten 'C' und 'L' um etwa $1k\Omega$. Für die Berechnung des Widerstandes nach Landauer-Büttiker bedeutet dies, daß die Anzahl der Leitungskanäle zu den Kontakten 'C' und 'L' reduziert sind. Die Auswirkungen auf den Widerstand $R_{EL,RC}$ sind in Abb. 6.4 b) zu erkennen. Hierbei ergibt sich analog zu den Messungen ein Abfall von $R_{EL,RC}$ ab einer Spannung von $V_S = -0.4V$. Aufgrund des ballistischen Transports der Elektronen ist es wahrscheinlich, daß die Transmission in einen gegenüberliegenden Kontakt (z.B. $E \Rightarrow C$) größer als die in einen nebenliegenden ist (z.B. $E \Rightarrow L$). Wie aus Abb. 6.4 c) zu ersehen ist, wird dadurch der Abfall des Widerstandes noch größer.

Bisher ist in den Rechnungen davon ausgegangen worden, daß die Grenze der Verarmungszone mit der geometrischen Begrenzung des Spiegel-Gates übereinstimmt. Wie die Messungen an den Punktkontakten zeigten, ist zumindest für kleine Gate-Spannungen die Verarmungszone gegenüber der Gate-Begrenzung nach hinten versetzt. Dadurch wäre die Reflexionsbedingung für steilere Einfallswinkel als 45° erfüllt, Abb. 6.5. Die entsprechende Berechnung des Widerstandes für einen Einfallswinkel von 50° (Kurve d)) zeigt, daß dadurch eine Verschiebung

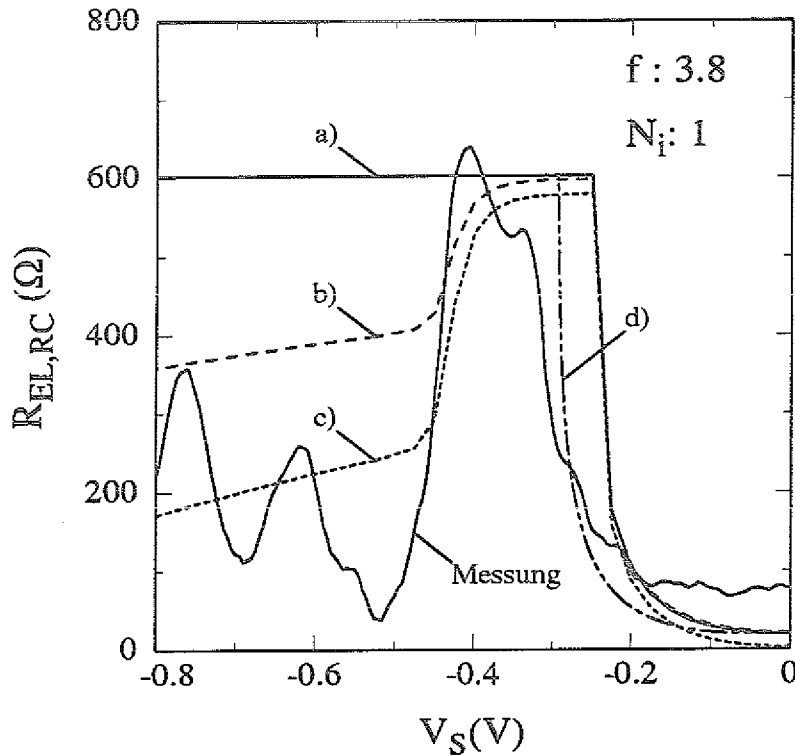


Abbildung 6.4: Berechnung des Widerstandes $R_{EL,RC}$ als Funktion von V_S . Die Kurve a) ist ohne Berücksichtigung der Erhöhung des Widerstandes durch die Verarmung des Gates 'S' errechnet. In b) und c) wurde diese Erhöhung mit einbezogen, wobei in c) noch eine um den Faktor 2 erhöhte Transmission in Vorwärtsrichtung einging. Die Kurve d) gibt den Widerstand für einen Einfallswinkel von 50° wieder.

der Totalreflexion zu größeren Gate-Spannungsbeträgen erfolgt. Wie ein Vergleich mit der Messung zeigt, läßt sich dadurch eine bessere Übereinstimmung erzielen.

Abschließend soll noch geklärt werden, wodurch die zusätzlichen Strukturen unterhalb von $-0.5V$ im Verlauf von $R_{EL,RC}$ zustande kommen. Einen Hinweis gibt das in Abb. 6.3 eingefügte Bild, das die Transmission des Elektronenstrahls in den gegenüberliegenden Punktkontakt ('4','5') in Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigt. Wie in Abschnitt 5.2 eingehend erläutert, entspricht dies im wesentlichen der Winkelverteilung der vom Emittor ('1','2') injizierten Elektronen. Die dabei beobachtete Feinstruktur kann durch Interferenzeffekte gedeutet werden.

Die gleiche Art von Interferenzen führen zu den Strukturen in $R_{EL,RC}$, wenn V_S variiert wird. Bei den vorangegangenen Erklärungen wurde immer vorausge-

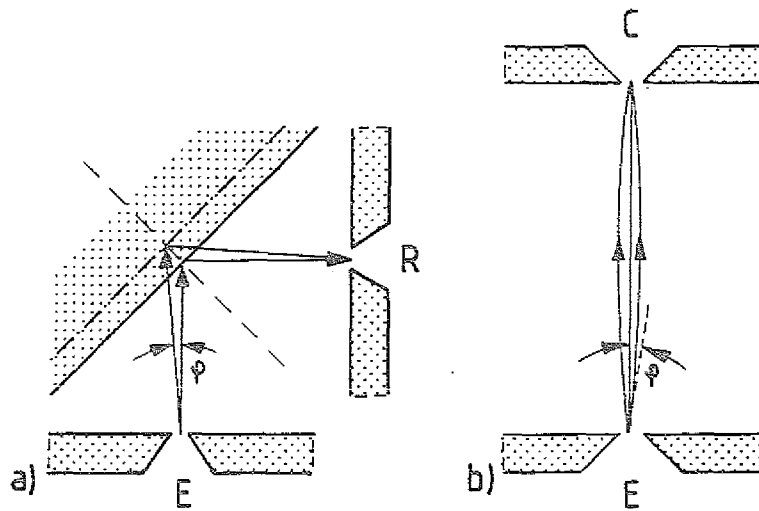


Abbildung 6.5: Trajektorien, die nach Reflexion am Spiegel den Kollektor 'R' erreichen. Durch die Verschiebung der Raumladungszone ändert sich der Winkel der emittierten Elektronen, die in den Kollektor gelangen können b). Bei gegenüberliegenden Punktkontakten werden die emittierten Elektronen hingegen mittels eines Magnetfeldes erfaßt b).

setzt, daß sich die Position des Potentialsprungs an der Grenzlinie des Gates 'S' nicht verändert. Tatsächlich wird aber bei Veränderung der Gate-Spannung nicht nur das Potential, sondern durch Vergrößerung der Raumladungszone auch die Lage des Übergangs verschoben. Ein Vergleich mit typischen Spannungen, die bei einem Punktkontakt zum Pinch-Off führen, zeigt, daß bei 1V Gate-Spannungsdifferenz größenordnungsmäßig eine Verschiebung von 100 – 200nm zu erwarten ist. Dies bedeutet, daß sich abhängig von V_S der vom Kollektor detektierte Emissionswinkel kontinuierlich ändert, Abb. 6.5 a). Dies ist vergleichbar mit einer Ablenkung mittels eines Magnetfeldes bei gegenüberliegenden Punktkontakten, Abb. 6.5 b). Eine einfache Abschätzung für eine Variation der Raumladungszone von 200nm und einem Abstand von $2\mu\text{m}$ zwischen Emmitter und Gate 'S' ergibt eine Winkeldifferenz von 4° bei der Emission, so daß damit unter Voraussetzung eines kollimierten Elektronenstrahls ein beträchtlicher Teil der Gesamtwinkelverteilung erfaßt werden kann. Aufgrund der nur geringen Temperatur von 30mK treten zusätzlich, analog zu den Messungen mit direkt gegenüberliegenden Punktkontakten, Interferenzeffekte auf, die Ursache für die Peaks in den Messungen von $R_{EL,RC}$ sind. Würde sich im Bereich der Totalreflexion gerade ein Minimum befinden, so hätte dies, ähnlich wie eine versetzte Raumladungszone, ein verzögertes Ansteigen des Widerstandes zur Folge.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Reflexion bei ($B=0$), abgesehen

von den diskutierten Abweichungen, gut mit den im Theorieteil vorgestellten Reflexionsgesetz beschrieben werden kann. Durch vergleichbare Messungen an geätzten Strukturen mit einem zwischenliegenden Spiegel-Gate wurde die hier gefundene Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell auch von Y. K. Fukai et al. [94] festgestellt.

6.2 Transmission bei $B=0T$

Neben der Reflexion des Elektronenstrahls am Gate 'S' wird je nach Gate-Spannung ein Teil der Elektronen an der Grenzlinie transmittiert. Zur Analyse dieses Anteils wurde der dem Emitter gegenüberliegende Kollektorpunktkontakt ('4','5') verwendet. Abb. 6.6 zeigt den resultierenden Widerstand $R_{EL,CR}$ in Abhängigkeit von der Gate-Spannung V_S . Auffällig ist die Verringerung des Widerstandes von $\approx 300\Omega$ auf nahezu 0Ω innerhalb von $0.1V$. Im Bereich von $-0.25V$ bis $-0.45V$ sind negative Widerstandswerte zu beobachten, die anschließend für noch größere Gate-Spannungen, abgesehen von geringen Schwankungen, auf nahezu Null zurückgehen.

Die Reduktion des Widerstandes bei Erhöhung der Gate-Spannung von $0V$ auf $-0.2V$ hat verschiedene Ursachen. Zunächst nimmt der Transmissionskoeffizient bei Erhöhung des Potentialsprungs an der Grenzlinie kontinuierlich ab. Der Transmissionsfaktor für die im 45° Winkel auf den Spiegel treffende Trajektorie ist in Abb. 6.7 wiedergegeben. Mit Hilfe eines Programms, welches die Trajektorien der Elektronen unter verschiedenen Emissionwinkeln berechnete, wurde das Verhältnis zwischen Emitter- und Kollektorstrom, unter Berücksichtigung des Transmissionsfaktors an den beiden Grenzlinien des Spiegels, berechnet, Abb. 6.7. Nach dieser Simulation müßte sich der Abfall des Signals deutlich langsamer vollziehen als sich in der Messung zeigte. Diese Diskrepanz zwischen Messung und Simulation deutet darauf hin, daß durch die verringerte Elektronenkonzentration n_S unter dem Gate die ballistische freie Weglänge reduziert ist. Für diese Annahme gibt es zwei mögliche Erklärungen [5]. Zum einen werden wahrscheinlich durch die Gate-Spannungen Inhomogenitäten im 2-dimensionalen Elektronengas induziert [38]. Zum anderen erhöht sich die Streurate der Elektronen, wenn die Elektronenkonzentration und damit k_F abnimmt.

Die negativen Werte im Widerstand $R_{EL,CR}$ gehen vermutlich auf den diffusiven Transport der Elektronen zurück. Entsprechend der Anordnung der Kontakte müßte sich hierbei aufgrund des Spannungsabfalls innerhalb der Struktur eine negative Spannung ausbilden. Verstärkt wird dieser Effekt dabei sicherlich noch durch die Reflexion ballistischer Elektronen aus dem Emitter bzw. Kollektor am Gate 'S'.

Simulationen des nach Landauer-Büttiker ermittelten Widerstandes $R_{EL,CR}$ ergaben ebenfalls einen negativen Widerstandswert zwischen $-0.25V$ und $-0.50V$, was die obigen Vermutungen zumindest qualitativ bestätigt. In diese Berechnung

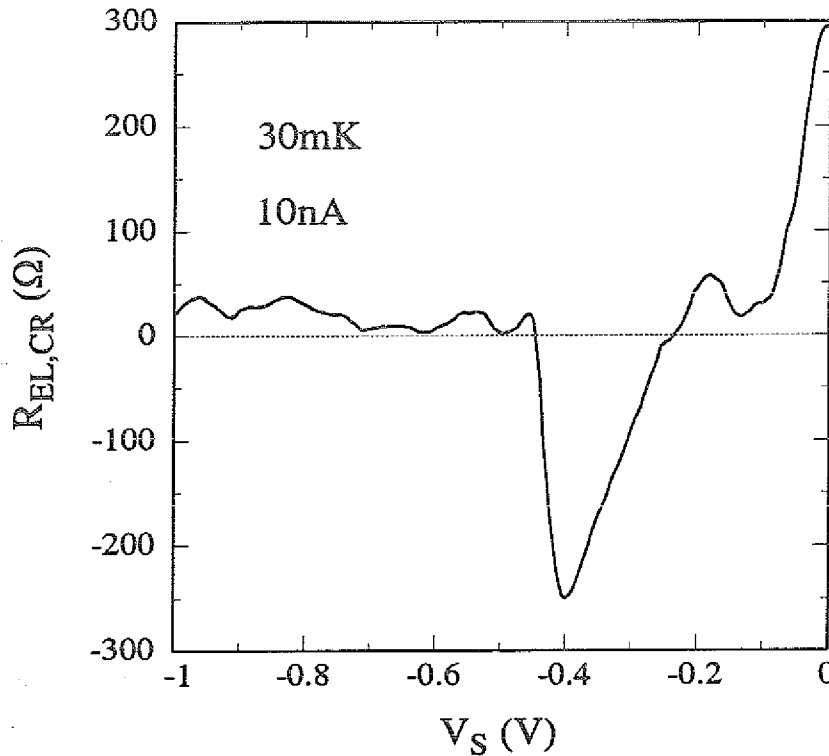


Abbildung 6.6: Messung der Transmission, ausgedrückt durch den 4-Punkt-Widerstand $R_{EL,CR}$, in den gegenüberliegenden Punktkontakt als Funktion der Spannung an Gate 'S'.

ging ergänzend noch die Verarmung des Elektronengases und die dadurch verursachte verringerte Transmission in die Kontakte 'C' und 'L' ein, wodurch der Anstieg des Widerstandes im Bereich von -0.5 V bedingt war. Der Betrag des berechneten Widerstandes war allerdings deutlich kleiner als der gemessene, was wahrscheinlich auf die vereinfacht gemachten Annahmen der einzelnen Transmissionswahrscheinlichkeiten in der Berechnung zurückzuführen ist.

6.3 Magnetfeldabhängige Reflexion

Es soll nun untersucht werden wie sich das Signal am Punktkontakt ('3','4') verhält, wenn zusätzlich ein äußeres Magnetfeld angelegt wird. Abb. 6.8 zeigt Messungen des Widerstandes $R_{EL,RC}$ für unterschiedliche Spannungen an Gate 'S'. Die maximalen Spannungen V_S wurden dabei so gewählt, daß noch kein Einfluß durch die Verarmung des Elektronengases unter 'S' auf die Zuleitungs-

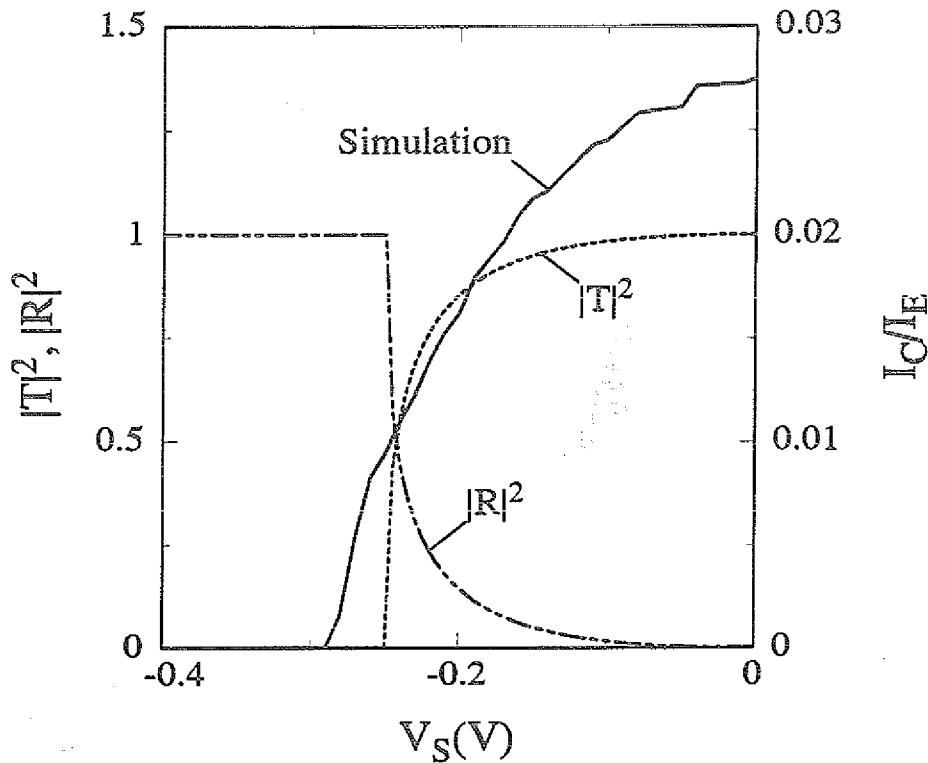


Abbildung 6.7: Berechnung des Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten für eine Verarmungsspannung von $-0.5V$. Zusätzlich ist noch die Simulation des relativen Kollektorstromes I_C/I_E angegeben (rechte Achse).

widerstände nach 'C' und 'L' bestand. Zur Vermeidung von Interferenzeffekten wurden die Messungen bei einer Temperatur von $4.2K$ vorgenommen. Für $V_S = 0.0V$ wird bei $B = -0.037T$ ein Peak im Widerstand beobachtet, der auch bei Anlegen einer Gate-Spannung an 'S' erhalten bleibt. Im Bereich von $B = 0T$ entwickelt sich eine zusätzliche Struktur, deren Maximum sich bei anwachsender Spannung V_S in Richtung positiver Magnetfelder verlagert.

Der Peak bei $B = -0.037T$ geht auf die direkte Transmission vom Emitter in den Kollektorpunktkontakt zurück. Die Trajektorien der ballistischen Elektronen beschreiben dabei aufgrund der Ablenkung durch die Lorentzkraft einen Viertelkreis. Auch das Anlegen einer Spannung an Gate 'S' beeinflusst bei diesem Magnetfeld den direkten Transport der Elektronen nur unwesentlich, so daß dieser Peak auch bei Messungen mit $V_S \neq 0$ bestehen bleibt.

Die im Bereich von $B = 0$ beobachtete Erhöhung des Signals für ansteigende Spannungen V_S kann durch die Reflexion der emittierten Elektronen am Gate 'S' gedeutet werden. Aufgrund der geringen Spannung kommt es allerdings hier

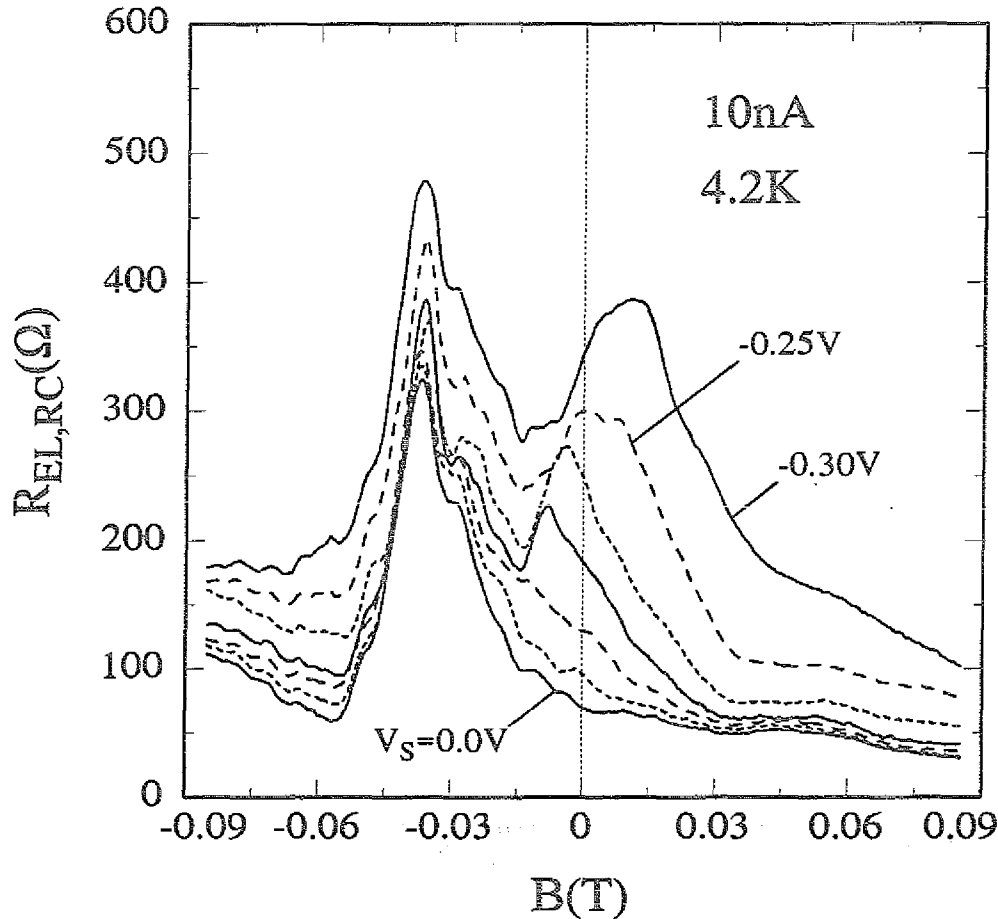


Abbildung 6.8: Messungen der Reflexion bei unterschiedlichen Spannungen an G_S in Abhängigkeit vom Magnetfeld. V_S wurde in Schritten von 0.05V angelegt.

zum größten Teil nur zu einer Teilreflexion. Da der Reflexionskoeffizient in dem hier gezeigten Spannungsbereich stetig mit V_S zunimmt, wächst die Peakhöhe ebenfalls kontinuierlich mit V_S .

Einzelheiten des Verlaufs von $R_{EL,RC}$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei unterschiedlichen Gate-Spannungen sollen nun anhand von Computersimulationen erläutert werden. Hierbei wurden die Elektronentrajektorien vom Emitter- zum Kollektorpunktkontakt, unter Berücksichtigung des Magnetfeldes und der Gate-Spannung V_S , für verschiedene Emissionswinkel ermittelt. Bei der Berechnung der Trajektorien aus den Bewegungsgleichungen kam das Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung zur Anwendung [95],[96]. Um den Einfallswinkel bei der Reflexion für die Berechnung des Reflexionskoeffizienten präzise zu bestimmen, wurde die Schrittweite bei der Lösung der Differentialgleichung im Bereich der Potential-

stufe speziell angepaßt.

In Abb. 6.9 sind die mit dem oben beschriebenen Programm ermittelten Elektronentrajektorien für sechs unterschiedliche Magnetfelder dargestellt. Beginnend bei der Situation für $B = -0.04T$ ist zu erkennen, daß in diesem Magnetfeldbereich die Elektronen direkt in den Kollektor abgelenkt werden. Es findet noch keine Reflexion am Spiegel statt. Die Divergenz der Trajektorien ist aufgrund des Magnetfeldes relativ gering, ein Vergleich mit Bild c) für $B = 0$ zeigt dies deutlich. Der im Kollektor gemessene Strom ist deshalb auch, wie ein Vergleich mit der Signalthöhe für $B = 0$ bei Totalreflexion zeigt (Abb. 6.8, $V_S = -0.3V$), entsprechend größer.

Wird die Feldstärke auf $-0.02T$ erniedrigt, so wird bereits ein Teil der Elektronen am Gate reflektiert. Der Anteil dieser Elektronen hängt letztendlich aber noch von der Größe des Reflexionskoeffizienten $\mathcal{R}$ ab. Bei $V_S = 0$ ist $\mathcal{R} = 0$, wohingegen schon bei kleinen Spannungsbeträgen V_S aufgrund des flachen Einfallswinkels eine Reflexion auftreten sollte. Die Situation für $B = 0.0T$ entspricht, bezüglich der Trajektorien, wenn $|\mathcal{R}| = 1$ gesetzt wird, der direkten Transmission in einen gegenüberliegenden Punktkontakt. Für ansteigende positive Magnetfelder ($B = +0.02T$ bzw. $B = +0.04T$) wird der Elektronenstrahl langsam am Kollektor vorbeigeschoben. In diesem Bereich treffen die Elektronen in einem relativ steilen Winkel auf das Gate auf, so daß eine Reflexion erst bei relativ großen Gate-Spannungen einsetzen sollte. Die in Abb. 6.8 gezeigten Messungen bestätigen diesen Sachverhalt, da hier für positive Magnetfelder der Widerstand $R_{EL,RC}$ erst bei höheren Gate-Spannungen deutlich ansteigt. Neben dem Anteil der reflektierten Elektronen hat auch der Auftreffwinkel am Kollektor einen Einfluß auf das detektierte Signal. Bei den am Kollektor für $B = 0.04T$ auftreffenden Elektronen ist dieser Winkel bereits so groß, daß unter Umständen die Elektronen, aufgrund des Horneffektes bzw. der Potentialbarriere im Punktkontakt, die Öffnung des Kollektors nicht passieren können.

Erhöht man das Magnetfeld weiter auf $+0.06T$, so werden die Elektronen aufgrund des kleinen Zyklotronradius zweimal am Spiegel reflektiert, ehe diese den Kollektor erreichen. Eine Detektion dieser Elektronen erfordert, wegen der zweimaligen Reflexion, einen entsprechend größeren Reflexionskoeffizienten und deshalb auch eine relativ große Gate-Spannung V_S . Aus diesem Grund wird für die detaillierte Besprechung dieser zweifachen Reflexion auf die später vorgestellten Messungen verwiesen. Insgesamt kann festgehalten werden, daß mit Hilfe der Trajektorienberechnungen der Verlauf der Meßkurve zumindest qualitativ gut erklärt werden kann.

6.4 Simulation des reflektierten Stromes

Die Routinen zur Berechnung der Trajektorien wurden nun dazu genutzt, um den relativen Strom im Kollektorpunktkontakt quantitativ zu berechnen. Hierzu

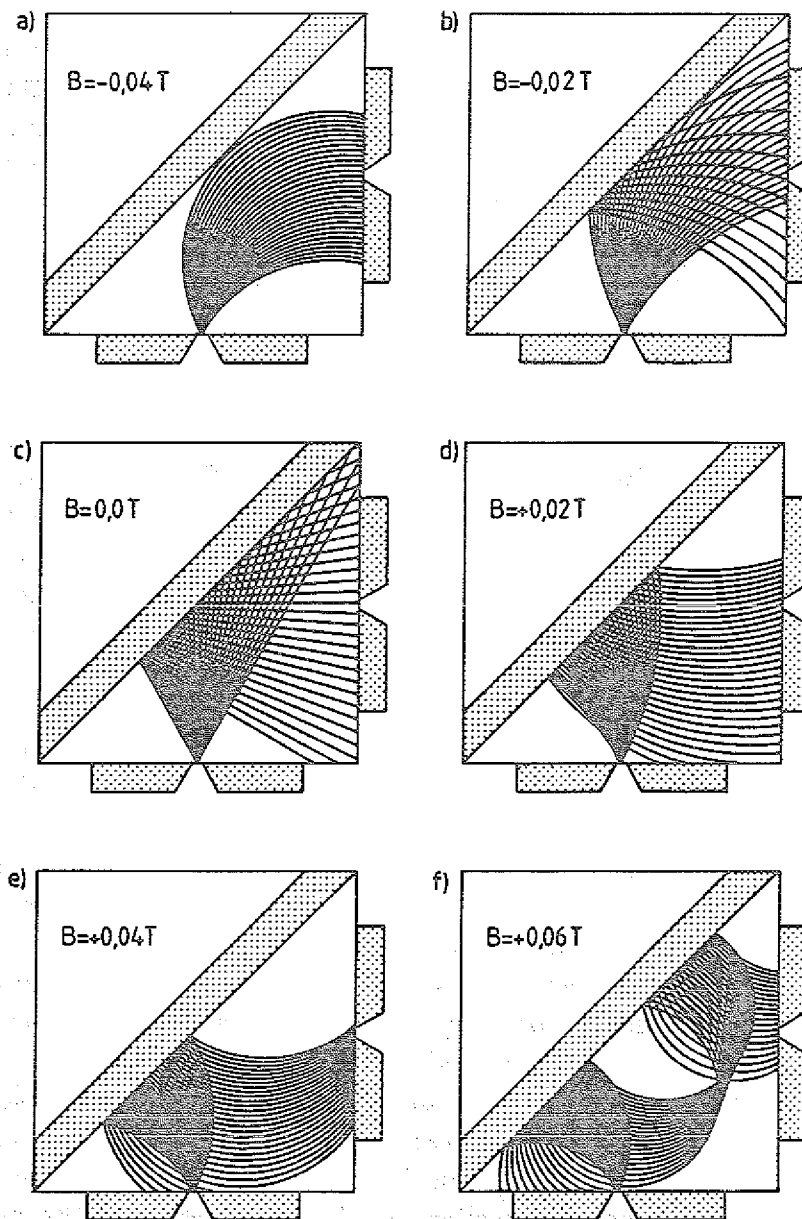


Abbildung 6.9: Berechnete Elektronentrajektorien bei unterschiedlichen äußeren Magnetfeldern.

wurde eine begrenzte cos-Winkelverteilung mit einer Aufweitung von $\pm 15^\circ$ angenommen und für die Berechnung des Kollektorstromes sämtliche Trajektorien aufsummiert, welche die Kollektoröffnung passieren. Die Öffnungsweite wurde hier zu 250nm angenommen, was dem in der Messung eingestellten Kollektorpunktkontaktwiderstand von $6.0\text{k}\Omega$ entspricht.

Bei der Summation der Trajektorien muß, neben der Winkelverteilung der emittierten Elektronen, auch der spannungsabhängige Reflexionskoeffizient einbezogen werden. Um einen Eindruck der Abhängigkeit des Koeffizienten von V_S zu vermitteln, ist dieser für verschiedene Auftreffwinkel φ in Abb. 6.10 dargestellt.

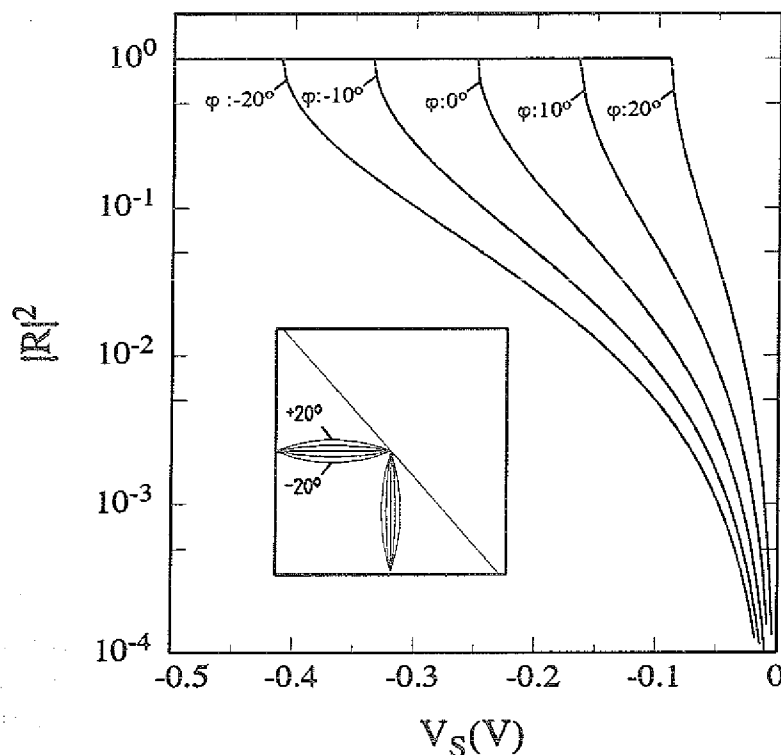


Abbildung 6.10: Berechnung des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von der am Spiegel anliegenden Spannung. Der Auftreffwinkel wurde dabei als Parameter verändert, siehe kleines Bild.

Damit die unter diesem Winkel am Spiegel auftreffenden Elektronen den Kollektorpunktkontakt auch tatsächlich erreichen, muß das externe Magnetfeld so gewählt werden, daß der Auftreffpunkt dem Schnittpunkt zwischen Spiegel und der Senkrechten des Emitterpunktkontaktes entspricht. Damit würde φ auch gleichzeitig dem Emissionswinkel entsprechen (siehe dazu auch das ergänzende Bild in Abb. 6.10). Deutlich ist die Verschiebung des Einsatzpunktes für die Totalreflexion zu größeren Gate-Spannungen zu erkennen, wenn der Auftreffwinkel steiler wird. Ein steilerer Auftreffwinkel bedeutet aber gleichzeitig auch ein in positiver Richtung größeres Magnetfeld.

Der unter Berücksichtigung des Reflexionskoeffizienten berechnete relative Kollektorstrom ist für verschiedene Gate-Spannungen in Abb. 6.11 wiedergegeben. Ein Vergleich mit der ergänzend in Abb. 6.11 (unten) gezeigten Messkurven macht deutlich, daß die Abhängigkeit des Signals vom Magnetfeld durch die Simulation gut reproduziert wird. Allen Kurven gemeinsam ist der Peak im Bereich negativer Magnetfelder, durch die direkte Transmission in den Kollektorpunktkontakt. Die Peakhöhe bei den Simulationen ist durchaus vergleichbar mit den Werten, die aus den Messungen entnommen werden können. Hier ergibt sich nämlich bei einem Kollektorwiderstand von $6.0k\Omega$ ein Strom von $0.5nA$ im Maximum ($B = -0.037T$, $V_S = 0V$). Bei einem Emitterstrom von $10nA$ entspricht dies einem relativen Strom von 0.05. Zwischen $B \approx -0.025T$ und $\approx +0.025T$ ergibt sich in den Simulationen für $V_S \neq 0$ ein zusätzlicher Anteil im relativen Kollektorstrom. Bedingt durch die zunehmende Reflexion bei steigender Spannung V_S nimmt dieser Anteil entsprechend in Richtung größerer Magnetfelder zu.

6.5 Totalreflexion

Ergänzend zu den Messungen bei relativ kleinen Gate-Spannungen soll hier noch das Verhalten bei höheren Spannungen an Gate 'S' besprochen werden, Abb. 6.12. Aufgrund der geringeren Transmission in die Kontakte 'C' und 'L' ist der Widerstand $R_{EL,RC}$ insgesamt gegenüber dem in Abb. 6.8 abgesenkt. Die genaue Ursache hierfür ist in Abschnitt 6.1 ausführlich diskutiert worden.

Als Gate-Spannung wurden Werte zwischen $-0.4V$ und $-0.7V$ angelegt, so daß zumindest für die unteren drei Kurven in Abb. 6.12 die Bedingung für eine Totalreflexion bei allen Auftreffwinkeln gegeben ist. Alle Meßkurven weisen jeweils einen relativ hohen Peak bei negativen ($B \approx -0.037T$) und positiven Magnetfeldern ($B \approx 0.02T$) auf, der jeweils durch die vorher bereits diskutierte direkte Transmission bzw. einfache Reflexion zustande kommt. Die Peaklagen verschieben sich für größere Gate-Spannungen auf beiden Seiten zu kleineren Magnetfeldbeträgen. Bei $V_S = -0.7V$ ist neben den zwei eben erwähnten Maxima noch eine weitere Erhöhung von $R_{EL,RC}$ bei $B = 0.07T$ sichtbar.

Fragt man nach den Ursachen für die Verschiebung der Peaks bei ansteigender Gate-Spannung, so kann hierfür die Verschiebung der Raumladungszone als Erklärung herangezogen werden. Bei der direkten Transmission ($B < 0$) werden die Elektronen durch das Potential des Gates 'S' neben der eigentlichen magnetischen Ablenkung noch zusätzlich abgestoßen, deshalb sind zum Erreichen des Kollektors ('3', '4') geringere Magnetfelder nötig. Die Verschiebung des Reflexionspeaks ($B > 0$) kommt dadurch zustande, daß durch die Vergrößerung der Raumladungszone der effektive Emitter-Spiegel- bzw. Spiegel-Kollektor-Abstand verkürzt wird. Um unter einem festen Emissionswinkel den Kollektor bei einer größeren Raumladungszone zu erreichen, sind dafür dann geringere Magnetfelder

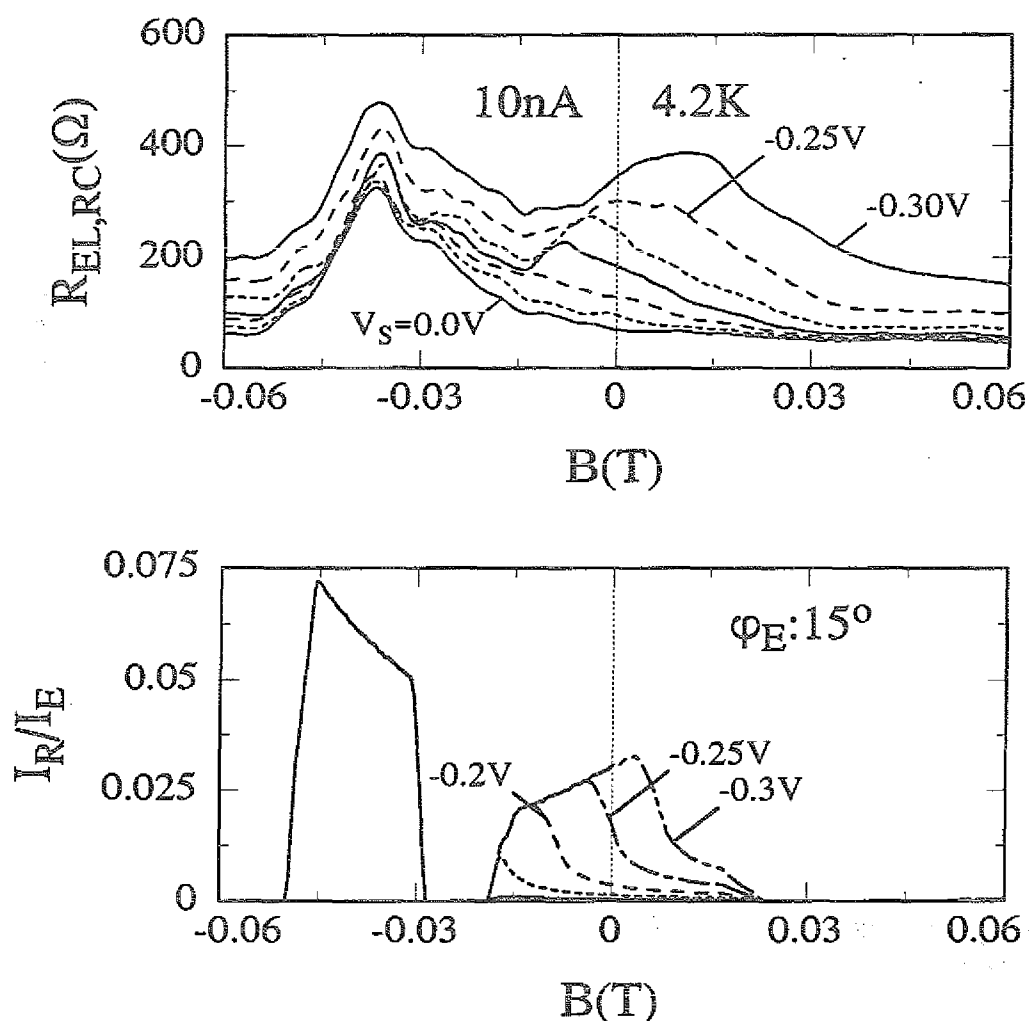


Abbildung 6.11: Simulation der Reflexion an einem 45° gegenüber dem Emitter geneigten Punktkontakt in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Als Parameter wurde die Höhe des durch den Spiegel erzeugten Potentialsprungs variiert.

nötig.

Das bei V_S beobachtete zusätzliche Maximum bei $B = 0.07T$ wird durch Elektronen, die eine zweifache Reflexion am Gate 'S' erfahren, verursacht. Zur Verdeutlichung der zugehörigen Elektronenbahnen sei noch mal auf Abb. 6.9 f) verwiesen. Die nur geringe Peakhöhe erklärt sich dann, wenn die Länge der Trajektorien mit denen der einfachen Reflexion verglichen wird. Durch den längeren Weg, den die Elektronen bei zweifacher Reflexion bis zum Kollektor zurückzule-

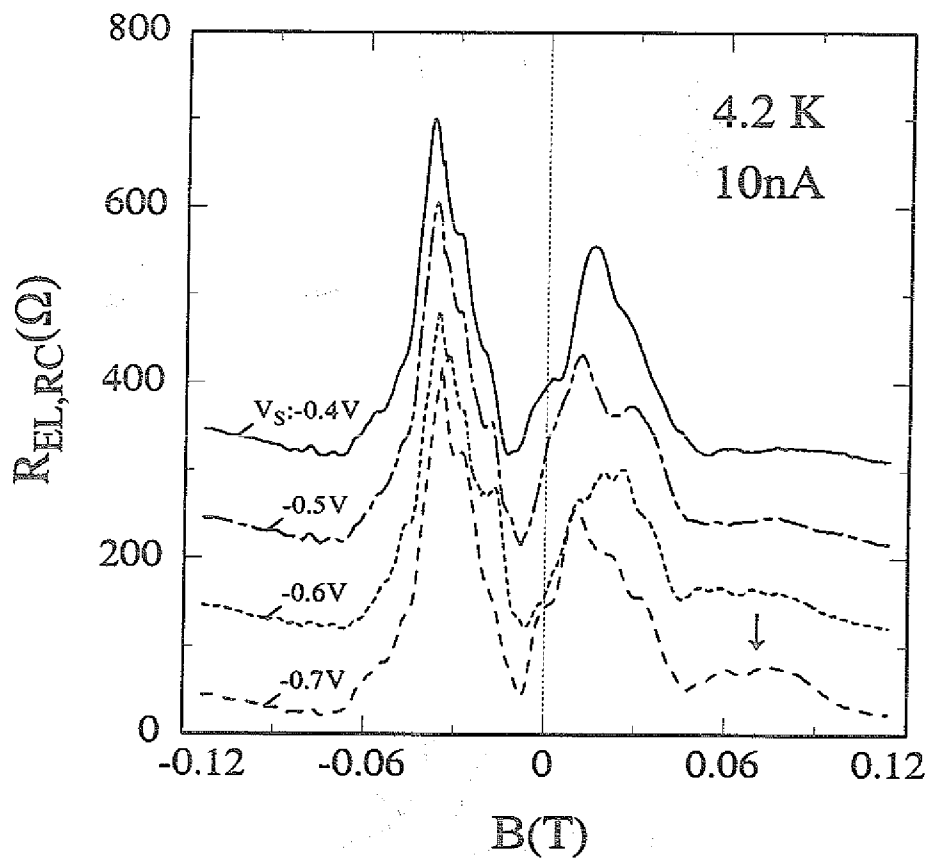


Abbildung 6.12: Messungen der Reflexion bei unterschiedlichen Spannungen an 'S' in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Spannungen waren hierbei so groß, daß eine Totalreflexion auftrat.

gen haben, wird durch die erhöhte Anzahl von Streuprozessen das Signal deutlich reduziert.

6.6 Magnetfeldabhängige Transmission

Wie sich die Verteilung der transmittierten Elektronen mit der Spannung V_S ändert ist in Abb. 6.13 gezeigt. Die transmittierten Elektronen wurden mittels des Kollektorpunktkontaktes ('4', '5') detektiert. Um eine ausreichende Signalhöhe am Kollektor zu erzielen, wurden die Messungen bei einer Temperatur von 1.7 K durchgeführt.

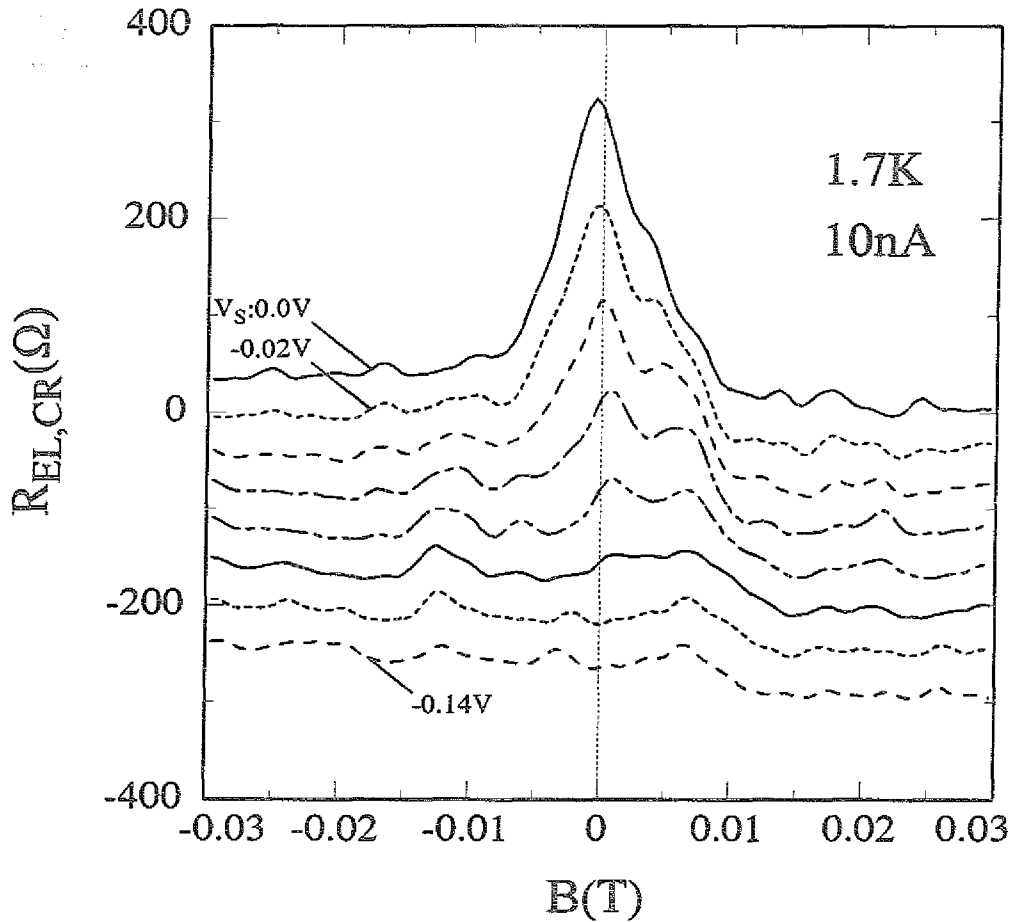


Abbildung 6.13: Messung der Transmission in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Spannungen am Spiegel in 0.02V Schritten. Die Messungen wurden zur besseren Unterscheidung um jeweils 40Ω verschoben.

Bei $V_S = 0V$ entspricht die Meßkurve der ungestörten Winkelverteilung des kollimierten Elektronenstrahls (siehe Abschnitt 5.2). Wird eine Spannung an Gate 'S' angelegt reduziert sich mit zunehmender Spannung auch das maximal gemessene Signal. Bei $V_S = -0.12V$ und $-0.14V$ werden keine direkt transmittierten Elektronen mehr gemessen. Neben der Reduktion der Signalhöhe wurde zusätzlich noch eine Verschiebung des Peaks zu positiven Magnetfeldern festgestellt.

Die relativ starke Verringerung der Peakhöhe geht einher mit der schon in Abschnitt 6.2 gemachten Beobachtung, daß offensichtlich bereits bei relativ klei-

nen Gate-Spannungsbeträgen, durch die Verkürzung der mittleren ballistischen freien Weglänge, der direkte Elektronentransport vom Emitter zum Kollektor unterbrochen wird. Die Verschiebung des Peaks zu positiven Magnetfeldern kann durch die Brechung des Elektronenstrahls an den zwei Grenzlinien des zwischen-geschalteten Gates erklärt werden. Damit z.B. die senkrecht aus dem Emitter injizierten Elektronen den Kollektor bei $V_S \neq 0$ erreichen, muß ein äußeres positives Magnetfeld angelegt werden, um durch die Bahnkrümmung die Brechung des Elektronenstrahls zu kompensieren.

Die in diesem Kapitel diskutierten Messungen an einer Struktur mit einem 45° geneigten Spiegel zeigten, daß

- die Reflexionseigenschaften bei $B = 0$ gut mit den theoretischen Modellen übereinstimmen
- durch Anlegen eines Magnetfeldes die Möglichkeit besteht, den Einfallswinkel der Elektronen in weiten Bereichen zu verändern
- der winkelabhängige Reflexionskoeffizient den Verlauf des gemessenen Signals bestimmt, wie ein Vergleich mit Simulationsrechnungen ergab
- bei Transmissionsmessungen eine relativ große Reduktion in der Signalhöhe, aufgrund erhöhter Streuung der Elektronen unter dem Gate, zu beobachten ist
- bei magnetfeldabhängigen Messungen der Transmission eine Verschiebung der Meßkurven aufgrund der Brechung an den zwei Potentialstufen stattfindet

7. Supraleitende Gate-Strukturen

Bei vielen Untersuchungen des ballistischen Elektronentransports in 2-dimensionalen Elektronengasen dienen äußere Magnetfelder zur Ablenkung bzw. Analyse eines emittierten Elektronenstrahls. In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits eine Vielzahl derartiger Untersuchungen diskutiert. Ergänzend dazu sollen nun in diesem Kapitel Messungen beschrieben werden, bei denen magnetische Felder direkt auf der Probenoberfläche erzeugt werden. Die Modifikation von Magnetfeldern durch eine supraleitende Ringstruktur auf der Halbleiteroberfläche ist Gegenstand der Untersuchungen im letzten Abschnitt.

7.1 Supraleitende Leiterschleifen

Bei den hier untersuchten Strukturen wurden die Magnetfelder durch Ströme in zwei parallel verlaufenden supraleitenden Streifen erzeugt. Abb. 7.1 zeigt die Metallisierungsstruktur der Probe. Jeweils zwischen den Enden des parallel verlaufenden Teils der supraleitenden Bahnen befindet sich ein Punktkontakt, der als Emitter bzw. Kollektor ballistischer Elektronen dient.

Das Magnetfeld wird bei dieser Versuchsanordnung nur durch einzelne Leiterbahnen erzeugt. Einfache Abschätzungen ergaben, daß für experimentell nachweisbare Effekte Ströme im Bereich von 1mA benötigt werden. Um Spannungsabfälle innerhalb der Schleife zu vermeiden, wurden diese aus einer supraleitenden Niob-Schicht hergestellt. Anschließend Vorversuche ergaben, daß die so präparierten Schleifen mit einer Schichtdicke von 40nm und einer minimalen Breite von $1\mu\text{m}$ bei $B = 0$ einen kritischen Strom von etwa 3.0mA besaßen.

Theoretisch gilt für den kritischen Strom I_c einer dünnen supraleitenden Schicht folgende Beziehung [97]:

$$I_c = 2wH_c \tanh(d/2\lambda), \quad (7.1)$$

wobei w bzw. d die Breite bzw. Dicke der Schicht ist. Werden für die kritische Feldstärke H_c und Eindringtiefe λ die entsprechenden Werte für Niob eingesetzt ($H_c^{Nb} = 1.8 \times 10^4 \text{A/m}$, $\lambda = 85\text{nm}$ [97]), so ergibt sich damit ein kritischer Strom von 8mA . Die in der Literatur angegebenen Werte für H_c^{Nb} unterscheiden sich teilweise erheblich, da H_c^{Nb} unter anderem wesentlich von der verwendeten Präparationsmethode und der Reinheit des Materials abhängt. Es werden in diesem Zusammenhang z.B. auch Werte für H_c^{Nb} von $1.6 \times 10^5 \text{A/m}$ [98] bzw. $2.1 \times 10^5 \text{A/m}$ [99] angegeben, die dazu führen, daß die theoretisch ermittelte

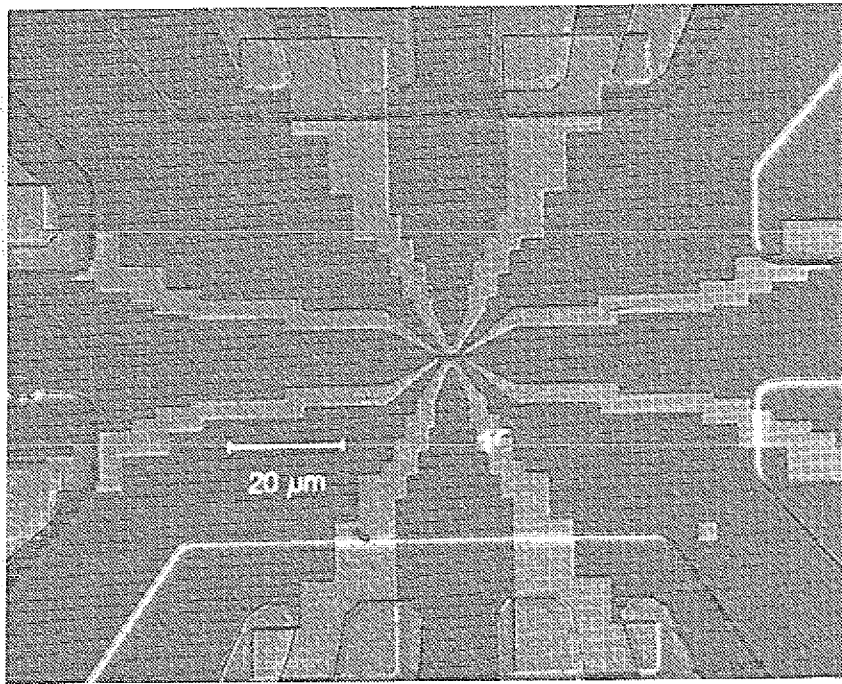


Abbildung 7.1: Gatestruktur der hier gemessenen Probe, bei der durch die zwei supraleitenden Bahnen ein Magnetfeld erzeugt wurde. Die beiden Punktkontakte dienten zur Emission bzw. Detektion der ballistischen Elektronen.

Stromdichte entsprechend größer wird. Die Diskrepanz zwischen der experimentell gemessenen und den berechneten Stromdichten kann durch Inhomogenitäten in der Nb-Schicht erklärt werden, die bewirken, daß an einigen Stellen in der Leiterschleife der kritische Strom reduziert ist. Ergänzend sei noch angemerkt, daß auch bei den später teilweise angelegten äußeren Magnetfeldern im Bereich von $\pm 40 \text{ mT}$ die supraleitenden Eigenschaften erhalten blieben.

Die Abb. 7.2 zeigt die bei der Messung verwendete Anschlußkonfiguration. Bezüglich der Punktkontakte ergab sich prinzipiell kein Unterschied zu der bereits vorher beschriebenen Meßkonfiguration gegenüberliegender Kontakte. Bei den Anschlüssen der Leiterschleife sind allerdings einige Besonderheiten zu beachten. Damit die zu messenden ballistischen Elektronen nicht durch ein zusätzliches elektrisches Feld beeinflusst werden, müssen sich die Leiterschleifen auf dem Massepotential befinden. Dies wurde dadurch erreicht, daß eine Stromquelle verwendet wurde, deren Potential von außen festgelegt werden konnte. Die Mas-

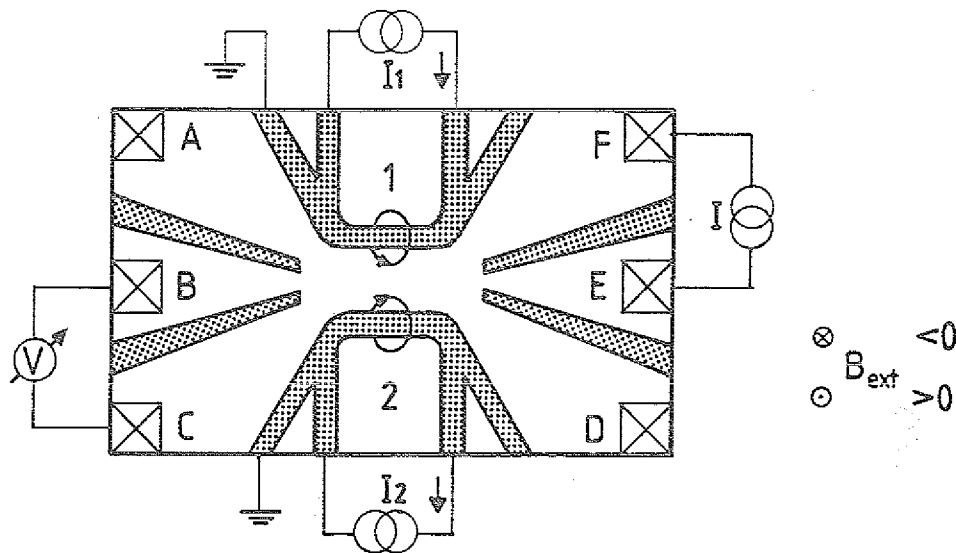


Abbildung 7.2: Anschlußkonfiguration zur Messung der Beeinflussung ballistischer Elektronen durch Magnetfelder, die auf der Probenoberfläche erzeugt wurden. Das Potential der Leitschleifen wird jeweils durch einen separaten Masseanschluß festgelegt.

severbindung der Leitschleifen erfolgte dann über einen separaten Kontakt.

Für die Messungen standen jeweils Proben mit Punktkontaktabständen von $3.6\mu\text{m}$ bzw. $5.6\mu\text{m}$ zur Verfügung. Abb. 7.3 zeigt eine vom externen Magnetfeld abhängige Messung von $R_{EF,BC}$, bei dem die Punktkontakte $3.6\mu\text{m}$ voneinander entfernt waren. Als Parameter wurden jeweils die Ströme in den Leitschleifen verändert und zwar so, daß diese in den beiden Schleifen entgegengesetzt verliefen. Man erkennt deutlich einen Shift des Musters zu positiven Magnetfeldern, wenn gleichzeitig I_1 von $+2\text{mA}$ nach -2mA und I_2 von -2mA nach $+2\text{mA}$ übergeht.

Noch anschaulicher wird dies in Abb. 7.4, wo der Widerstand $R_{EF,BC}$ für einen kleineren Ausschnitt des externen Magnetfeldes gezeigt ist. Bei der dort abgebildeten Messung hatten die Punktkontakte einen, im Vergleich zu den vorher gezeigten Messungen, größeren Abstand von $5.6\mu\text{m}$. Die durch den Strom in nur einer Leiterbahn verursachte Verschiebung ist ebenfalls in Abb. 7.4 (kleines Bild) wiedergegeben. Der beobachtete Shift ist hier erwartungsgemäß etwa halb so groß, wie bei den vorher beschriebenen Messungen.

Der prinzipielle Verlauf der Meßkurven in Abb. 7.3 läßt sich durch den ballistischen Transport vom Emitter- zum Kollektorpunktkontakt deuten, wie in den vorangegangenen Kapiteln bereits eingehend erläutert wurde. Die beobachteten Strukturen in $R_{EF,BC}$ sind durch Interferenzeffekte bedingt und vergleichbar mit

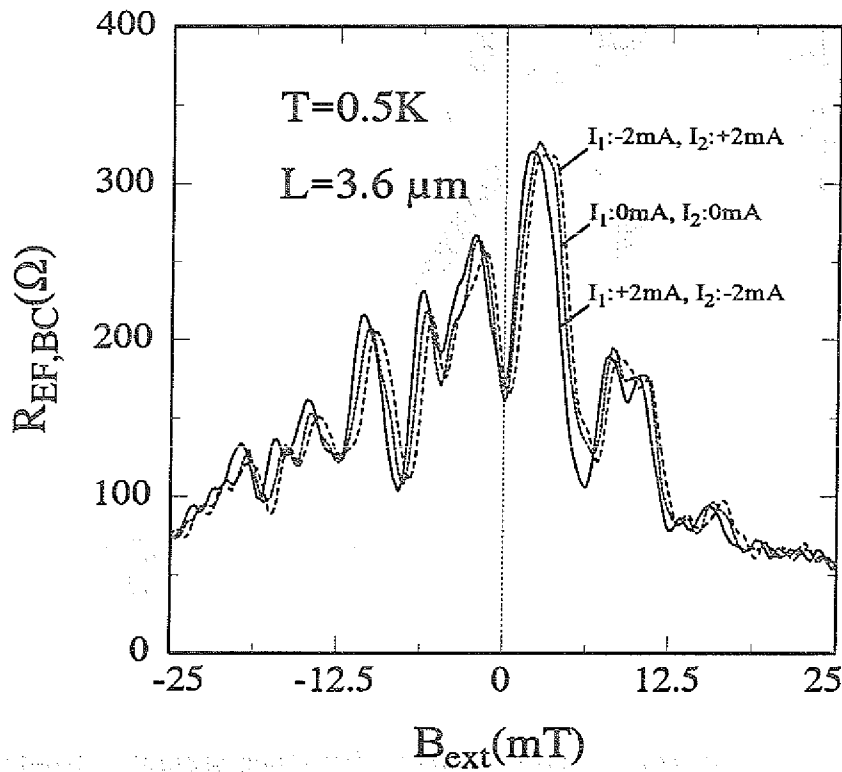


Abbildung 7.3: Messungen des Widerstandes $R_{EF,BC}$ in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld bei unterschiedlichen entgegengesetzten Strömen in den Leiterschleifen

denen in Abb. 5.11.

Die Verschiebung der Kurven untereinander läßt sich durch Magnetfelder erklären, die durch die Ströme in den Leiterschleifen erzeugt werden. Dadurch kommt es zu einer Beeinflussung des ballistischen Elektronentransports zwischen den Punktkontakten. In Abb. 7.2 sind die magnetischen Feldlinien für den Fall eingezeichnet, daß durch Schleife '1' ein positiver und in Schleife '2' ein negativer Strom fließt. Die durch diese Ströme erzeugten Magnetfelder sind im Bereich zwischen den beiden Leiterschleifen nach oben gerichtet. Im Vergleich zum Interferenzmuster bei $I_1 = I_2 = 0$ ist deshalb, aufgrund des zusätzlichen Beitrages des auf der Oberfläche erzeugten Magnetfeldes, die gesamte Kurve in Abb. 7.3 bzw. Abb. 7.4 nach links verschoben. Für den umgekehrten Fall $I_1 < 0$ und $I_2 > 0$

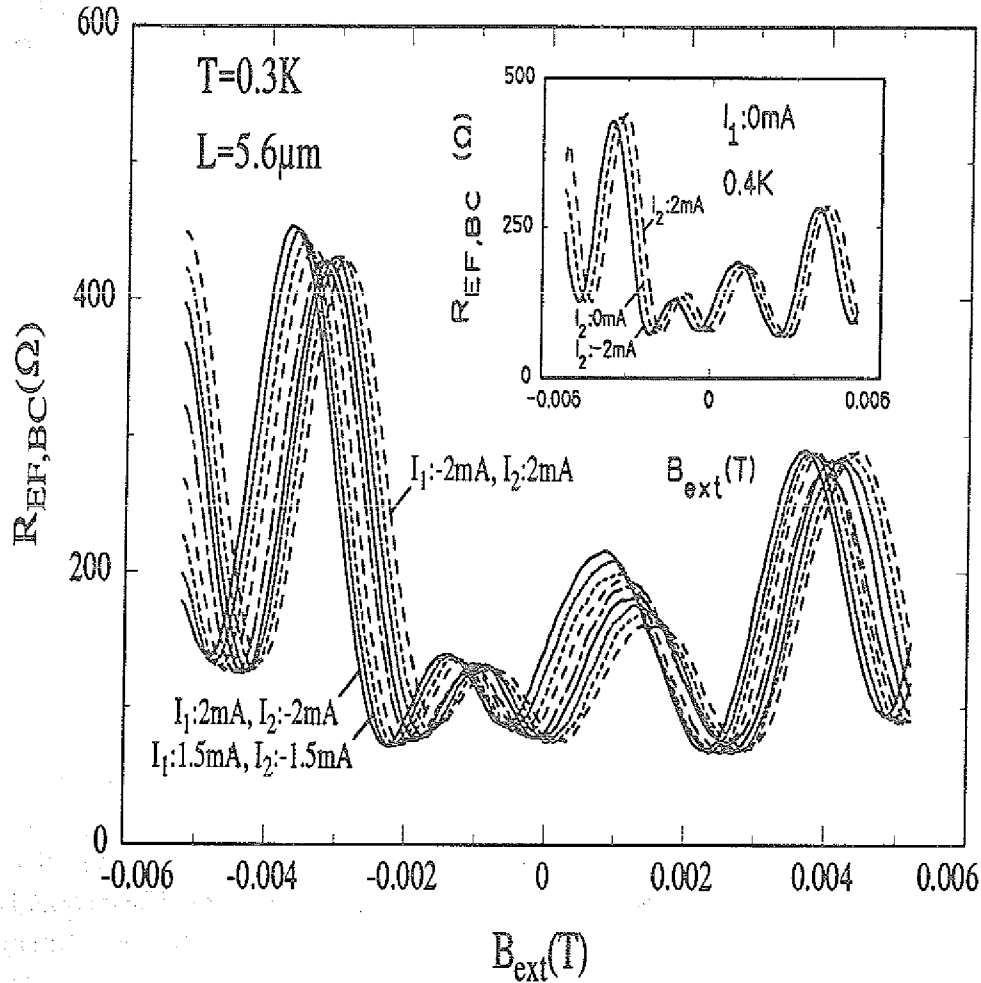


Abbildung 7.4: Shift des Interferenzmusters bei einer Probe mit Punktkontakten in $5.6\mu m$ Abstand. Die Stromrichtungen in den Leiterschleifen waren wieder entgegengesetzt zueinander. In dem kleinen Bild ist die Verschiebung wiedergegeben für den Fall das nur durch Schleife '2' ein Strom fließt.

ergibt sich analog ein nach unten gerichtetes Magnetfeld zwischen den Leiterbahnen, welches durch ein zusätzliches externes Magnetfeld in Vorwärtsrichtung kompensiert werden muß, um einen entsprechenden Punkt im Interferenzmuster zu erhalten.

Für die Tatsache, daß die beobachtete Verschiebung durch Magnetfelder bedingt ist, spricht auch das Resultat einer ergänzenden, hier nicht gezeigten, Messung. Dabei wurden Stromquelle und Spannungsmessung gegenüber der vorherigen Konfiguration miteinander vertauscht ('B' $\Leftrightarrow$ 'E', 'C' $\Leftrightarrow$ 'F'). Bei

$I_1 = I_2 = 0 \text{ mA}$ entsprach der so in Abhängigkeit von externen Magnetfeld gemessene Widerstand $R_{BC,EF}$ der Onsager-Relation: $R_{BC,EF}(B_{ext}) = R_{EF,BC}(-B_{ext})$. Für jeweils entsprechende Ströme $I_1 = -I_2$ ergaben sich bei diesen Messungen dann für die gleichen Stromrichtungen der in Abb. 7.3 und Abb. 7.4 gezeigten Messungen auch Verschiebungen in die gleiche Richtungen bezüglich B_{ext} . Dies ist auch zu erwarten, wenn angenommen wird, daß die von den Schleifen erzeugten Magnetfelder Ursache für die Verschiebung sind, da die Richtung dieser Felder bei Vertauschen von 'B', 'C' mit 'E', 'F' nicht verändert würde, Abb. 7.5a).

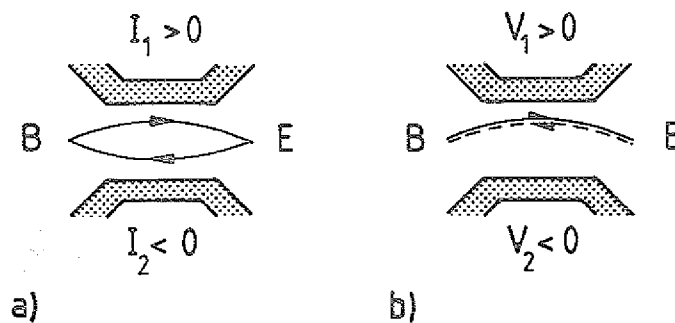


Abbildung 7.5: Verlauf der Trajektorien von 'B' nach 'E' sowie in die umgekehrte Richtung. Das Bild a) zeigt die Situation für magnetische Felder und b) für den Fall, daß ein elektrisches Feld eine Ablenkung bewirkt.

Anders läge der Fall, wenn angenommen würde, daß es durch die Ströme I_1 , I_2 zu einem Spannungsabfall in den Leiterschleifen kommen würde. Ein in positiver Richtung verlaufender Strom verursacht ein positives, ein negativer Strom ein negatives Potential in der Schleife. Für beide Richtungen der Elektronentrajektorie ist die Ablenkung zur gleichen Seite, siehe Abb. 7.5 b). Die Verschiebung der Meßkurven bezüglich B_{ext} müßte deshalb bei Umkehr der Emissionsrichtung der ballistischen Elektronen jeweils in entgegengesetzte Richtung verlaufen. Dies wurde aber bei den hier gezeigten Messungen aufgrund der supraleitenden Eigenschaften der Metallisierung nicht beobachtet. Bei normalleitenden Stromschleifen könnte es hingegen, wegen des nicht zu vermeidenden Spannungsabfalls, über die elektrostatische Ablenkung, zu einer Vermischung mit der magnetischen Ablenkung kommen.

Insgesamt läßt sich sagen, daß durch die Veränderung der Konfiguration die Möglichkeit gegeben ist zwischen der Wirkung eines elektrischen bzw. magnetischen Feldes zu unterscheiden. Bei einer später diskutierten Messung wird auf den Unterschied der Wechselwirkung eines elektrischen bzw. magnetischen Feldes auf die Interferenzen noch detaillierter eingegangen.

Es soll nun untersucht werden, ob der Betrag der Verschiebung auch theoretisch zu erwarten ist. Dazu ist in Abb. 7.6, ergänzend zu den vorher gezeigten Messungen, die Position der jeweiligen Minima aus Abb. 7.4 im Bereich von

$B \approx 0T$ für die unterschiedlichen Ströme $I_1, -I_2$ aufgetragen. Hier zeigt sich noch einmal deutlich, daß die Verschiebung weitgehend linear von den Strömen in den Schleifen abhängt. Zwischen den Maximalwerten $I_1 = -I_2 = 2mA$ und $I_1 = -I_2 = -2mA$ liegt der Gesamtshift bei $0.9mT$. Wird der Wert von B_{ext} bei $I_1 = I_2 = 0$ als Bezugspunkt festgelegt, so muß ausgehend von diesem Punkt ein zusätzlicher Betrag vom externen Feld aufgebracht werden, um das mittels der Schleifen erzeugte Magnetfeld wieder zu kompensieren und damit am Kollektorpunktkontakt wieder ein Minimum in der Interferenz zu erzeugen. Insgesamt läßt sich also festhalten, daß zwischen den beiden Punktkontakten durch die Leitschleifen ein Feld zwischen $-0.45mT$ und $+0.45mT$ erzeugt werden kann.

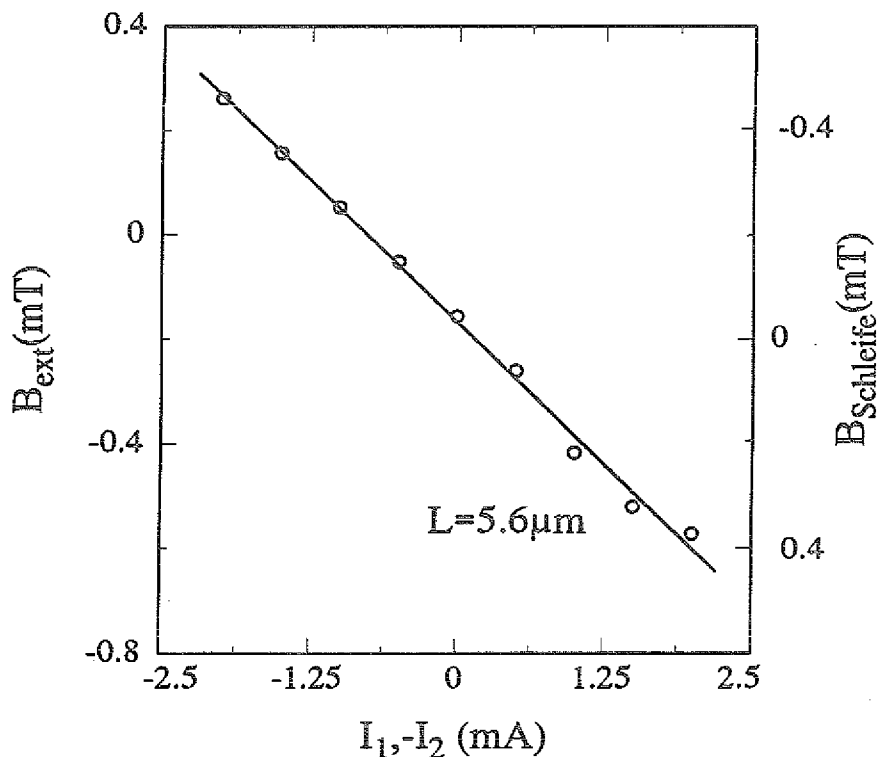


Abbildung 7.6: Position der Minima im Bereich von $B_{ext} \approx 0$ in Abhängigkeit von den Strömen I_1, I_2 in den Leitschleifen.

Bei einer genaueren Betrachtung der geometrischen Verhältnisse wird allerdings deutlich, daß es sich bei den gerade angegebenen Feldern der Schleifen aus zwei Gründen um ein mittleres Feld handeln muß. Erstens ist der Abstand in dem die Leitschleifen parallel verlaufen kürzer als der Abstand der Punktkontakte. Dies hat zur Folge, daß die Feldstärke direkt vor den Punktkontakten geringer sein wird als im Bereich zwischen den Leitschleifen. Zweitens hängt

die durch einen einzelnen Leiter erzeugte Feldstärke vom jeweiligen radialen Abstand ab, so daß sich auch dadurch eine Inhomogenität im Feld ergibt. Aufgrund dieser Inhomogenitäten verändern sich, neben der beobachteten Verschiebung des Interferenzmusters, die Höhen der Maxima und Minima ebenfalls.

Die durch die Leiterschleifen erzeugte Feldstärke kann im einfachsten Fall dadurch abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, daß die Mittellinien der Schleifen auf der gesamten Strecke zwischen den Punktkontakten im Abstand von $d = 2\mu\text{m}$ parallel zueinander verlaufen und die endliche Breite der Leiter vernachlässigt wird (Draht mit Radius $r = 0$). Es gilt dann:

$$B_z(y) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[I_1 \frac{\frac{d}{2} - y}{a^2 + \left(\frac{d}{2} - y\right)^2} - I_2 \frac{\frac{d}{2} + y}{a^2 + \left(\frac{d}{2} + y\right)^2} \right], \quad (7.2)$$

wobei a der Abstand des 2-dimensionalen Elektronengases von der Oberfläche ist. Dieser beträgt hier 150nm . Dieses vereinfachte Modell gibt allerdings nur unzureichend die reale Feldverteilung wieder. Eine Verbesserung ergibt sich z.B., wenn innerhalb der Leiterschleife eine homogene Stromverteilung angenommen wird. Die Feldverteilung hätte dann für eine einzelne Leiterschleife der Breite w , deren Mittelpunkt sich bei $y = 0$ befindet, folgende Form:

$$B_z(y) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{2w} \{ \ln[(y + w/2)^2 + a^2] - \ln[(y - w/2)^2 + a^2] \}, \quad (7.3)$$

Im allgemeinen ist die Stromverteilung bei einem supraleitenden Streifen aufgrund des Meissner-Effekts nicht homogen, sondern nimmt in Richtung der Ränder zu. Eine Stromverteilung, die dies berücksichtigt, wurde von Rhoderik et al. [100] angegeben. Danach gilt für das von einem einzelnen supraleitenden Streifen erzeugte Magnetfeld:

$$B_z(y) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{2I}{w} \text{Re} \left[\left(\frac{2y}{w} + i \frac{2a}{w} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}. \quad (7.4)$$

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der obigen Formel ist, daß die Dicken der Schichten in der Größenordnung der Eindringtiefe liegen, was bei den hier präparierten supraleitenden Streifen gegeben war.

In Abb. 7.7 (kleines Bild) ist die nach den drei verschiedenen Ansätzen berechnete Magnetfeldverteilung wiedergegeben. Die Leiterbahnen hatten jeweils eine Breite von $1\mu\text{m}$ und einen Abstand von $2\mu\text{m}$, bezogen auf deren Mittellinie. Die größten Abweichungen untereinander ergeben sich für Bereiche unterhalb der Streifen. Zwischen den verschiedenen angenommenen Modellen unterscheiden sich die Feldstärken im Bereich zwischen den Leiterbahnen nur geringfügig, hier steigt erwartungsgemäß die Feldstärke zu den Rändern hin stetig an.

Mit der Stromverteilung nach Rhoderik [100] wurden mit Hilfe von Simulationsrechnungen die Elektronentrajektorien innerhalb der inhomogenen Feldverteilung ermittelt. Die Winkelverteilung der emittierten Elektronen wurde als

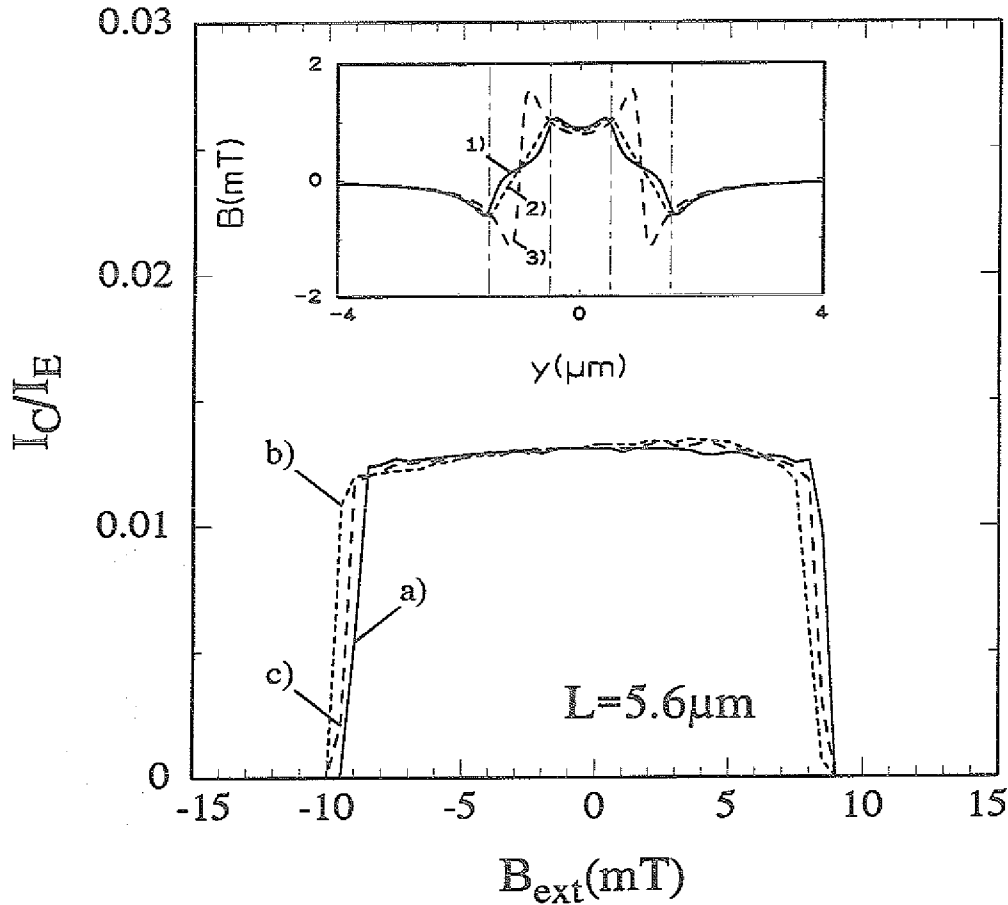


Abbildung 7.7: Berechnung des Kollektorstromes in Abhängigkeit vom extern angelegten Magnetfeld für: a) $I_1 = -I_2 = 0 \text{ mA}$, b) $I_1 = -I_2 = 2 \text{ mA}$, c) $I_1 = -I_2 = 2 \text{ mA}$ mit $B = 0 \text{ T}$ $1 \mu\text{m}$ vor den Punktkontakten. Das kleine Bild zeigt die laterale Feldverteilung: 1) für zwei parallele Supraleiterstreifen (Gl. 7.4), 2) zwei Streifen mit homogener Stromdichte (Gl. 7.3), 3) zwei Drähte (Gl. 7.2).

einfache $\cos$ -Verteilung in einem Bereich von $\pm 20^\circ$ angenommen, d. h. Interferenzen wurden hier nicht explizit berücksichtigt. Entsprechend zu den schon vorher diskutierten Berechnungen bei der Spiegelanordnung wurde weiterhin, durch Summation der im Kollektor ankommenden Trajektorien, der relative Kollektorstrom I_C/I_E in Abhängigkeit von einem zusätzlichen äußeren Magnetfeld B_{ext} berechnet, Abb. 7.7. In Kurve b) ist das Ergebnis der Simulation für $I_1 = -I_2 = 2 \text{ mA}$ wiedergegeben. Vergleicht man diese Kurve mit der Berechnung für $I_1 = -I_2 = 0 \text{ mA}$, Abb. 7.7 a), so zeigt sich, daß ähnlich wie bei den vorher gezeigten Messungen eine Verschiebung der gesamten Verteilung des Kollektor-

stromes zu kleineren externen Magnetfeldern beobachtet wird. Der Betrag der Verschiebung mit etwa $0.8mT$ ist aber größer als bei den Messungen ($0.45mT$).

Die Übereinstimmung mit den Experimenten ist besser, wenn bei der Simulation vor den Punktkontaktöffnungen, wegen der Krümmung der Leiterschleifen, auf einer Länge von $1\mu m$ das B-Feld zu Null angenommen wird, Abb. 7.7 c). Aufgrund des verkleinerten Bereiches in dem das Magnetfeld zur Ablenkung der Elektronen beitragen kann, ist die Verschiebung der Verteilung, im Vergleich zu b), entsprechend geringer und entspricht damit eher dem beobachteten Shift in den Messungen.

7.2 Phasenshift mittels einer Leiterschleife

In Abschnitt 5.3.1 wurde gezeigt, daß durch ein Gate, welches sich zwischen zwei gegenüberliegenden Punktkontakten befindet, die Wellenlänge der Elektronen unter diesem Gate verändert werden kann. Für die unter diesem Gate vom Emitter zum Kollektor verlaufenden Elektronentrajektorien bedeutet dies, daß dadurch deren Phase modifiziert wird. Am Kollektorpunktkontakt werden dann Oszillation detektiert, die daraus resultieren, daß die unter dem Gate verlaufenden Elektronentrajektorien mit den neben dem Gate verlaufenden Trajektorien interferieren (siehe Abb. 5.12). Weiterhin zeigte sich, daß es durch ein Magnetfeld zu einer Verschiebung des Interferenzmusters kommt, Abb. 5.13. Genau wie externe Magnetfelder sollten auch die vorher diskutierten Magnetfelder der Leiterschleifen zu einer Beeinflussung des Interferenzmusters führen. Dadurch ergibt sich gegenüber den im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Messungen zudem der Vorteil, daß die Wirkung des Magnetfeldes der Leiterschleife direkt mit der eines extern angelegten Magnetfeldes verglichen werden kann.

Die Gatestruktur in Abb. 7.1 wurde zur Messung der eben angesprochenen Effekte in soweit abgewandelt, daß die Stromschleife '1' durch zwei Gate-Finger ersetzt wurde, Abb. 7.8. Die Gate-Finger unterschieden sich dabei nur hinsichtlich ihrer Breite, die für Gate '5' bzw. '6' bei $600nm$ bzw. $400nm$ lag. Der Abstand der beiden Punktkontakte betrug bei dieser Probe $5.6\mu m$. Bis auf die Ersetzung der ersten Stromschleife durch die beiden Gates waren die Anschlüsse identisch mit der in Abb. 7.2 angegebenen Konfiguration.

In Abb. 7.9 ist das am Kollektorpunktkontakt detektierte Interferenzmuster für unterschiedliche Parameter in Abhängigkeit von der Spannung an Gate '5' wiedergegeben. Im einzelnen wurde in Abb. 7.9 a) der Strom I_2 durch die Leiterschleife, in b) das externen Magnetfeld B_{ext} sowie in c) die Spannung V_2 an der Leiterschleife variiert. Bei der jeweiligen Veränderung des einen Parameters hatten die übrigen beiden den Wert Null.

Allen Kurven gemeinsam sind die Oszillationen von $R_{EF,BC}$ in Abhängigkeit von der an Gate '5' anliegenden Spannung, bedingt durch Interferenzeffekte. Diese Oszillationen zeigten sich bis zu einer Gate-Spannung von $-0.5V$, bei der es

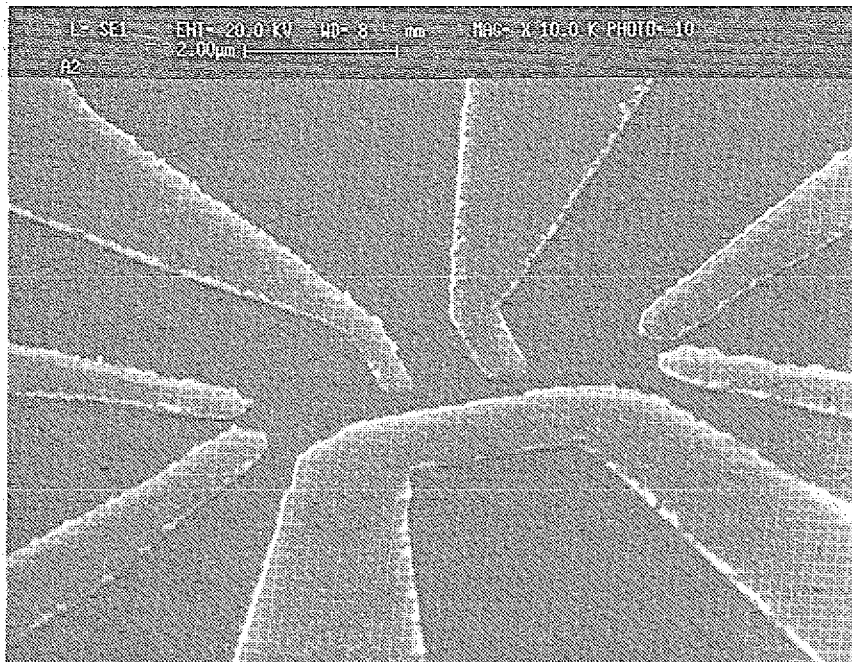


Abbildung 7.8: SEM-Bild einer Probe, bei der neben einer Stromschleife noch zusätzlich zwei Gate-Finger für Interferenzuntersuchungen aufgebracht wurden.

zu einer vollständigen Verarmung des Elektronengases unter dem Gate '5' kommt. Gleichartige Oszillationen wurden auch bei einer Variation der Spannung an Gate '6' beobachtet. Der Abstand der Extrema war hier jedoch größer, da aufgrund der geringen Breite von 400nm der Phasenshift, der unter dem Gate verlaufenden Trajektorien, entsprechend geringer ist.

Beim Vergleich der einzelnen Meßkurven in Abb. 7.9 a) erkennt man, daß das gesamte Interferenzmuster durch Ströme in negativer Richtung zu kleineren Gate-Spannungsbeträgen und durch umgekehrte Ströme in entgegengesetzte Richtung verschoben wird. Der gleiche Effekt ist in Abb. 7.9 b) zu beobachten, hier ergibt ein nach oben gerichtetes externes Feld einen Shift zu kleineren Gate-Spannungsbeträgen. Ein dazu inverses Magnetfeld verschiebt das Muster entsprechend in die umgekehrte Richtung. Abb. 7.9 c) zeigt die Auswirkungen einer negativen Spannung V_2 an der Leiterschleife '2', die sich so äußert, daß für zunehmend negative Werte eine Versetzung in Richtung größerer Spannungsbeträge an Gate '5' beobachtet wird.

Der direkte Vergleich der Messungen in Abb. 7.9 a) mit den Ergebnissen bei veränderten äußeren Magnetfeldern Abb. 7.9 b) zeigt, daß durch den Strom I_2 er-

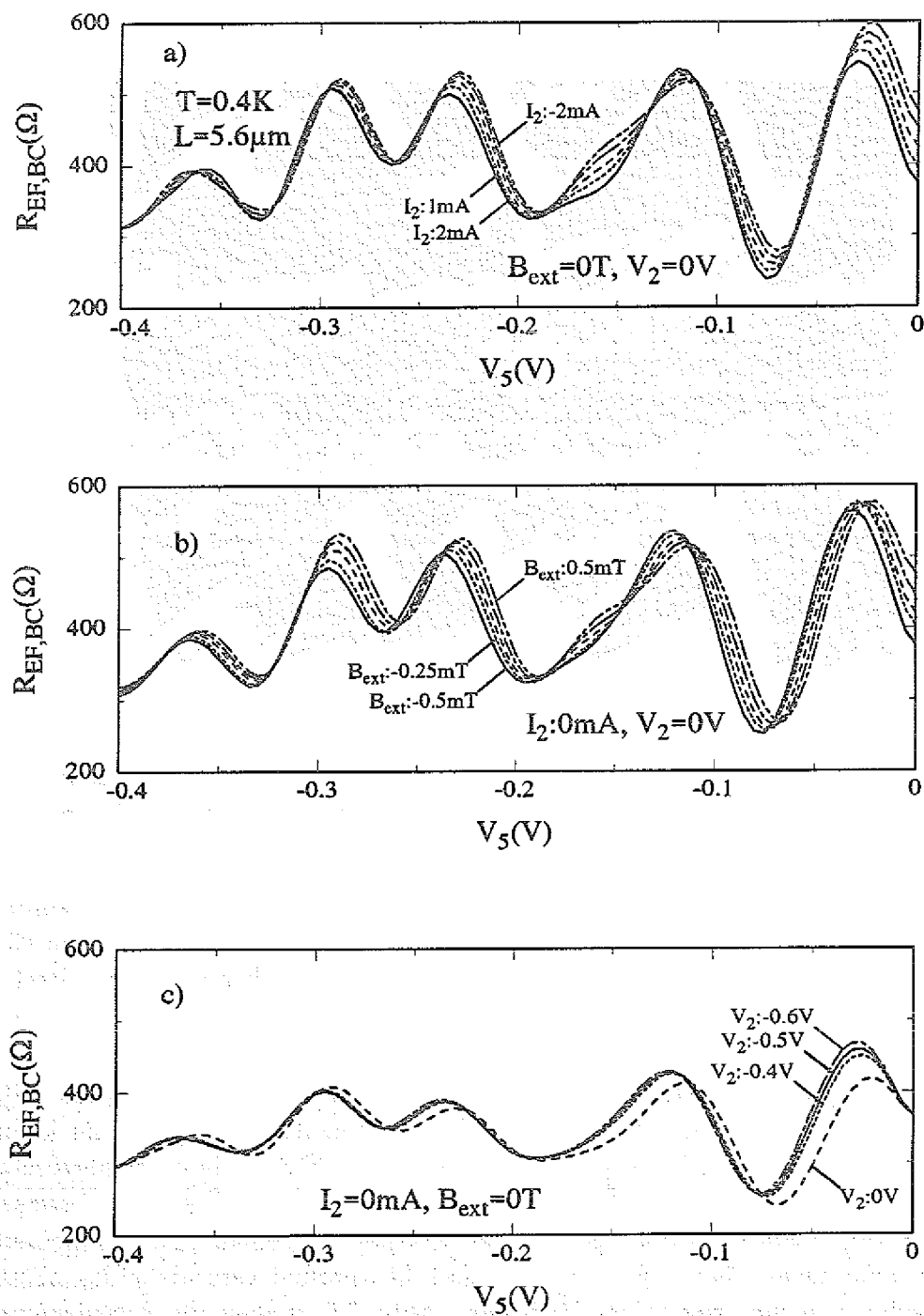


Abbildung 7.9: Interferenzen gemessen am Kollektorpunktkontakt unter Variation verschiedener Parameter: a) Schleifenstrom I_2 , b) externes Magnetfeld B_{ext} , c) Spannung an der Leiterschleife V_2 .

zeugte Magnetfelder den Shift des Interferenzmusters verursachen. Ein positiver Strom in der Schleife erzeugt im Bereich zwischen dem Emitter- und Kollektorpunktkontakt ein nach unten gerichtetes Magnetfeld. Die beobachtete Richtung der Verschiebung der Interferenzen entspricht daher der Verschiebungsrichtung für negative externe Magnetfelder in Abb. 7.9 b). Entsprechendes gilt für negative Ströme, bei denen die Auswirkungen des lokal erzeugten Magnetfeldes mit denen von positiven externen Magnetfeldern vergleichbar sind. Bezogen auf die jeweiligen Extrema im Interferenzmuster entspricht der Shift, verursacht durch die Ströme in Schleife '2', insgesamt einem externen Feld von $\Delta B_{ext} \approx 0.5mT$, was gut mit den Werten des vorherigen Abschnitts übereinstimmt.

Die Verschiebung des Interferenzmusters in Abb. 7.9 c) erklärt sich dadurch, daß durch die negative Spannung an der Leiterschleife das darunterliegende Elektronengas verarmt wird. Für eine Beeinflussung des Interferenzmusters sind relativ große Spannungen an der Schleife nötig, da diese, anders als Gate '5' und '6', nicht auf Verbindungsgeraden der beiden Punktkontakte liegen. Der Effekt ergibt sich hier deshalb durch die Ausdehnung der Raumladungszone über die geometrische Begrenzung der Leiterschleife. Die Richtung der Verschiebung in c) kann als direkter Beweis angesehen werden, daß der Shift in a) allein durch das erzeugte Magnetfeld und nicht durch einen zusätzlichen Spannungsabfall aufgrund des Stromflusses bewirkt wird. Dieser würde nämlich für z.B. einen negativen Strom zu einem negativen Potential auf der Schleife führen. Aufgrund dieses Potentials müßte entsprechend das Interferenzmuster in a) nach links verschoben werden. Genau eine entgegengesetzte Verschiebung wurde aber beobachtet.

7.3 Supraleitender Ring zwischen zwei Punktkontakten

Aufgrund der Phasenkohärenz und der Eindeutigkeit der Cooperpaar-Wellenfunktion ist innerhalb eines supraleitenden Ringes der magnetische Fluß in Vielfachen von $h/2e$ quantisiert. Mit Hilfe der hier untersuchten Probe sollte nun versucht werden, diese Flußquantisierung mittels ballistischer Elektronen nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde bei der in Abb. 7.10 gezeigten Probe eine aus Niob bestehende rechteckige Fläche, mit einem Loch in der Mitte, zwischen zwei Punktkontakten plaziert. Die Punktkontakte hatten einen Abstand von $3.6\mu m$. Die Öffnung in der Niob-Schicht betrug dabei ungefähr $0.46\mu m$.

In Abb. 7.11 ist der Verlauf des 4-Punkt-Widerstandes $R_{EL,CR}$ für einen Meßstrom von $50nA$ in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld wiedergegeben. Abgesehen von den dort beobachteten überlagerten Oszillationen, entspricht der generelle Kurvenverlauf von $R_{EL,CR}$ der Form, die entsteht, wenn die Elektronen kollimiert aus dem Emitter injiziert werden, d. h. wenn der emittierte Winkelbereich relativ klein ist. Die überlagerten Oszillationen wurden auch bei hier nicht

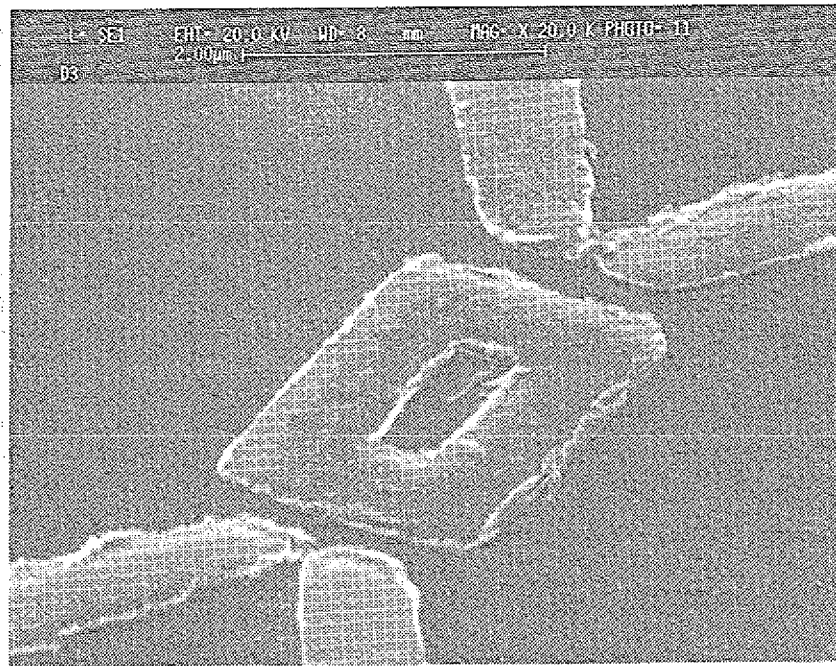


Abbildung 7.10: SEM-Bild der Probe mit einem supraleitenden Ring mit einer Öffnung von $\approx 0.46 \mu\text{m}$ zwischen zwei Punktkontakten.

gezeigten Messungen beobachtet bei denen der Emitterstrom mit 200 nA deutlich höher war. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, daß es sich hier nicht um Interferenzmuster handelt, die durch Störstellen bedingt sind.

Zur detaillierteren Analyse der Oszillationen wurde von der eben vorgestellten Messung das Fourier-Spektrum berechnet, Abb. 7.12. Vor der Berechnung des Spektrums wurde der Untergrund abgezogen. Zusätzlich zu der Struktur bei kleinen $2\pi/\Delta B$, die durch die Verteilung der gebündelten Elektronen bedingt sind, wird hier noch bei $2\pi/\Delta B = 1500$ ein deutlicher Peak beobachtet. Dies entspricht einer Schwingungsperiode von $\Delta B = 4.3 \text{ mT}$. Zum Vergleich mit dem gemessenen Widerstandsverlauf wurde anschließend das Fourier-Spektrum im Bereich des Maximums bei 1500 zurücktransformiert, Abb. 7.11. Wie die direkte Gegenüberstellung zeigt, korrelieren die überlagerten Peaks im Widerstand sehr gut mit den Oszillationen der Rücktransformation bei $\Delta B = 4.3 \text{ mT}$.

Die in der Messung beobachteten Oszillationen lassen sich dann schlüssig erklären, wenn angenommen wird, daß sich im supraleitenden Ring eine sog.

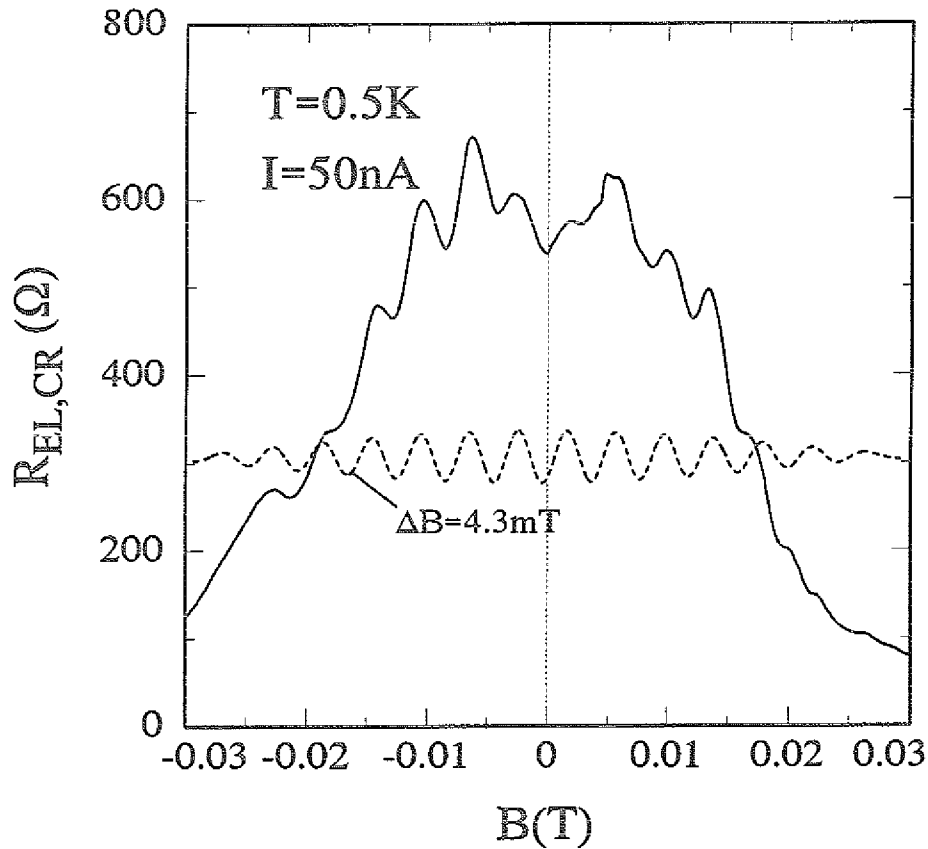


Abbildung 7.11: Messung des 4-Punkt-Widerstandes $R_{EL,BC}$ abhängig vom äußeren Magnetfeld. Zusätzlich ist noch die Rücktransformierte des Fourier-Spektrums im Bereich von $\Delta B = 4.3$ mT aufgetragen.

schwache Stelle (Weak-Link) befindet. An einer solchen Stelle ist der kritische Strom gegenüber dem sonstigen Ring herabgesetzt. Die Ursache hierfür sind im allgemeinen Störungen in der Schicht durch Verunreinigungen oder Grenzflächen von Mikrokristalliten.

Die Reduktion des kritischen Stromes hat nun Auswirkungen auf das Abschirmverhalten des supraleitenden Ringes gegenüber äußeren Magnetfeldern. Ändert sich das äußere Magnetfeld B_a so wird innerhalb des Ringes aufgrund des Induktionsgesetzes eine Gegenspannung U_i erzeugt, die wiederum einen Strom I_s generiert. Das Ersatzschaltbild des Ringes läßt sich unter Berücksichtigung der supraleitenden Eigenschaften ($R = 0$) als Serienschaltung einer Spannungsquelle

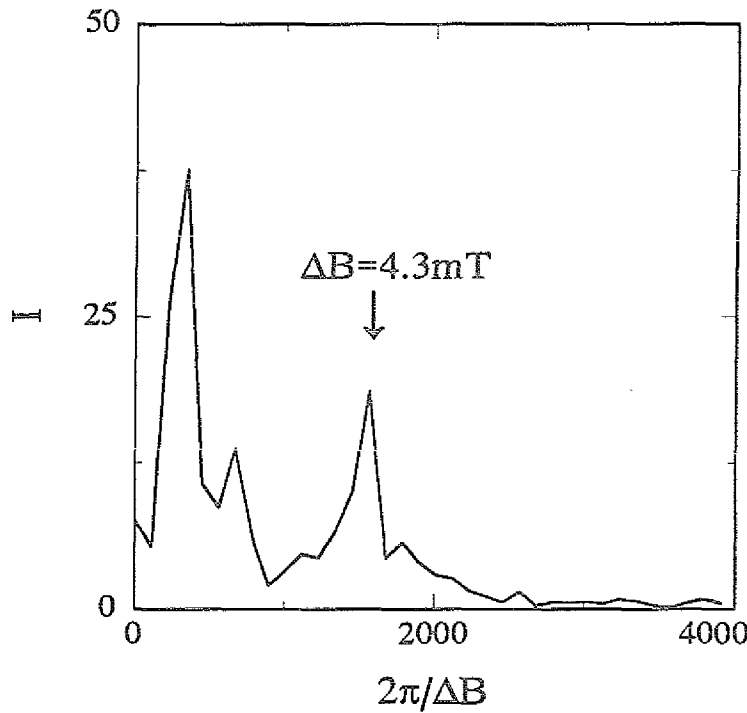


Abbildung 7.12: Fourier-Spektrum der vorher gezeigten Messung des Widerstandes $R_{EL,CR}$.

U_i mit der Selbstinduktivität L darstellen [97], so daß insgesamt gilt:

$$-F \frac{dB_a}{dt} = U_i(t) = L \frac{dI_s}{dt} \quad (7.5)$$

Die Integration über die Zeit liefert, unter Berücksichtigung der Flußquantisierung innerhalb des Ringes, folgendes Ergebnis:

$$LI_s + FB_a = n\Phi_0 \quad (7.6)$$

Die obige Beziehung zeigt, daß in einem idealen supraleitenden Ring ein Abschirmstrom fließen muß, wenn sich bei einer Änderung des äußeren Magnetfeldes der magnetische Fluß innerhalb des Ringes nicht ändern soll. Der Ring verliert seine supraleitende Eigenschaft, falls die durch Änderung von B_a erzeugten Abschirmströme die kritische Stromdichte I_c übersteigen. Bei einem idealen supraleitenden Ring, d. h. ohne Weak-Link, würde dies bedeuten, daß ein Übergang vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand stattfindet, der zur Folge

hätte, daß nun das gesamte äußere Feld in den Ring eindringen könnte. Da ein solcher Übergang in jeder B-Feldrichtung nur einmal vorkommt, lassen sich dadurch die beobachteten Oszillationen nicht erklären.

Bei Annahme eines Weak-Links innerhalb des Ringes ändert sich die Situation. Da der kritische Strom des Weak-Links wesentlich kleiner ist als im übrigen Supraleiter, wird jetzt schon bei relativ kleinen Feldänderungen der Abschirmstrom die Größe des kritischen Stromes des Weak-Links erreichen [101]. An dieser Stelle ist dann die Supraleitung aufgehoben und das Magnetfeld dringt in den Ring ein. Der Abschirmstrom I_s im Ring nimmt durch das Eindringen entsprechend ab, so daß dieser dann wieder den kritischen Strom I_c im Weak-Link unterschreitet. Aufgrund der supraleitenden Eigenschaften tritt immer nur ein Flußquant Φ_0 in den Ring ein, so daß für den reduzierten Strom I_s nach dem Eindringen des Feldes gilt:

$$I_s = I_c - \Phi_0/L \quad (7.7)$$

Die Flußquanten dringen nun so lange in den Ring ein, bis das äußere Magnetfeld so groß ist, daß die kritische Feldstärke des supraleitenden Materials (ohne Weak-Link) erreicht ist und der gesamte Ring normalleitend wird. Da das kritische Feld des Supraleiters im allgemeinen größer ist als die entsprechende Feldänderung die zum Überschreiten des kritischen Stromes im Weak-Link führt, finden entsprechend beim Ansteigen des äußeren Magnetfeldes eine Vielzahl der oben beschriebenen Übergänge im Weak-Link statt.

Das Eindringen des magnetischen Flusses kann mit dem bei einem rf-SQUID verglichen werden, dieser besteht nämlich ebenfalls aus einem supraleitenden Ring mit einer schwachen Stelle [102],[103]. Der kritische Strom im Weak-Link wird hierbei so gewählt, daß dieser im Bereich von ungefähr Φ_0/L liegt. Um den entsprechenden optimalen kritischen Strom für die hier gemessene Struktur abzuschätzen, muß zunächst die Induktivität des supraleitenden Ringes berechnet werden. Diese wird bei einem Ring mit einer rechteckigen Öffnung der Fläche F durch folgende Gleichung beschrieben [104]:

$$L = 1.25\mu_0\sqrt{F} \quad (7.8)$$

Setzt man für F den Wert von $0.46\mu\text{m}^2$ ein, so müßte der optimale kritische Strom im Bereich von 2.0mA liegen. Vergleicht man den hier abgeschätzten Strom mit den vorher ermittelten Werten von $I_c \approx 3\text{mA}$ bei den von der Breite und Dicke vergleichbaren Leiterschleifen, so zeigt sich, daß beide Werte größenordnungsmäßig gut miteinander übereinstimmen. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, daß innerhalb des hier untersuchten supraleitenden Ringes vergleichbare Bedingungen vorzufinden sind wie in einem rf-SQUID.

Der unter dem supraleitenden Ring verlaufende Strahl ballistischer Elektronen wird von den magnetischen Feld, welches sich innerhalb des Ringes befindet abgelenkt. Da aber aufgrund der Flußquantisierung dieses Feld sich nicht linear mit dem äußeren Feld ändert, zeigen sich im Widerstand $R_{EL,CR}$ überlagerte

Strukturen die sich periodisch mit dem externen B-Feld ändern. Man ist also durch die Ablenkung des Strahls ballistischer Elektronen in der Lage, magnetische Flußquanten im Ring zu detektieren.

Die hier beschriebene Messung wurde ergänzend noch bei höheren Temperaturen durchgeführt. Für Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur des Niobs (9.2K) traten erwartungsgemäß keine periodischen Strukturen im Verlauf von $R_{EL,CR}$ auf, da nun das Feld kontinuierlich in den Ring eindringen konnte.

Bei den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurde gezeigt, daß

- mittels supraleitender Leiterschleifen auf der Probenoberfläche ein magnetisches Feld von $\pm 0.45mT$ erzeugt werden kann.
- es mit Hilfe des so erzeugten Feldes gelingt, ballistische Elektronen in 2-dimensionalen Elektronengasen abzulenken.
- die Wirkung des mittels der Leiterschleifen erzeugten Feldes mit der eines äußeren B-Feldes vergleichbar ist, wie durch ergänzende Messungen an einer Struktur mit zwei zusätzlichen Gate-Fingern gezeigt wurde.
- mittels eines supraleitenden Ringes zwischen zwei Punktkontakten magnetische Flußquanten mit ballistischen Elektronen nachgewiesen werden können.

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Experimente zum ballistischen Elektronentransport in 2-dimensionalen Elektronengasen. Ausgangsmaterial für die Herstellung der Proben waren *AlGaAs/GaAs*-Heterostrukturen, die mittels MBE (Molekularstrahlepitaxie) hergestellt wurden. Die Struktur der Proben wurde über metallische Gates auf der Oberfläche definiert, mit denen durch Anlegen einer negativen Spannung das darunterliegende Elektronengas verarmt werden konnte. Um die erforderlichen Strukturgrößen von weniger als $1\mu\text{m}$ zu erreichen, wurden elektronenlithographische Verfahren zur Strukturierung eingesetzt. Sämtliche Messungen sind bei tiefen Temperaturen in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Kryostaten bzw. $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten durchgeführt worden.

Zur Emission bzw. Detektion ballistischer Elektronen dienten Split-Gate-Punktkontakte. Messungen an einzelnen Punktkontakten zeigten, wie schon in [3], [4], eine Quantisierung der Leitfähigkeit in Stufen von $2e^2/h$. Voraussetzung für die Interpretation von Experimenten, bei denen eine Steuerung ballistischer Elektronen vorgenommen werden soll, ist die genaue Kenntnis der Emissions- bzw. Detektionseigenschaften der Punktkontakte. Durch Messungen an gegenüberliegenden Kontakten in unterschiedlichen Abständen wurde deshalb zunächst die Winkelverteilung der emittierten Elektronen bei verschiedenen Punktkontaktwiderständen ermittelt. Bei dem kurzen Abstand von $2\mu\text{m}$ konnten die gewonnenen Ergebnisse gut mit dem Modell von Beenakker et al. [53] erklärt werden. Für größere Abstände ($4\mu\text{m}$, $6\mu\text{m}$) zeigten sich hingegen zusätzliche Strukturen in der Winkelverteilung, die auf den Einfluß von Störstellen im Halbleiter zurückgehen.

Die Reflexions- und Transmissionseigenschaften an einer Potentialstufe wurden anhand eines um 45° geneigten Gates studiert, das von einem Emissions- und zwei Detektionspunktkontakten umgeben war. Bei der Messung der reflektierten Elektronen in Abhängigkeit von der Höhe des Potentialsprunges zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. Der Anteil der unter dem Gate transmittierten Elektronen nahm hingegen bei Erhöhung des Potentialsprunges schneller ab, als durch Simulationsrechnungen erwartet wurde. Ursache für den beobachteten stärkeren Signalabfall ist die erhöhte Elektronenstreuung bei abnehmender Elektronenkonzentration.

Der Einfluß verschiedener Auftreffwinkel bei der Reflexion wurde mittels magnetfeldabhängiger Messungen untersucht. Durch direkten Vergleich mit Ergebnissen eines Simulationsprogramms, welches die Elektronentrajektorien innerhalb der Gate-Struktur berechnete, konnte die angenommene Potential- und Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten bestätigt werden.

Mit Hilfe von Magnetfeldern, die durch zwei supraleitende Leiterschleifen

auf der Halbleiteroberfläche erzeugt wurden, gelang es einen Strahl ballistischer Elektronen abzulenken. Die Stärke des so erzeugten Magnetfeldes betrug dabei insgesamt $\pm 0.45 mT$. Eine weitergehende Untersuchung erfolgte mittels Interferenzmessungen an Strukturen, bei denen eine der Leiterschleifen durch zwei Gate-Finger ersetzt wurde. Diese Messungen zeigten, daß das Magnetfeld der Leiterschleifen die gleichen Auswirkungen auf das Interferenzmuster hatte wie entsprechende äußere Magnetfelder.

Magnetfeldabhängige Messungen an einer Probe, bei der sich zwischen zwei gegenüberliegenden Punktkontakten ein supraleitender Ring befand, zeigten oszillatorische Strukturen im Kollektorsignal, welche durch sukzessives Eindringen magnetischer Flußquanten in den Ring erklärt werden konnten. Ursache für die beobachteten Oszillationen ist die Reduktion des kritischen Stromes innerhalb des supraleitenden Materials, aufgrund von Verunreinigungen bzw. Korngrenzen.

Literaturverzeichnis

- [1] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. I. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon and J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **39**, 8556 (1989).
- [2] D. C. Miller, R. K. Lake, S. Datta, M. S. Lundstrom, M. R. Melloch, R. Reifenberger in *Nanostructure Physics and Fabrication* (ed. by M. Reed and W. P. Kirk), Academic Press New York (1989).
- [3] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [4] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peakock, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones, *J. Phys. C* **21**, L209 (1988).
- [5] J. Spector, H. L. Störmer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1290 (1990).
- [6] U. Sivan, M. Heiblum, C. P. Umbach, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. B*, **41** 7937 (1990).
- [7] J. Spector, H. L. Störmer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2433 (1990).
- [8] H. Morkoc, *Modulation-doped AlGaAs/GaAs Heterostructures*, in *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy* (ed. by E. H. C. Parker), Plenum, New York, 185 (1985).
- [9] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [10] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski and H. C. Gatos, *Phys. Rev B* **30**, 4511 (1984).
- [11] B. R. Nag, *Electron Transport in Compound Semiconductors*, **11 Solid State Sciences**, Springer Berlin (1980).
- [12] P. K. Basu and B. R. Nag, *Surf. Sci.* **142** 256 (1984).
- [13] G. Bastard, *Appl. Phys. Lett.* **43** 591 (1983).
- [14] T. J. Drummond, H. Morkoc and A. Y. Cho, *J. Appl. Phys.*, **52**, 1380 (1981).

- [15] J. H. English, A. C. Gossard, H. L. Störmer and K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. **50**, 1826 (1987).
- [16] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, and K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. **55**, 1888, (1989).
- [17] C. T. Foxon, J. J. Harris, D. Hilton, H. Hewett and C. Roberts, Semicond. Sci. Technol. **4**, 582 (1989).
- [18] T. Saku, Y. Hirayama and Y. Horikoshi, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 902 (1991).
- [19] H. Hardtdegen, R. Meyer, H. Løken-Larsen, J. Appenzeller, Th. Schäpers, and H. Lüth, J. Cryst. Growth **116**, 521 (1992),
- [20] Th. Schäpers, J. Appenzeller, R. Meyer, H. Hardtdegen, H. Løken-Larsen and H. Lüth, Proc. 4. International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Newport (RI), 485 (1992).
- [21] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg-Verlag München, 192 (1983).
- [22] H. Ibach und H. Lüth, Festkörperphysik, Springer-Verlag Berlin (1990).
- [23] A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **60**, 1845 (1971) [Sov. Phys. JETP **33**, 997 (1971)].
- [24] M. Kaveh, Proc. of the International Symp. on the Analogies in in Optics and Micro-Electronics, Eindhoven (1991).
- [25] S. Washburn and R. A. Webb Adv. Phys. **35**, 375 (1986).
- [26] P. A. Lee, D. A. Stone and H. Fukuyama, Phys. Rev. B **35**, 1039 (1987).
- [27] P. M. Mankiewich, R. E. Behringer, R. E. Howard, A. M. Chang, T. Y. Chang, B. Chelluri, J. Cunningham and G. Timp, J. Vac. Sci. Technol., **6**, 131 (1988).
- [28] A. Yacoby, U. Sivan, C. P. Umbach and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **66**, 1983 (1991).
- [29] G. Fasol, Appl. Phys. Lett. **59**, 2430 (1991).
- [30] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 233 (1957).
- [31] R. Landauer, Z. Phys. B **68**, 217 (1987).
- [32] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **32**, 306 (1988).

- [33] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer and S. Pinhas, *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1985).
- [34] M. Büttiker, *IBM J. Res. Dev.* **32**, 317 (1988).
- [35] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).
- [36] K. Nakamura, F. Nihey, H. Toyosihima, T. Itho, D. C. Tsui, *Superlattice and Microstructures* **9**, 235 (1991).
- [37] S. E. Laux, D. J. Frank and F. Stern, *Surf. Sci.* **196**, 101 (1988).
- [38] J. A. Nixon and J. H. Davies, *Superlattices and Microstructures* **9**, 187 (1991).
- [39] K. F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1769 (1986).
- [40] H. Van Houten and C. W. J. Beenakker, in *Nanostructure Physics and Fabrication* (ed. by M. Reed and W. P. Kirk), Academic Press New York (1989).
- [41] Y. V. Sharvin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **48**, 984 (1965), [*Sov. Phys. JETP* **21**, 655 (1965)]. J. Nixon, J. H. Davies and H. U. Baranger, *Superlattices and Microstructures*, **9**, 187 (1991).
- [42] A. Szafer and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 300 (1989).
- [43] E. Tekman and S. Ciraci, *Science and Engineering of One-and Zero-Dimensional Semiconductors* (ed. S.P. Beaumont and C.M. Sotomajor Torres), Plenum Press, New York, 99 (1990).
- [44] E. Tekman and E. Ciraci, *Phys. Rev. B* **42**, 9098 (1990).
- [45] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. E. Mooij, C. T. Foxon and J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **38**, (1988).
- [46] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson and C. T. Foxon, *Europhys. Lett.* **5**, 721 (1988).
- [47] C. W. Beenakker, H. van Houten and B. J. van Wees, *Festkörperprobleme* **29**, 299 (1989).
- [48] J. Spector, H. L. Störmer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 967 (1990).
- [49] F. Müller, Dissertation RWTH Aachen (1992).
- [50] J. Spector, H. L. Störmer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer and K. W. West, *Surf. Sci.* **228**, 283 (1990).

- [51] L. W. Molenkamp, A. A. Staring, C. W. Beenakker, R. Eppenga, C. E. Timmering, J. G. Williamson, C. J. P. M. Harmans and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1274 (1990).
- [52] U. Sivan, M. Heiblum and C. P. Umbach, *Phys. Rev. Lett.* **63** 992 (1989).
- [53] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Phys. Rev. B*, **39**, 10445 (1989).
- [54] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **33**, 3020 (1986).
- [55] T. K. Gaylord and K. F. Brennan, *J. Appl. Phys.*, **65**, 814 (1989).
- [56] R. P. Feynman, A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*, McGraw-Hill (1965).
- [57] B. Lengeler, Quanteninterferenzbauelemente, Aharonov-Bohm-Effekt, in *Festkörperforschung für die Informationstechnik*, IFF- Ferienkurs, KFA Jülich, (1990).
- [58] Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
- [59] R. A. Webb. et al. in *Physics and Technology of Submicron Structures*, *Solid State Sciences* **83**, Springer-Verlag, 98 (1988).
- [60] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans and J. G. Williamson, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2523 (1989).
- [61] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans and J. G. Williamson, *Surf. Sci.* **229**, 290 (1990).
- [62] Y. Imry, in *Directions in Condensed Matter Physics* (ed. G. Grinstein, E. Mazenko), World Scientific, 101 (1986).
- [63] L. W. Molenkamp, M. J. P. Brugmans, H. van Houten and C. T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 228 (1992).
- [64] P. G. N. de Vegvar, G. Timp, P. M. Mankiewich, R. Behringer and J. Cunningham, *Phys. Rev B* **40**, 3491 (1989).
- [65] O. V. Lounasmaa, *Experimental Principles and Methods Below 1K*, Academic Press Orlando (1974).
- [66] H. London, *Proc. Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Oxford, 157 (1951).
- [67] H. London, G. R. Clarke and E. Mendoza, *Phys. Rev.* **128**, 1992 (1962).
- [68] R. Radebaugh and J. D. Siegwarth, *Cryogenics* **11**, 368 (1971).
- [69] B. C. Choi, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1992.

- [70] Datenblatt zur AZ1500 Serie, Hoechst AG.
- [71] M. Bolson, Technical Note for AZ 5200 , Hoechst AG.
- [72] I. Haller, M. Hatzakis, R. Srinivasan, IBM Journal, 251 (1968).
- [73] F. J. Hohn, A. D. Wilson and P. Coane, IBM J. Res. Develop. **32** 514 (1988).
- [74] A. N. Broers, IBM J. Res. Develop. **32** 502 (1988).
- [75] D. F. Kyser, J. Vac Sci. Technol. **B4** (1), 1391 (1983).
- [76] S. A. Risthon and D. P. Kern, J. Vac Sci. Technol., **B5**, 135 (1987).
- [77] A. N. Broers, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, **128**, 166 (1981).
- [78] M. B. Stern, H. G. Craighead, P. F. Liao and P. M. Mankiewich, Appl. Phys. Lett. **45** (4), 410 (1984).
- [79] S. Mackie and S. P. Beaumont, Solid State Technology, 119 (1985).
- [80] J. S. Greeneich, J. Appl. Phys. **45** 5264 (1974).
- [81] J. S. Greeneich, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology **122**, 970 (1975).
- [82] Y. Mori and N. Watanabe, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, **125**, 1510 (1978).
- [83] S. D. Mukherjee and D. W. Woodard, Gallium Arsenide (ed. by M. J. Howes and D. V. Morgan) John Wiley, 119 (1985).
- [84] N. Braslau, J. Vac. Sci. Technol. **B19**(4), 803 (1981).
- [85] K. Heime, U. König, E. Kohn and A. Wortmann, Solid-State Electr., **17** 835 (1974).
- [86] C. J. Palmstrøm and D. V. Morgan, Gallium Arsenide (ed. by M. J. Howes and D. V. Morgan) John Wiley, 119 (1985).
- [87] B. L. Sharma, Semiconductors and Semimetals **15**, 1 (1981).
- [88] M. Ogawa. J. Appl. Phys., **51**(1), 406 (1980).
- [89] T. S. Kuan, P. E. Batson, T. N. Jackson, H. Rupprecht and E. L. Wilkie, J. Appl. Phys. **54**, 6952 (1983).
- [90] D. R. S. Cumming, H. Ahmed and T. J. Thornton, Appl. Phys. Lett. **60** 2755 (1992).

- [91] M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, K. Kosemura, T. Nagata, H. Ishiwari and N. Yokoyama, *Superlattices and Microstructures* **10**, 493 (1991).
- [92] M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, P. E. Schmidt and K. Kosemura, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, B223 (1992).
- [93] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
- [94] Y. K. Fukai, S. Tarucha, Y. Hirayama, Y. Tokura and T. Saku, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 106 (1992).
- [95] E. Kaspar in *Magnetic Electron Lenses* (ed. P. W. Hawkes), Springer-Verlag Berlin (1982).
- [96] M. C. Kohn, *Practical Numerical Methods: Algorithms and Programs*, Macmillan New York (1987).
- [97] J. Hinken, *Supraleiter-Elektronik*, Springer-Verlag Berlin (1988).
- [98] O. Henkel, E. M. Sawitzkij, *Supraleitende Werkstoffe*, VEB-Verlag Leipzig (1982).
- [99] D. Saint-James, G. Sarma and E. J. Thomas, *Type II Superconductivity*, Pergamon Press Oxford (1969).
- [100] E. H. Rhoderik and E. M. Wilson, *Nature*, **194**, 1167 (1962).
- [101] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH Weinheim (1990).
- [102] J. Clarke, *IEEE* **61**, 8 (1973).
- [103] J. Clarke, *Superconductor Applications: SQUIDS and Machines*, (ed. B.B. Schwartz and S. Foner) Plenum Press New York (1977).
- [104] J. M. Jaycox and M. B. Ketchen, *IEEE Trans. Magn.* Vol. **MAG 17**, 400 (1981).

Danksagung

Für die vielseitige Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit bedanke ich mich bei:

Herrn Prof. Dr H. Lüth für die Möglichkeit, die vorliegende Dissertation im Institut für Schicht- und Ionentechnik der KFA Jülich anzufertigen. Seine Begeisterung für das Gebiet der mesoskopischen Systeme hatte einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. B. Lengeler, der durch sein großes Interesse am ballistischen Elektronentransport und durch seine ständige Diskussionsbereitschaft sehr zum Fortgang der Arbeit beigetragen hat.

Herrn Frank Müller für die sehr gute und freundschaftliche Zusammenarbeit während der gesamten Promotionszeit.

Frau Dr. Hilde Hardtdegen, Frau Hilde Løken-Larsen, Herrn Jörg Appenzeller, Herrn Gernot Engels, Herrn Thomas Klocke, Herrn Ralf Meyer sowie Herrn Martin Hollfelder für die abwechslungsreiche und sehr interessante Zusammenarbeit bei den Projekten zum elektronischen Transport in verspannten *InGaAs/InP*-Strukturen.

Herrn Gerd Müllejan für die wertvolle Unterstützung beim Auf- und Ausbau sowie beim Betrieb der Kryostaten.

Herrn Dr. Arno Förster und Herrn Christoph Krause, die durch ihre hervorragenden Epitaxieschichten dafür gesorgt haben, daß der Elektronentransport in den Strukturen auch wirklich *ballistisch* war.

Herrn Dr. Michael Mück für die wertvolle Hilfe bei der Interpretation der Supraleiter-Halbleiter-Messungen sowie Herrn Georg Hallmanns für das Aufspütern der Niobfilme.

Herrn Dr. Robert Müller (Institut für Festkörperforschung), der in der Anfangsphase, durch die freundliche Überlassung seines Kryostaten, dazu beigetragen hat, daß unser erster funktionierender *Quanten-Punktkontakt* gemessen werden konnte.

Frau Gitta Möllmann für die Anfertigung der zahlreichen Zeichnungen.

Ferner danke ich allen Institutsmitgliedern, insbesondere dem Reinraum-Team und der Elektronik-Werkstatt, die auf vielfältige Art zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

JÜI-2712

Januar 1993

ISSN 0366-0885