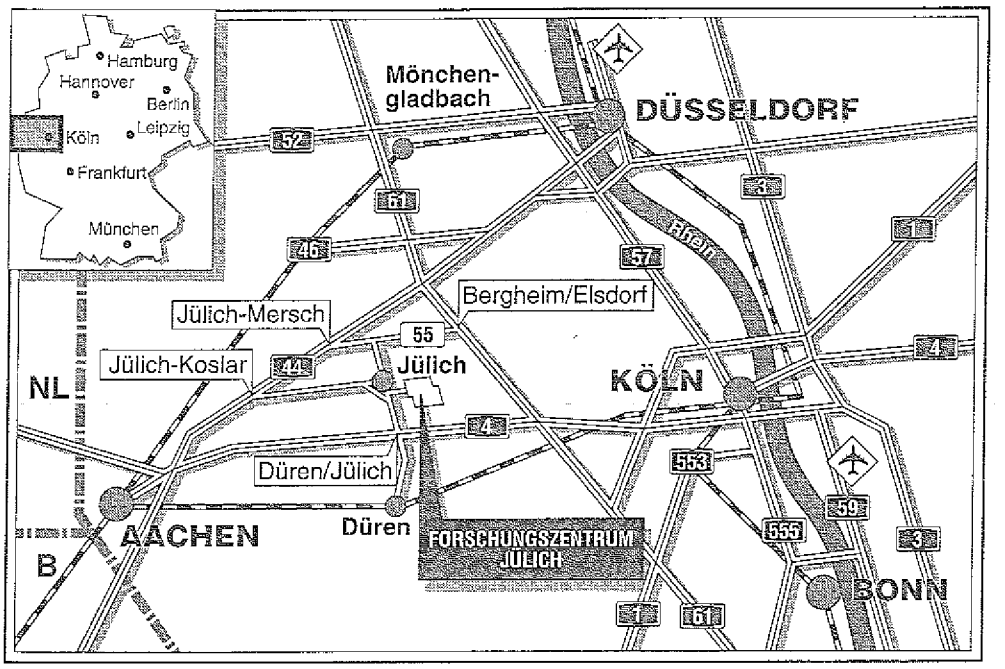
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Festkörperforschung

Untersuchungen von Quantenphänomenen der elektrischen Leitfähigkeit dünner Metallfilme bei ultratiefen Temperaturen

Rudolf Stasch



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2759
ISSN 0944-2952
Institut für Festkörperforschung Jül-2759
D 38 (Diss. Universität Köln)

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

Untersuchungen von Quantenphänomenen der elektrischen Leitfähigkeit dünner Metallfilme bei ultratiefen Temperaturen

Rudolf Stasch

Inhalt

1. Einleitung

Im Jahr 1958 veröffentlichte P.W.Anderson seine Arbeit über 'Absence of Diffusion in Certain Random Lattices' [1] und löste damit eine Lawine an theoretischen und experimentellen Aktivitäten zur elektronischen Struktur von ungeordneten Systemen aus. Hat man früher jede Abweichung von perfekter Periodizität als unerwünscht betrachtet, so war man nun bestrebt, gezielt ungeordnete Proben herzustellen und ihre ungewöhnlichen Eigenschaften zu studieren. Mit 'ungewöhnlich' ist dabei die Lokalisierung bzw. schwache Lokalisierung der ansonsten ausgedehnten elektronischen Zustände eines Systems mit endlicher Gleichstromleitfähigkeit in Anwesenheit starker Störung der Gitterperiodizität gemeint.

Die Transporteigenschaften von Festkörpern werden durch jede Art von Störungen beeinflußt: Seien es der Restwiderstand oder der Kondo–Effekt, die Elektron–Phonon– oder spinabhängige Streuprozesse; sie alle sind durch Gitterimperfektionen oder Verunreinigungen beeinflußbar. Die meisten Prozesse spielen allerdings bei Raumtemperatur keine Rolle. Erniedrigt man die Temperatur, so gewinnen sie zunehmend an Bedeutung. Die Untersuchung dieser Phänomene ist somit ein typisches Gebiet der Tieftemperaturphysik.

In der Folgezeit wurden die theoretischen Vorstellungen weiter entwickelt: 1979 formulierten Abrahams et al. [2] eine Skalentheorie der Lokalisierung. Ebenfalls 1979 untersuchten Hikami et al. [3] den Einfluß der Spin–Bahn–Kopplung auf den Magnetowiderstand ungeordneter, zweidimensionaler Systeme. Unabhängig von den Vorstellungen zur schwachen Lokalisierung (sie wird als Interferenzeffekt der mehrfach gestreuten Elektronenwellen gedeutet) beschrieben Altshuler et al. [4] 1980 die sog. Coulomb–Anomalie: eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes mit abnehmender Temperatur auf Grund der durch die Unordnung modifizierten Elektron–Elektron–Wechselwirkung.

Die theoretischen Vorhersagen wurden in den folgenden Jahren experimentell glänzend bestätigt. Diese Fortschritte ermöglichten einerseits, die genannten Effekte als Werkzeug zum Studium anderer Festkörpereigenschaften zu nutzen und andererseits, nach möglichen Anwendungen zu suchen, z.B. im VLSI–Bereich (very large scale integration). Die meisten Experimente wurden im Temperaturbereich des flüssigen ^{4}He um 4 K durchgeführt. Der Bereich unterhalb von 100 mK war zu Beginn dieser Arbeit nur sehr wenig untersucht worden. Für $T < 20$ mK gab es praktisch keine Daten. Ziel dieser Arbeit war es daher, mit einer am Institut für Magnetismus und Tieftemperaturphysik des IFF im Forschungszentrum Jülich vorhandenen Anlage die Gültigkeit der erwähnten Theorien für die elektronischen Transporteigenschaften ungeordneter Metalle bis 1 mK zu untersuchen.

2. Theoretische Grundlagen

Es ist nicht die Absicht dieses Abschnitts, eine vollständige und exakte Darstellung der den Experimenten zugrundeliegenden Theorie zu geben. Es soll vielmehr ein anschauliches Bild erläutert werden, das sich an die von Bergmann [5] gegebene Interpretation der Lokalisierungseffekte als ein 'Flugzeit'-Experiment mit Leitungselektronen anlehnt.

Ungeordnete, metallische Systeme zeigen eine ausgeprägte Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes. Diese sind zusätzlich von der Dimensionalität des Systems in bezug auf eine für das untersuchte Phänomen charakteristische Länge abhängig. Die Erzeugung von Unordnung in metallischen Leiterbahnen wird mit der Dünnschichttechnologie der abschreckenden Kondensation aus der Gasphase am besten beherrscht. Da außerdem die erwähnten Abhängigkeiten in solchen Filmen besonders stark sind ($\Delta R/R \approx 10^{-4}$) und die für die Lokalisierung charakteristische Länge meist groß gegen die Schichtdicke ist, wird im folgenden von zweidimensionalen, ungeordneten Metallfilmen die Rede sein.

2.1. Schwache Lokalisierung

Betrachtet man die Bewegung der Elektronen in einem ungeordneten System, so stellt man fest, daß auf Grund der Unordnung (hier im Sinne einer Abweichung von der Gitterperiodizität) diese Bewegung diffusiven Charakter hat. Die klassische, zweidimensionale Diffusionsgleichung hat die Lösung [5]:

$$p(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi Dt} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right), \tag{2.1}$$

wobei $\vec{r}$ ein Ortsvektor in der Schichtebene und D die Diffusionskonstante bezeichnen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron zum Ursprung zurückkehrt — $p(r=0,t)$ — ist gegeben durch $1/(4\pi Dt)$. Abb.2.1 zeigt die diffusive Bewegung eines Elektrons und Abb.2.2 die zugehörige klassische Wahrscheinlichkeitsverteilung (durchgezogene Linie).

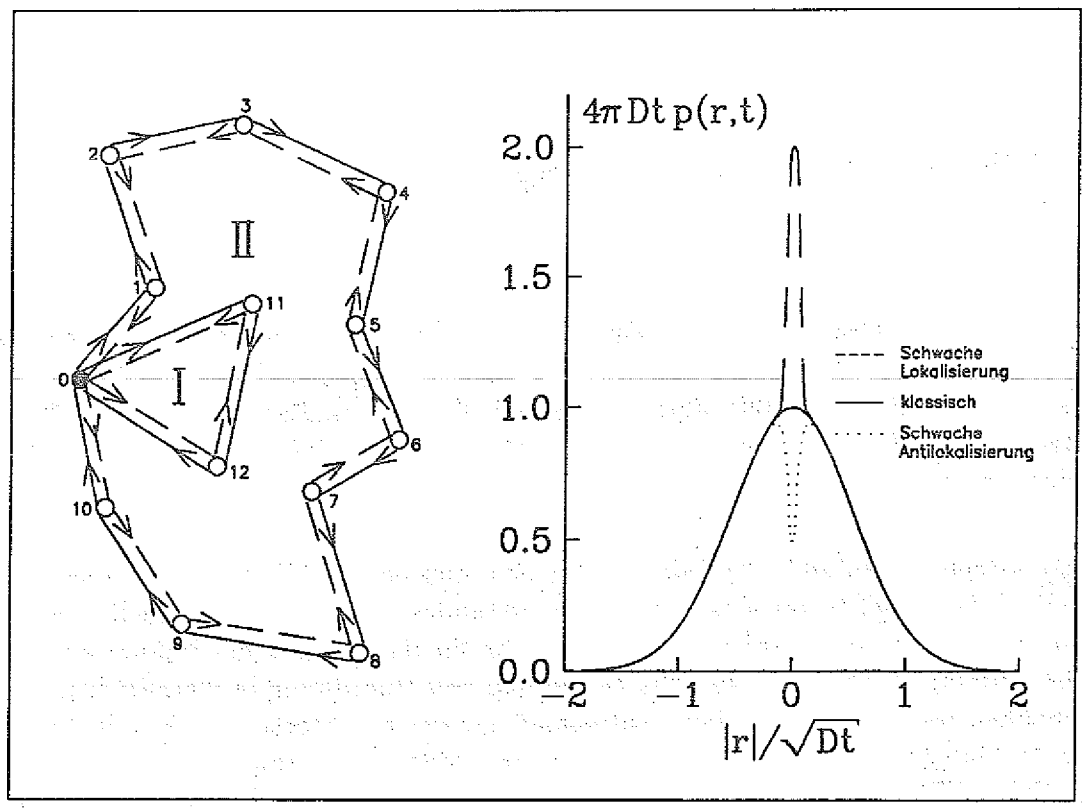


Abbildung 2.1: *Diffusionsweg eines Leitungselektrons in einem ungeordneten System. Beide Wege (durchgezogen und gestrichelt) sind gleich wahrscheinlich. Quantenmechanisch werden die Amplituden addiert. Bildidee nach [5].*

Abbildung 2.2: *Wahrscheinlichkeitsverteilung eines diffundierenden Elektrons nach [5]. Quantenmechanische Diffusion ergibt eine erhöhte (gestrichelt) oder erniedrigte (punktiert) Rückkehrwahrscheinlichkeit.*

Quantenmechanisch kommen den Elektronen natürlich Welleneigenschaften zu — das macht die Situation etwas komplizierter. Betrachten wir einen elektronischen Zustand in einem ungeordneten System bei tiefen Temperaturen, so ist es zweckmäßig zwischen dem Eigenzustand der Energie ($| E, \ldots; \tau_i >$) — die Punkte deuten die übrigen Quantenzahlen an — mit der Lebensdauer τ_i und dem Eigenzustand des Impulses ($| \vec{k}, \ldots; \tau_o >$) mit der Lebensdauer τ_o zu unterscheiden. Bei tiefen Temperaturen und in Anwesenheit sehr vieler Streuzentren gilt ($\tau_o \approx 10^{-14}$s) $\ll$ ($\tau_i \approx 10^{-9}$s), d.h. ein Elektron erleidet viele elastische Stöße bevor es inelastisch gestreut wird. In Abb.2.1 sind zwei mögliche Streusequenzen (I: 0,11,12,0 und II:0,1,...,10,0) skizziert. Beide Wege einer Streusequenz (durchgezogen und gestrichelt) sind gleichberechtigt und gleichwahrscheinlich. Unter der Annahme, daß alle Prozesse elastisch erfolgen, wird die Phase der Elektronenwelle nur um einen wohl definierten Betrag geändert. Sei A′ die Wahrscheinlichkeitsamplitude für die durchgezogene Sequenz

und A″ diejenige für die gestrichelte, so gilt für die Intensität $|A' + A''|^2$. Da die beiden Wahrscheinlichkeitsamplituden in Phase sind, interferieren sie im Punkt Null konstruktiv miteinander. Natürlich ist diese Interferenz nicht exakt auf den Punkt Null beschränkt, sondern findet auch in einer kleinen Umgebung um Null statt (man denke z.B. an einen Doppelspaltversuch). Dies führt zu einer über das klassische Maß erhöhten (verdoppelten, da die Amplituden gleich sind) Rückkehrwahrscheinlichkeit des Elektrons zum Ausgangspunkt oder anders ausgedrückt: Quantenmechanische Teilchen diffundieren unter den genannten Bedingungen langsamer. In Abb.2.2 ist diese Verdoppelung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit gestrichelt angedeutet. Diese Tendenz, vorzugsweise zurückgestreut zu werden, führt zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstandes und wird als Schwache Lokalisierung (Englisch: 'Weak Localization'— WL) bezeichnet.

Um den vollen Beitrag der WL zu erhalten, muß man die Amplituden aller möglichen Streusequenzen aufsummieren. Die inelastische Lebensdauer τ_i gibt dabei eine Grenze für die Aufsummation, da nur Wege, für die die benötigte Zeit kleiner als τ_i ist, zur Interferenz beitragen. Nach einem inelastischen Streuprozeß wird die Phase auf undefinierte Weise verändert, d.h. die betreffende Partialwelle trägt zu der Interferenz nicht mehr bei. Da die inelastische Streurate temperaturabhängig ist (man denke z.B. an Phononenstöße), resultiert daraus eine Temperaturabhängigkeit der Schwachen Lokalisierung. Eine quantitative Analyse [6] [7] ergibt für die Leitfähigkeitskorrektur den Ausdruck:

$$dL = L_{oo} \cdot \ln\left(\frac{\tau_i}{\tau_o}\right). \tag{2.2}$$

Dabei ist

$$\frac{1}{L_{oo}} = \frac{2\pi\hbar}{e^2} \approx 81\mathrm{k}\Omega. \tag{2.3}$$

eine universelle Konstante. Unter der Annahme, daß $1/\tau_i \sim T^p$ ist [5], folgt für die Temperaturabhängigkeit dieser Korrektur in Einheiten von L_{oo}

$$\frac{dL}{L_{oo}} = -p \cdot \ln\left(\frac{T}{1\mathrm{K}}\right) + const. \tag{2.4}$$

Die Konstante enthält die elastische Lebensdauer τ_o, die durch die eingefrorene Unordnung gegeben und somit temperaturunabhängig ist. In logarithmischer Auftragung ergibt sich also eine Gerade mit der Steigung p. Bezogen auf die *Leitfähigkeit* ist diese Steigung für die Schwache Lokalisierung positiv, d.h. die Leitfähigkeit wird kleiner mit niedrigerer Temperatur.

Wenn oben erwähnt wurde, daß während einer elastischen Streusequenz die Phase nur um einen wohldefinierten Betrag geändert wird, so ist das nicht ganz korrekt. Auch während eines elastischen Prozesses ist die Energie nur im Rahmen der

Unschärferelation erhalten. Daraus resultiert eine statistische Phasenänderung von der Größenordnung $\Delta E/\hbar$. Auf diese Weise ergibt sich auch für eine elastische Streusequenz eine Phasenverschiebung, die mit der Anzahl der einzelnen Streuprozesse — und damit mit der für eine Sequenz benötigten Zeit — wächst und in der Regel für die beiden Amplituden verschieden ist. Als Konsequenz schrumpft im Impulsraum die Umgebung konstruktiver Interferenz um Null mit der Zeit wie $1/\sqrt{Dt}$. Im Ortsraum entspricht dies einer Verschmierung des Nullpunkts.

Ein Magnetfeld [1] senkrecht zur Schichtebene hat zweierlei Wirkung. Zum einen zerstört es die Zeitumkehrinvarianz. Als Folge erhält jede der beiden Amplituden A′ und A″ eine zusätzliche Phasenverschiebung, die von der Länge des Weges s und dem Vektorpotential $\vec{A}$ abhängt (siehe z.B. [8]):

$$\Delta\varphi = \frac{2e}{\hbar} \cdot \oint \vec{A}\vec{ds} = \frac{2e}{\hbar} \cdot \int \vec{B}d\vec{F} = \frac{2e}{\hbar} \cdot \Phi_F. \tag{2.5}$$

Dabei sind $\vec{B}$ das Magnetfeld, Φ der magnetische Fluß und F die umrundete Fläche. Mit zunehmendem Magnetfeld gibt es also eine Phasenverschiebung, die die konstruktive Interferenz reduziert.

Die zweite Wirkung des Magnetfeldes führt zu einer Kondensation der elektronischen Zustände auf Landau–Niveaus (in zwei Dimensionen auf Kreise). Der Radius des kleinsten Landau–Niveaus ist $\sqrt{(2eB)/\hbar}$. Wie bereits erwähnt, schrumpft der Interferenzspot mit der Zeit, d.h. nach einer bestimmten Zeit liegt dieser Spot vollständig innerhalb des kleinsten Landau–Kreises, was bedeutet, daß es keine freien Zustände für die Rückstreuung gibt. Das Magnetfeld zerstört auf diese Weise die Schwache Lokalisierung. Der Rückstreuspot liegt innerhalb des ersten Landau–Niveaus, wenn das B-Feld größer als $B_1 = \hbar/(4eDt)$ wird. Auf diese Art führt ein Magnetfeld eine Zeitskala in das System ein, und die kohärente Rückstreuung wird für das Zeitintervall τ_o bis $t_B = \hbar/(4eDB)$ aufintegriert. Dies ermöglicht die Herstellung einer Zuordnung zwischen Feld und Zeit derart, daß für jede charakteristische Zeit des Systems ein entsprechendes charakteristisches Feld angegeben werden kann. Formal lautet diese Beziehung [5]

$$\tau \cdot B = \frac{\hbar}{4eD}. \tag{2.6}$$

Für die Diffusionskonstante gilt

$$D = \frac{\pi^2\hbar^2}{e^2\rho m k_F}, \tag{2.7}$$

[1] In der gesamten Arbeit wird der Einfachheit halber mit 'Magnetfeld' auch die magnetische Kraftflußdichte bezeichnet. Die beiden Größen (B und H) sind im Vakuum einander proportional: $B = \mu_o H$.

wobei ρ den spezifischen Widerstand, e und m Ladung und Masse des Elektrons und k_F den Fermi–Wellenvektor bezeichnet. Bezogen auf die inelastische Streuung lautet die oben angegebene Zuordnung $\tau_i B_i = \hbar/(4eD)$.

Als nächstes soll der Einfluß der Spin–Bahn–Kopplung (Englisch: 'Spin–Orbit–Coupling') erläutert werden. Da die Spin–Bahn–Wechselwirkung in erster Näherung proportional zum Gradienten des Potentials ist, in dem sich das Elektron bewegt, spielt sie vorzugsweise für schwere Elemente eine wichtige Rolle. Allerdings ist diese Aussage nur relativ zu betrachten. Auf Grund ihrer weitgehenden Temperaturunabhängigkeit wird die Spin–Bahn–Wechselwirkung auch für leichte Elemente bei genügend tiefen Temperaturen dominant, falls alle anderen relevanten Wechselwirkungen mit der Temperatur abnehmen. Die Spin–Bahn–Kopplung führt zu einer drastischen Veränderung des oben beschriebenen Lokalisierungsverhaltens. Die Ursache ist der Spin 1/2 bzw. die daraus resultierende 4π–Periodizität der elektronischen Wellenfunktion. Betrachten wir einen elektronischen Spinzustand $| s >$, der die Sequenz I in durchgezogener Richtung (Abb.2.1) durchläuft, so wird er auf Grund der Spin–Bahn–WW in einen Zustand $| s' >$ gestreut. Man kann nun formell einen Operator einführen, der diese Änderung beschreibt [9]. Dann lautet diese Beziehung

$$| s' >= \hat{R} \, | s > . \tag{2.8}$$

Der Operator $\hat{R}$ ist durch die Rotationsmatrix eines Spin 1/2–Teilchens gegeben:

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\alpha}{2} e^{\frac{i}{2}(\beta+\gamma)} & i \sin\frac{\alpha}{2} e^{-\frac{i}{2}(\beta-\gamma)} \\ i \sin\frac{\alpha}{2} e^{\frac{i}{2}(\beta-\gamma)} & \cos\frac{\alpha}{2} e^{-\frac{i}{2}(\beta+\gamma)} \end{pmatrix} . \tag{2.9}$$

α, β und γ sind die Eulerschen Winkel. Für die gestrichelte Streufolge gilt entsprechend:

$$| s'' >= \hat{R}^{-1} \, | s > . \tag{2.10}$$

Da der Rotationsoperator unitär ist, ist sein Inverses gleich dem Adjungierten ($\hat{R}^{-1} = \hat{R}^{\dagger}$). Bei der Überlagerung der beiden Partialwellen im Punkt Null ist das Skalarprodukt bzw. der Erwartungswert von

$$< s'' \, | \, s' >=< s \, | \, \hat{R}^2 \, | \, s > \tag{2.11}$$

zu betrachten. Die Matrixelemente r_{ij} von $\hat{R}^2$ sind gegeben durch

$$r_{11,22} = \cos^2\frac{\alpha}{2}\left(e^{\pm i(\beta+\gamma)}\right) - \sin^2\frac{\alpha}{2}, \tag{2.12}$$

$$r_{12,21} = \frac{i}{2}\sin\alpha\left(e^{\mp i\beta} + e^{\pm i\gamma}\right). \tag{2.13}$$

Betrachtet man die Grenzfälle der verschwindenden (α, β und γ gleich null) und starken (alle Winkel statistisch) Spin–Bahn–Kopplung, so stellt man fest, daß r_{12} und r_{21} in beiden Fällen null ergeben. r_{11} und r_{22} liefern hingegen für den Fall verschwindender Kopplung 1 (d.h. keinen Einfluß auf die Schwache Lokalisierung) und im Falle der statistischen Verteilung der Winkel $-\frac{1}{2}$. Das bedeutet, daß für starke Spin–Bahn–Kopplung die zwei Spins vorzugsweise um 2π relativ zueinander gestreut werden. Bei der erwähnten 4π–Periodizität der Wellenfunktion führt dies zu einer destruktiven Interferenz im Ausgangspunkt. Anders ausgedrückt wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Punkt Null (Abb.2.1) reduziert — und zwar auf die Hälfte des klassichen Wertes. Dieser als Schwache Antilokalisierung (Englisch: 'Weak–Anti Localization' — WAL) bezeichnete Effekt ist in Abb.2.2 punktiert angedeutet. Die Schwache Antilokalisierung kippt das Vorzeichen der Temperatur– und Magnetfeldabhängigkeit des Widerstandes wie sie für die Schwache Lokalisierung beschrieben wurde. Ob Schwache Lokalisierung oder Schwache Antilokalisierung beobachtet wird, hängt, wie bereits erwähnt, von der relativen Stärke der verschiedenen Streumechanismen ab. Die Wirkung eines Magnetfeldes bezüglich der Spin–Bahn–Streuung ist die gleiche wie für die Schwache Lokalisierung: Der Effekt der Schwachen Antilokalisierung wird für die Zeit τ_o bis $t_B = \hbar/(4eDB_{so})$ aufintegriert. Auf diese Weise kann, wie oben erwähnt, eine Zuordnung zwischen der charakteristischen Zeit für die Spin–Bahn–Streuung (τ_{so}) und dem Magnetfeld erreicht werden: $\tau_{so} \cdot B_{so} = \hbar/(4eD)$.

Ein weiterer Streumechanismus wird durch magnetische Verunreinigungen hervorgerufen. Der einzelne Streuprozeß wird dabei über die Austauschwechselwirkung vermittelt. Unter der Annahme, daß das magnetische Moment des Streuzentrums unverändert bleibt, durchlaufen beide Partialwellen die gleiche Streusequenz in umgekehrter Richtung. Da jeder Einzelakt a priori in drei Dimensionen stattfindet und Drehungen im 3D–Raum nicht vertauschbar sind, sind die Endzustände verschieden und tragen zu der kohärenten Überlagerung nicht bei. Auf diese Weise reduzieren magnetische Verunreinigungen die konstruktive Interferenz. Bezüglich des Magnetfeldes kann auch für die magnetische Streuung eine Zuordnung zwischen Zeit und Feld derart getroffen werden, daß gilt $\tau_s \cdot B_s = \hbar/(4eD)$. τ_s charakterisiert dabei die magnetische Streuung.

An dieser Stelle kann die Bedingung für die Zweidimensionalität eines Systems bzgl. der Schwachen Lokalisierung etwas genauer formuliert werden. Da die Bewegung der Elektronen diffusiven Charakter hat, gilt für die mittlere quadratische Verschiebung während der Zeit t: $\overline{x^2} = Dt$. Damit ein System als zweidimensional bzgl. der oben beschriebenen Streumechanismen betrachtet werden kann, muß die Schichtdicke d offenbar klein gegen $x_n = \sqrt{D\tau_n}$, die charaktristische Grenzlänge für Interferenzeffekte, sein: $d < \sqrt{D\tau_n}$. τ_n steht dabei für inelastische, Spin–Bahn– oder magnetische Streuzeit.

Eine quantitative Analyse [3] aller erwähnten Streumechanismen in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld liefert den folgenden Ausdruck für die Änderung der Leitfähigkeit in Einheiten von L_{oo}

$$\frac{dL}{L_{oo}} = -\left\{\left[\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{B_1}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{B_2}{B}\right)\right] + \frac{1}{2}\left[\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{B_3}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{B_4}{B}\right)\right]\right\} \tag{2.14}$$

mit

$$B_1 = B_o + B_{so} + B_s \tag{2.15}$$

$$B_2 = \frac{4}{3}B_{so} + \frac{2}{3}B_s + B_i \tag{2.16}$$

$$B_3 = 2B_s + B_i \tag{2.17}$$

$$B_4 = B_2 \tag{2.18}$$

und Ψ als der Digamma Funktion (vergl. Anhang A.1). Die Indizes o, i, so, s bedeuten elastische, inelastische, Spin–Bahn– und magnetische Streuung. Die charakteristischen Felder sind mit den zugehörigen Zeiten über die Beziehung (2.6) verknüpft.

2.2. Elektron–Elektron–Wechselwirkung

Die oben beschriebene Schwache Lokalisierung wird durch die Unordnung im System verursacht. Die gegebene Erklärung läßt die Wechselwirkung der Elektronen untereinander allerdings völlig außer acht. Die Frage lautet also: Beeinflußt die Unordnung die Elektron–Elektron–Wechselwirkung (EEW) — und wenn ja, welche Auswirkungen hat diese Tatsache auf die Leitfähigkeit des Systems? Die Antwort auf diese Frage wurde von Altshuler et al. [4] und Fukuyama [10] gegeben. Ihre Untersuchungen zeigten, daß die EEW in Anwesenheit von Unordnung als Folge der diffusiven Bewegung (vergl. oben) retardiert ist. Auf Grund der relativ langsamen Diffusion ist die Abschirmung dann nicht so effektiv wie in den Kristallen. Eine quantitative Entwicklung der Kubo–Formel unter Berücksichtigung des Hartree–Terms in der Coulomb–Wechselwirkung liefert die folgende Korrektur der Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur

$$\frac{dL}{L_{oo}} = -(1-F)\cdot\ln\left(\frac{T}{1\mathrm{K}}\right) \tag{2.19}$$

F charakterisiert dabei die Abschirmung und variiert zwischen null und eins ($F = 1$ bedeutet perfekte Abschirmung). Falls F temperaturunabhängig ist, ergibt sich also wieder (wie bei der Schwachen Lokalisierung, vergl. Gleichung (2.4)) eine logarithmische Abhängigkeit. Es gibt jedoch meines Wissens nach keine zwingenden Argumente

für das Bestehen der logarithmischen Abhängigkeit (d.h. für unendliche Reichweite der Wechselwirkung) für $T \rightarrow 0$. Die experimentelle Untersuchung und Klärung dieser Unsicherheit ist ein Ziel dieser Dissertation.

Die physikalische Interpretation dieser 'Coulomb–Anomalie' ist allerdings nicht so einfach wie im Fall der Schwachen Lokalisierung. Bergmann beschreibt die EEW in ungeordneten Systemen als Streuung der Elektronen an Hologrammen, die durch die anderen Elektronenwellen erzeugt werden [11]. Es ist klar, daß eine solche Beschreibung die Information über die Phase der Elektronenwellen benötigt. A priori sollten die oben beschriebenen Streumechanismen auch Einfluß auf die Coulomb–Anomalie haben. Es gibt allerdings bis heute keine eindeutige Antwort auf diese Frage. Bezüglich eines Magnetfeldes werden die beiden Grenzfälle der starken und verschwindenden Spin–Bahn–Kopplung unterschieden. Im ersten Fall gibt es keine Magnetfeldabhängigkeit, während für verschwindende Spin–Bahn–Streuung eine schwache Feldabhängigkeit vorausgesagt wird [12]. Aber auch hier steht die endgültige Klärung noch aus. Da die untersuchten Systeme im betrachteten Temperaturbereich eine starke Spin–Bahn–Streuung zeigen, wird zunächst angenommen, daß die Coulomb–Anomalie feldunabhängig ist.

2.3. Temperatur– und Feldabhängigkeit im Überblick

In Abschnitt 2.1 wurde festgestellt, daß die Temperaturabhängigkeit der WL in einer logarithmischen Auftragung eine Gerade ergibt. Abb.2.3 zeigt diese Abhängigkeit als durchgezogene Linie. Auf der Ordinate ist der Widerstand aufgetragen, daher ist die Steigung negativ. Für reine Schwache Antilokalisierung müßte die Temperaturabhängigkeit wie die gestrichelte Linie in Abb.2.3 verlaufen — die Steigung also positiv sein. Ein solches Verhalten wurde aber noch nie beobachtet. Der Grund ist die in Abschnitt 2.2 eingeführte Coulomb–Anomalie. Auch sie besitzt nach Gleichung (2.19) eine logarithmische Temperaturabhängigkeit (punktiert in Abb.2.3), falls F temperaturunabhängig ist. In diesem Fall ist die Steigung negativ. Die totale R(T)–Abhängigkeit ergibt sich dann aus der Überlagerung aller Effekte. Je nach der relativen Stärke der verschiedenen Streumechanismen sind dann unterschiedliche Gesamtabhängigkeiten vorstellbar.

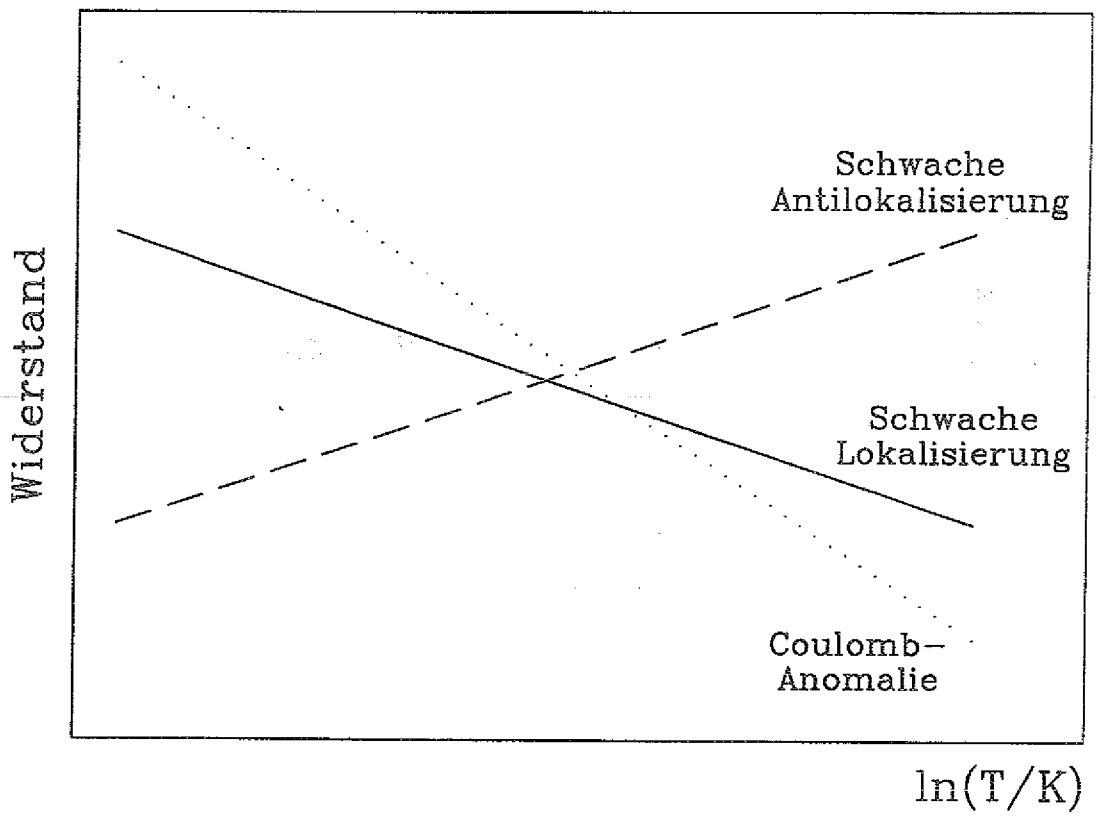


Abbildung 2.3: *Die Temperaturabhängigkeiten für die Lokalisierungseffekte und die Coulomb-Anomalie (schematisch).*

In Abschnitt 2.1 wurde dargelegt, daß inelastische und magnetische Streuprozesse eine destruktive Wirkung auf die Interferenz der Elektronenwellen und damit auf die Lokalisierungseffekte haben. In unserem Experiment ist die magnetische Streuung als Parameter unzugänglich. Um Mehrdeutigkeit zu vermeiden, wird bei der Auswertung nach Gleichung (2.14) die magnetische Streurate (d.h. B_s) gleich Null gesetzt. Eine evtl. vorhandene magnetische Streuung wird dadurch in die inelastische Streurate $1/\tau_i$ einbezogen. Bei der aus den Meßkurven ermittelten inelastischen Streurate handelt es sich also um eine *effektive* Größe.

Die Wirkung der Spin-Bahn-Streuung ist gänzlich anders (s.o.). Obwohl die Spin-Bahn-Streurate als Parameter ebenfalls unzugänglich ist, darf sie nicht gleich Null gesetzt werden. Da Gleichung (2.14) recht kompliziert und unübersichtlich ist, wurde in Abb.2.4 der Funktionsverlauf für vier verschiedene Parametersätze von B_i und B_{so} dargestellt. Die relative Stärke der Parameter wurde dabei so gewählt, daß die resultierenden Kurven eine gute Übereinstimmung mit den in Kapitel 4 gezeigten Meßkurven haben. Man erkennt aus dieser Darstellung, daß der Parameter B_i die

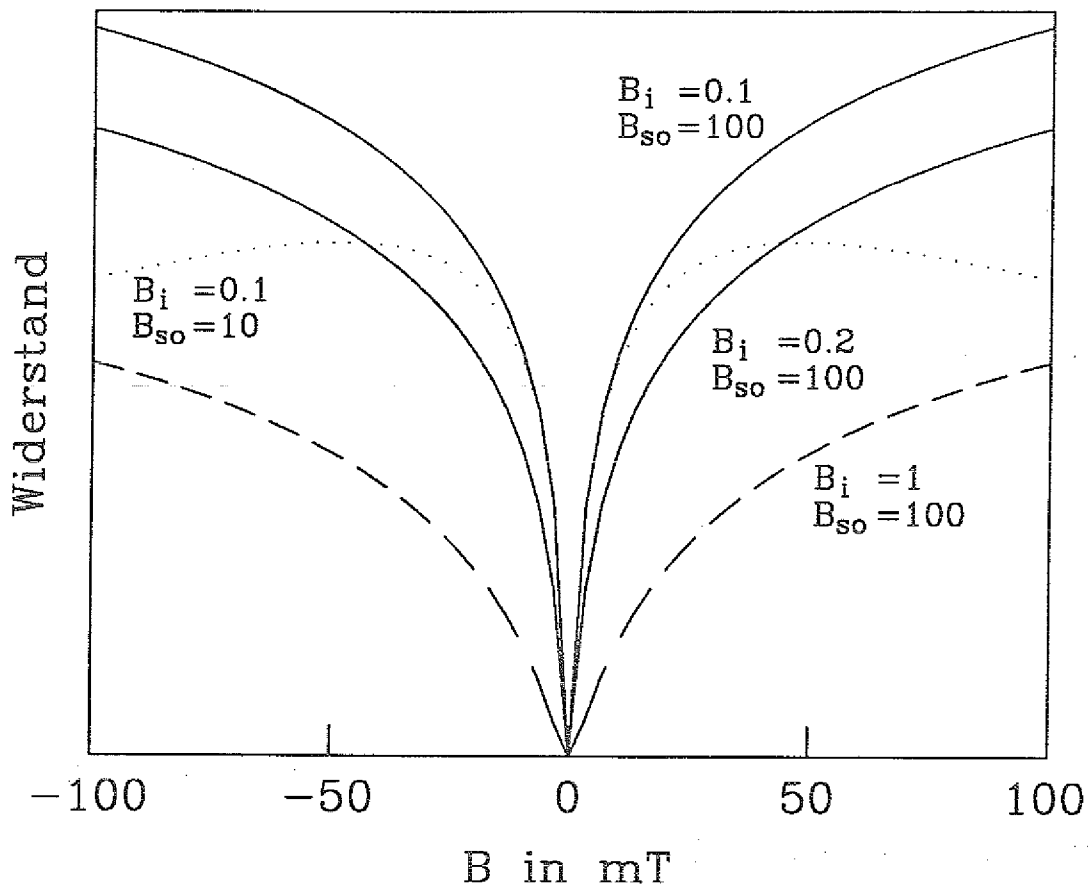


Abbildung 2.4: *Die Digamma Funktion für verschiedene Sätze der Parameter B_i und B_{so} in mT. Auf der Abszisse sind für das Experiment typische Magnetfelder angegeben.*

Breite und Höhe der Kurve bestimmt, während die Spin–Bahn–Streuung nur das Aussehen der Kurve für höhere Felder beschreibt und den Bereich kleiner Felder und die Breite der R(B)–Kurven unberührt läßt.

Bezüglich der Lokalisierungseffekte und der Coulomb–Anomalie wurden die Messungen in zwei Modi durchgeführt. Bei den sog. R(T)–Messungen wird die Temperatur variiert, während das Magnetfeld konstant gehalten wird. Das Ergebnis ist eine Überlagerung der Lokalisierungs– und Wechselwirkungseffekte. Eine Separation der beiden Anteile ist auf Grund einer R(T)–Messung nicht möglich. Die zweite Möglichkeit besteht in der Durchführung einer sog. R(B)–Messung. Hier wird die Temperatur konstant gehalten und das Magnetfeld variiert. Aus den Magnetowiderstandskurven für kleine Felder ($|B| < 5$ mT) wird dann die effektive, inelastische Streurate $1/\tau_i$ bestimmt. Diese Vorgehensweise wird durch die Tatsache, daß Gleichung (2.14) das

Ergebnis einer Störungsrechnung darstellt, gestützt. Erfahrungsgemäß kann nur für den Fall, daß $\mu_B B$ nicht größer als kT und dL/L_{oo} kleiner als 5/4 ist, eine gute Übereinstimmung mit der Theorie erwartet werden. Wie erläutert, enthält diese effektive Rate auch eventuelle magnetische Streuprozesse, welche auch temperaturabhängig sein können (man denke z.B. an den Kondo-Effekt).

Es ist zu beachten, daß bei den in dieser Arbeit gezeigten Meßkurven auf der Ordinate in den meisten Fällen der Flächenwiderstand (Englisch: 'Resistance per Square' — $R_\square$) in Ω aufgetragen ist, während sich die Berechnungen immer auf die Korrektur zur Leitfähigkeit beziehen. Der Zusammenhang ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta L}{L_{oo}} = -\frac{\Delta R_\square}{L_{oo} R_\square^2} \approx -\frac{\Delta R_\square}{L_{oo} R_{\square,0}^2} \tag{2.20}$$

mit $R_{\square,0} \equiv R_\square(B=0)$ und $\Delta R_\square \stackrel{\text{def}}{=} R_\square(B) - R_{\square,0}$ (für R(B)-Messungen). Bei den R(T)-Messungen muß entsprechend eine Bezugstemperatur gewählt werden. Für die graphische Präsentation der in Kapitel 4 gezeigten Kurven wurde die Näherung nach Gleichung (2.20) benutzt.

3. Experimenteller Aufbau

Damit die beschriebenen Effekte untersucht werden können, muß ein Kryostat verfügbar sein, der die erforderlichen Temperaturen erzeugen kann. Sollen die Proben die gewünschten Eigenschaften zeigen, so müssen sie mit Hilfe eines bestimmten Verfahrens präpariert werden. Um schließlich die Phänomene quantitativ zu erfassen, ist eine geeignete Meßmethode erforderlich. Die Absicht dieses Kapitels ist es daher, die relevanten Bestandteile des Experiments, die Probenpräparation, die Meßmethode und die Durchführung der Messungen zu beschreiben.

Die Effekte der Schwachen Lokalisierung und der Coulomb-Anomalie hängen ursächlich mit der Unordnung in den untersuchten Systemen zusammen. Um die nötige Störung der Gitterperiodizität zu erreichen, werden die Proben nach dem Verfahren der abschreckenden Kondensation hergestellt (s. Abschnitt 3.2). Frühere Untersuchungen [13] haben gezeigt, daß die auf diese Weise präparierten Proben ihre Eigenschaften auch nach einem Tempervorgang bis zur Raumtemperatur weitgehend beibehalten. Natürlich darf die Aufenthaltsdauer bei Raumtemperatur nicht zu lang sein, da sonst die eingefrorene Unordnung durch Rekristallisation verlorengeht. Diese Tatsache ergibt neue und interessante Möglichkeiten: Es sollte möglich sein, die Proben außerhalb des Meßkryostaten herzustellen, sie dann bis Raumtemperatur aufzuwärmen und anschließend wieder zu kühlen. Diese Vorgehensweise gestattet den Einsatz von leistungsfähigeren Kryostaten (das Problem eine Aufdampfanlage innerhalb des Meßkryostaten unterzubringen entfällt nun) und damit die Erweiterung des zugänglichen Temperaturbereiches.

Natürlich hat diese Methode auch Nachteile. Die Auswahl an Materialien, die untersucht werden können, wird durch die Verweildauer an der Luft eingeschränkt. Ebenso werden die Spin-Bahn- und die magnetische Streurate als kontrollierbare Parameter unzugänglich. Allerdings ist allein die Möglichkeit, den Temperaturbereich zu erweitern, reizvoll genug, um diese Nachteile zu relativieren.

Das Institut für Festkörperforschung am Forschungszentrum Jülich verfügt über einen sehr leistungsfähigen Kryostaten, der Ende der siebziger Jahre von Mueller et al. entwickelt und gebaut wurde [14]. Diese Möglichkeit sollte genutzt werden, um das Temperaturverhalten der Leitfähigkeitskorrekturen bis 1 mK zu studieren. Die

Proben werden außerhalb des Meßkryostaten in einem Aufdampfkryostaten präpariert.

3.1. Der Meßkryostat

Der Jülicher Kernentmagnetisierungskryostat funktioniert im Prinzip auf Grund von drei Kühlmethoden, die hintereinander geschaltet sind und von denen die eine jeweils zur Vorkühlung der nächsten dient. Der schematische Aufbau des Kryostaten ist in Abb. 3.1 gezeigt. Betrachten wir als Starttemperatur 4.2 K, die Temperatur des flüssigen ^{4}He (diese Temperatur wird, ausgehend von der Raumtemperatur, mit einem Zwischenschritt bei 77 K (N_2–flüssig) direkt erreicht). Durch Erniedrigung des Dampfdruckes über dem flüssigen ^{4}He sinkt die Temperatur auf ca. 1.4 K. Die Stelle im Kryostat, an der diese 1.4 K verfügbar sind, wird 1–K Topf (Englisch: 'Coldplate') genannt (vergl. Abb.3.1). Die Coldplate dient nun, wie erwähnt, zur Vorkühlung der nächsten Verfahrens: des ^{3}He/^{4}He Entmischungskreislaufes. Mit Hilfe der Entmischungstechnik kann zum einen der Temperaturbereich zwischen 20 und 400 mK abgedeckt werden und zum anderen wird der Entmischungskryostat zur Vorkühlung der letzten Kühlstufe (adiabatischen Kernentmagnetisierung von $PrNi_5$) eingesetzt.

Die adiabatische Kernentmagnetisierung ist die einzige bekannte Kühlmethode, um zu den niedrigsten Temperaturen vorzustoßen. Sie basiert im Prinzip auf einer isothermen Magnetisierung und einer anschließenden adiabatischen Entmagnetisierung einer geeigneten Substanz. Ein Kriterium für die grundsätzliche Verwendbarkeit als Arbeitssubstanz ist die Temperatur bei der eine spontane Ordnung der magnetischen Momente einsetzt. Eine spontane Ausrichtung der Momente führt die Methode ad absurdum. Aus praktischen Erwägungen ist eine möglichst hohe Wärmekapazität des Mediums erstrebenswert. Die Jülicher Entmagnetisierungsmaschine besaß ursprünglich zwei Kernstufen. Die erste Stufe besteht aus 4.3 Mol $PrNi_5$ und kann bis 6 T magnetisiert werden. $PrNi_5$ ist ein Van–Vleck–Paramagnet. Ferner wird durch die Hyperfeinwechselwirkung das Feld am Kernort des Pr durch die Elektronenhülle verstärkt. Eine anschließende Entmagnetisierung liefert eine Temperatur von 1 mK. Die zweite Stufe besteht aus 10 Mol Kupfer, kann auf 8 T magnetisiert werden und lieferte 1982 eine Rekordtemperatur von 38 μK. Um mehr Experimentierraum zu erhalten, wurde hier die Cu–Stufe jedoch entfernt.

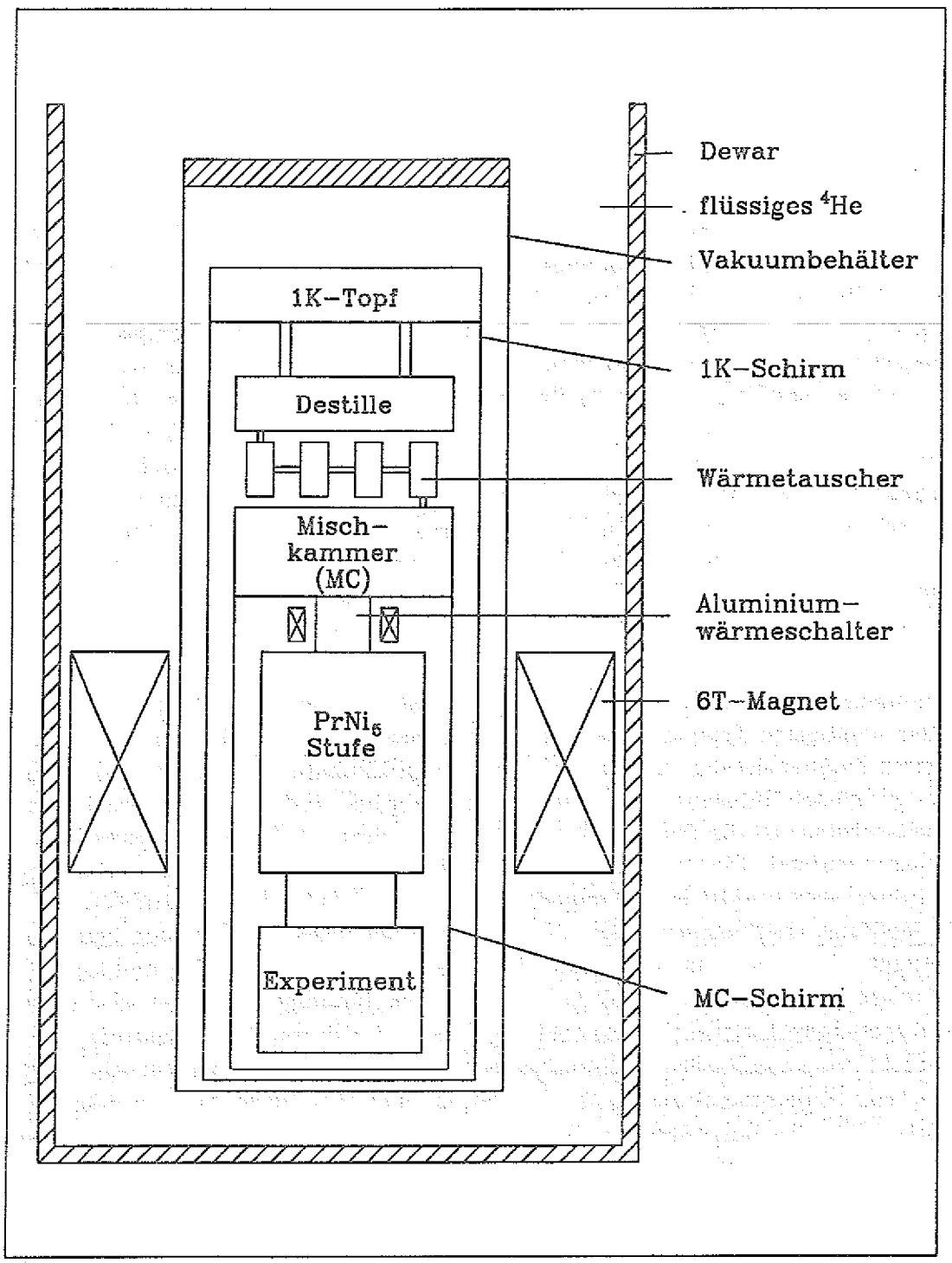


Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung des Meßkryostaten. Durch den Einsatz von $^3He/^4He$ -Entmischungstechnik und der adiabatischen Kernentmagnetisierung wird der Temperaturbereich zwischen 1 und 400 mK zugänglich.*

Eine Kombination beider Verfahren macht den Temperaturbereich zwischen 1 und 400 mK zugänglich. Bis 20 mK wird die Entmischungstechnik und zwischen 30 und 1 mK die Entmagnetisierungsmethode eingesetzt. Der Entmischungskryostat arbeitet kontinuierlich, d.h. man kann eine bestimmte Temperatur beliebig lange halten. Dies gilt nicht für die Entmagnetisierungsstufe. Immer vorhandene Wärmelecks, das Experiment selbst und sogar eine gewünschte Temperaturänderung (die Temperatur wird durch das äußere Magnetfeld gesteuert, wobei im Idealfall $B/T = const.$ gilt) erzeugen Wärme bzw. Entropie und limitieren auf diese Weise die zur Verfügung stehende Zeit.

Die Thermometrie erfolgt mit zwei verschiedenen Verfahren. Im Temperaturbereich zwischen 400 und 20 mK wird ein Kohlewiderstand eingesetzt. Die Temperaturen $T < 40$ mK werden mit Hilfe von gepulster Kernspinresonanz (Englisch: 'Nuclear Magnetic Resonance' — NMR) an Platin bestimmt. Hierbei wird die Korringa–Relation ausgenutzt, wonach das Produkt aus der Spin–Gitter–Relaxationszeit und der Temperatur temperaturunabhängig ist (siehe z.B. [15]). Zur Kalibrierung beider Verfahren wurden bekannte Supraleiterphasenübergänge (Superconductive Thermometric Fixed Point Device (SRM 768) vom National Bureau of Standards in Washington) eingesetzt.

Der gesamte Kryostat wird durch eine Luftkissenaufhängung vibrationsarm gehalten. Das Gasleitungssystem und der Kryostat sind voneinander elektrisch isoliert, um elektrische Störungen durch die Pumpen zu vermeiden. Um störende Radiofrequenzen fernzuhalten, befindet sich die gesamte Anordnung in einem elektromagnetisch abgeschirmten Raum (Faraday–Käfig). Unerwünschte statische Magnetfelder werden durch einen Mumetallschirm um den Kryostaten unterdrückt.

3.2. Probenpräparation

Um die gewünschten Effekte beobachten zu können, müssen die Proben bei einer Temperatur präpariert werden, bei der die Unordnung entsteht und erhalten bleibt (keine Durchkristallisation). Das Bedampfen wurde daher in einem Kryostaten bei 77 K durchgeführt.

Der Aufdampfraum des Kryostaten ist in Abb.3.2 schematisch dargestellt. Für vier Elektroden aus Nickeldraht ($\phi = 2$ mm) besteht eine Durchführung aus dem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Bad in die Aufdampfkammer. Die Elektroden sind in der Ofenkammer, die an der Unterseite eine Klappe (Ofenklappe) hat, untergebracht. Die Öfen werden mit ac–Strom geheizt. Unter der Ofenkammer befindet sich eine

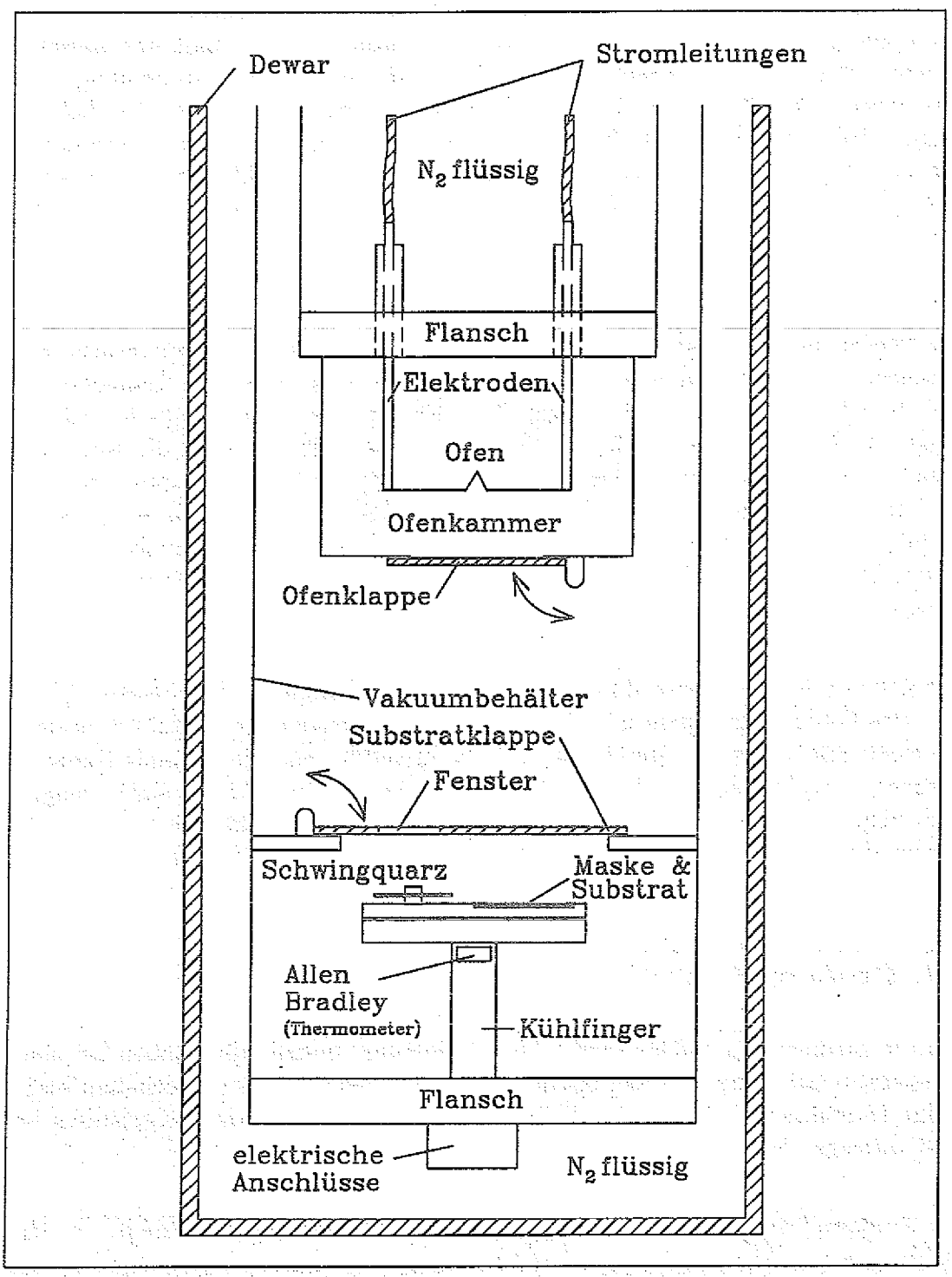


Abbildung 3.2: *Schematische Darstellung der Aufdampfkammer. Die Proben werden bei 77 K präpariert. Die Dickenbestimmung erfolgt mit einem Schwingquarz. Während des Aufdampfprozesses wird die Leitfähigkeit kontrolliert.*

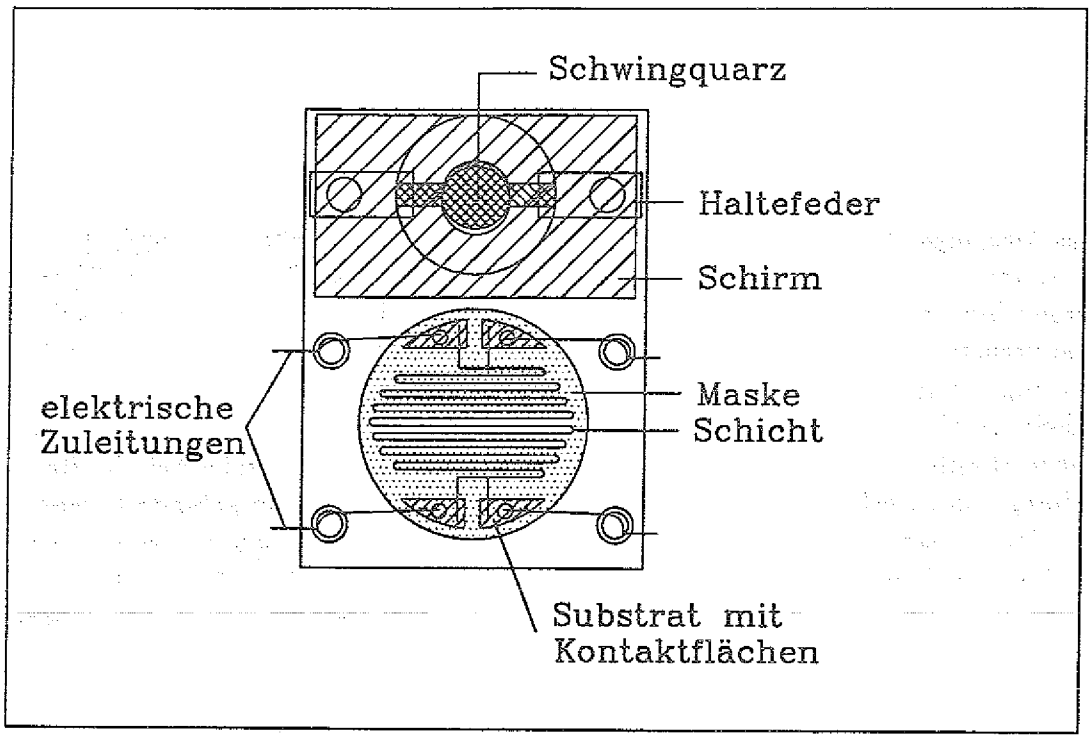


Abbildung 3.3: *Anordnung von Schwingquarz und Substrat auf dem Coldfinger während des Aufdampfens. Die angedeutete, mäanderförmige Schicht ist in Wirklichkeit wesentlich feiner.*

zweite, mit einem nicht zentrischen Fenster versehene Klappe (Substratklappe), die das separate Bedampfen des Schwingquarzes gestattet. Die Ofen– und Substratklappe werden mit Zugseilen betätigt. Das Substrat und der Schwingquarz sind nebeneinander auf einer Halterung aus massivem Kupfer unterhalb der Substratklappe an dem Kühlfinger angeschraubt. Abb.3.3 zeigt vereinfacht eine Draufsicht auf den Substrathalter mit Substrat und Schwingquarz. Der Schwingquarz wird durch zwei vergoldete Federn aus Kupfer–Beryllium–Blech festgehalten und angeregt. Ein Schirm unmittelbar über dem Schwingquarz gewährleistet, daß nur die sensitive Fläche des Schwingquarzes bedampft wird. Die Maske (punktiert in Abb.3.3) ist ca. 1 mm über dem Substrat angebracht. Die gesamte Entfernung Quelle–Substrat beträgt ca. 6 cm. Wie die Abb.3.2 zeigt, befinden sich die Öfen oberhalb des Substrats. Diese Anordnung (Quelle oben, Substrat unten) ist durch die Konstruktion des Kryostaten gegeben und bringt gewisse Nachteile mit sich (s. unten).

Damit die Proben den nötigen Grad an Unordnung aufweisen, wurden sie, wie bereits erwähnt, nach der Methode der abschreckenden Kondensation hergestellt. Dabei wird das Ausgangsmaterial verdampft und auf ein kaltgehaltenes Substrat aufgedampft bzw. kondensiert. In unserem Experiment betrug die Substrattemperatur 77 K. Als Substrat wurden einkristalline Quarzscheibchen ($\phi = 20$ mm, 0.1 mm dick, z–Schnitt, einseitig poliert) eingesetzt. Die Kriterien für die Wahl von Quarz als Substratmaterial waren: SiO_2 ist ein Nichtleiter, hat vergleichsweise gute Wärmeleitfähigkeit im Tiefsttemperaturbereich [16], ist in sehr reiner Form verfügbar, und der gewählte Schnitt besitzt eine recht gute mechanische Stabilität.

Das Ausgangsmaterial wird aus einer thermisch geheizten Quelle verdampft. Je nach Substanz kommen verschiedene Tiegel und Techniken zum Einsatz. Gold läßt sich vergleichsweise einfach aus einem Wolframschiffchen verdampfen. Da Gold mit Wolfram vernetzt, kann die Quelle ohne Problem um 180° gedreht werden. Die Reinheit des eingesetzten Goldes betrug 99.999%. Magnesium wird aus einem mit Tantaldraht beheizten Al_2O_3-Tiegel verdampft. Die oben beschriebene Anordnung (Quelle oben, Substrat unten) und die Tatsache, daß Magnesium sublimiert, erschweren die Handhabung jedoch erheblich. Das Magnesium muß einerseits daran gehindert werden, aus dem Tiegel herauszufallen, und anderseits muß es nach unten frei verdampfen können. Magnesium ist leider nicht in so reiner Form wie Gold erhältlich. Die Reinheit betrug 99.98%. Das zur Abdeckung des Magnesiums eingesetzte Magnesiumfluorid wird aus Tantaltiegeln verdampft und bereitet keine größeren Probleme.

Bevor ein Substrat in den Aufkampfkryostat eingebaut werden kann, findet bei Raumtemperatur ein vorbereitender Aufdampfvorgang statt. Die Substratrückseite wird mit ca. 2000 Å Gold bedampft, um den thermischen Kontakt zum ebenfalls vergoldeten Kühlfinger des Meßkryostaten zu optimieren. Auf der Schichtseite werden die Kontaktierungsflächen (ebenfalls 2000 Å Au) in Form von vier Kreissegmenten aufgedampft. Da die Meßmethode einen hohen Widerstand erfordert (s. Abschnitt 3.3), wurde für die Schicht die Geometrie eines Mäanders gewählt (Länge: ca. 0.5 m !, Breite: 0.3 mm). Diese Geometrie erfüllt außerdem die Forderung nach einer optimalen Ausnutzung der Substratoberfläche, welche für die Kühlung der Schicht wichtig ist. In Abb.3.3 ist dieser Sachverhalt angedeutet (der Mäander entspricht dann der Schicht). Das so vorbereitete Substrat wird dann in den Aufdampfkryostat eingebaut. Dieser Arbeitsvorgang wird notwendigerweise im Reinraum durchgeführt, da es sonst praktisch unmöglich ist, eine Schicht ohne Unterbrechungen (Staubpartikel) zu erhalten.

Während des Aufdampfens wird die Leitfähigkeit der Schicht kontrolliert. Diese Kontrolle ist notwendig, um sicherzustellen, daß die Schicht keine Unterbrechungen aufweist — was bei einer Länge von 0.5 m auf einer Fläche von ca. 2 cm^2 und der räumlichen Anordnung (Quelle oben, Substrat unten) sehr leicht möglich ist. Des weiteren ist eine 'richtige' Größenordnung des Widerstandes für die Empfindlichkeit des Meßkreises von Bedeutung.

Die eigentliche Probenpräparation beginnt dann mit der Evakuierung der Aufdampfkammer bei Raumtemperatur auf ca. 10^{-5} mbar. Anschließend wird der Kryostat auf 77 K gekühlt. Dabei sinkt der Druck weiter auf ca. $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Dieser Wert wird bei Raumtemperatur gemessen. Der tatsächliche Druck in der Aufdampfkammer ist wahrscheinlich noch niedriger. Zur Dickenkontrolle während des Aufdampfens wird ein Schwingquarz, der sich neben dem Substrat befindet (vergl. Abb.3.2 und 3.3), eingesetzt. Das Klappensystem ermöglicht die Einstellung der gewünschten

Aufdampfrate (gewöhnlich ca. 0.4 Å/s), indem die Ofenklappe geöffnet wird und durch das Fenster in der Substratklappe nur der Schwingquarz bedampft wird. Die Einstellung der Aufdampfrate geschieht über den Heizstrom. Ist die Rate eingestellt, wird die Ofenklappe wieder geschlossen und die Frequenzstabilität abgewartet. Danach werden Substrat- und Ofenklappe geöffnet, und der Aufdampfprozeß beginnt. Nach einer gewissen Zeit (ca. 80 s) zeigt die Schicht eine endliche Leitfähigkeit. Die Entscheidung, wann das Bedampfen beendet wird, hängt von der Schichtdicke und dem gemessenen Widerstand ab. Sind die gewünschten Werte erreicht (es sind Erfahrungswerte), werden beide Klappen geschlossen, und das Aufdampfen ist beendet. Danach wird wieder die Frequenzstabilität abgewartet. Aus dem registrierten Frequenzgang kann dann die Frequenzdifferenz und daraus die Schichtdicke ermittelt werden. Dieses Verfahren eliminiert weitgehend die von der Massenbelegung unabhängige, thermische Frequenzänderung und erlaubt die Dicke auf ±10 Å anzugeben. Testuntersuchungen mit Rutherford Backscattering und Raster-Kraft-Mikroskopie haben diese Toleranz bestätigt [17] [18].

Anschließend wird die Probe innerhalb von ca. 1.5 h auf Raumtemperatur aufgewärmt. Dabei sinkt der Widerstand sehr stark auf ca. 50% des ursprünglichen Wertes. Dieses scheinbare 'Halbleiterverhalten' kann nur durch eine strukturelle Veränderung der Schicht verursacht werden und zeigt, wie empfindlich diese Systeme auf Tempervorgänge reagieren. Es vergehen weitere fünf Stunden bis die Probe im Meßkryostaten eingebaut ist und die Kühlung beginnt. In dieser Zeit ändert sich der Schichtwiderstand nur noch um wenige Prozent. Während der Kühlung im Meßkryostaten verhält sich der Widerstand dann zunächst, wie gewohnt metallisch, d.h. es ist $dR/dT > 0$.

3.3. Meßmethode

Die Phänomene der Schwachen Lokalisierung und der Coulomb-Anomalie äußern sich in einer Korrektur zu der klassischen Leitfähigkeit. Sie wurden in unserem Experiment als Widerstandsänderungen detektiert. Die relative Widerstandsänderung betrug bei den untersuchten Proben typischerweise $\Delta R/R \approx 10^{-5}$. Grundsätzlich lassen sich solche Änderungen relativ leicht erfassen. In Kombination mit sehr tiefen Temperaturen gibt es jedoch zunehmend Probleme. Der maximal zulässige Probenstrom ist durch die Fähigkeit, die entstandene Joulesche Wärme abzuführen, begrenzt. Es zeigt sich dann, daß die zu erwartenden Spannungsänderungen in der Größenordnung von einigen Nanovolt liegen. Das Verstärkerrauschen beträgt ca. 4 $nV/\sqrt{Hz}$, d.h. es liegt in der gleichen Größenordnung. Eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SRV) kann dann nur noch durch die Verkleinerung der effektiven Bandbreite und damit durch eine längere Integrationszeit des Verstärkers erreicht werden. Um die nötige Empfindlichkeit zu erreichen, wurde der in Abb.3.4 dargestellte Meßkreis aufgebaut. Es handelt sich um eine hochempfindliche

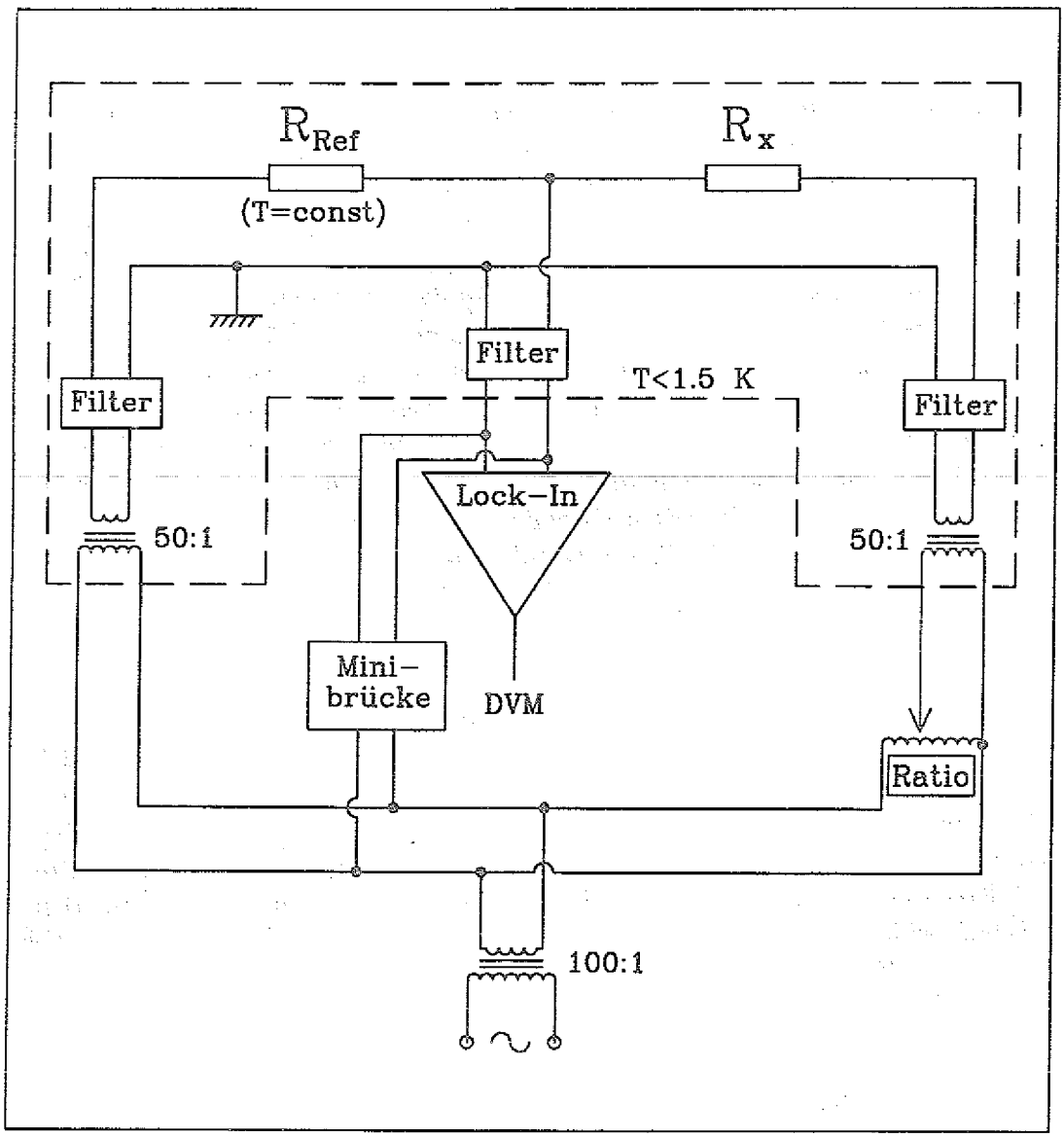


Abbildung 3.4: *Schematische Darstellung des Meßkreises. Eine hochempfindliche Brückenschaltung ermöglicht eine Auflösung von einigen Nanovolt. Der zu messende Widerstand (R_x) wird mit einem Referenzwiderstand verglichen.*

Brückenschaltung, die durch verschiedene Maßnahmen rauscharm gehalten wird. Die zwei wichtigsten Bestandteile der Anordnug sind ein PAR–124 Lock–In–Verstärker und ein hochgenauer (ca. 10^{-7}) Standard Verhältnis Transformator (SINGER Modell 1011 AC Ratio Standard).

Obwohl der gesamte Raum bereits von Radiofrequenzen abgeschirmt ist und die elektrischen Verbindungen zur Außenwelt mit Filtern versehen sind, sind weitere Maßnahmen notwendig, um das SRV zu verbessern und die Netz–Hochfrequenzanteile

vom Kryostaten fernzuhalten. Daher müssen alle Außenleitungen des Meßkreises möglichst kurz und doppelt abgeschirmt sein. Die in Abb.3.4 angedeuteten Filter sind Tiefpaßkomponenten, die die Hochfrequenzanteile aussieben. Die Meßfrequenz (sie liegt bei ca. 770 bzw. 77 Hz) wurde mit Hilfe eines Spektrumanalysators ausgesucht, um nicht in die Nähe eines stark veschmutzten Frequenzbandes zu geraten. Die Transformatoren (50:1) und der Referenzwiderstand befinden sich bei 1 K, um das thermische Rauschen zu reduzieren. Die Vibrationen im Heliumrückleitsystem werden durch eine zusätzliche Impedanz gedämpft.

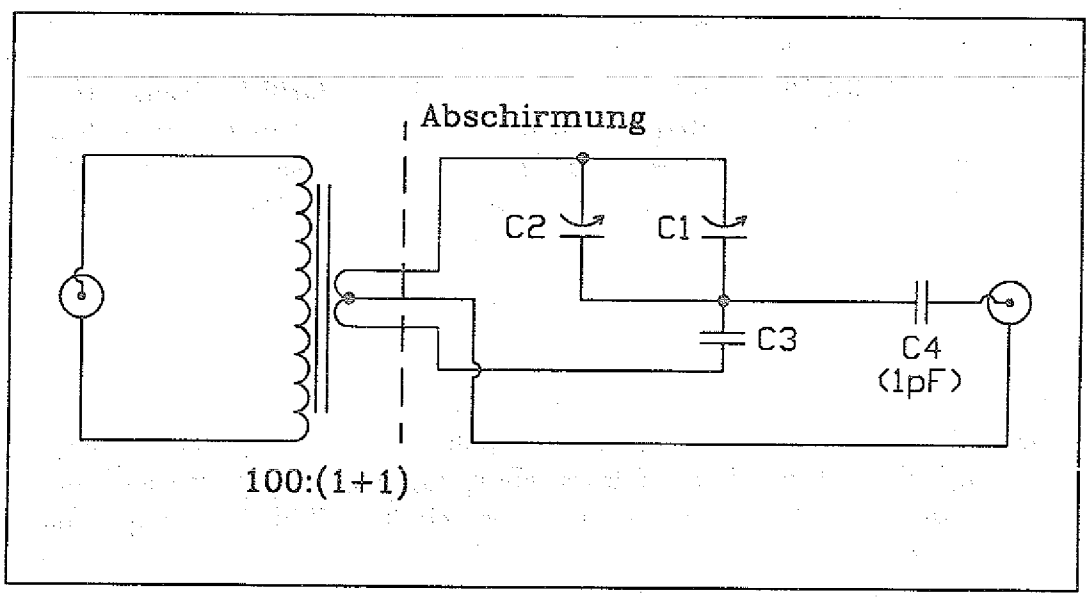


Abbildung 3.5: *Schematische Darstellung der Mini-Brücke zur Unterdrückung der Blindkomponente. Im abgeglichenen Zustand ist* $C_3 = 1/2(C_1 + C_2)$.

Es hat sich gezeigt, daß auf Grund von unterschiedlicher Impedanz der beiden Brückenzweige eine Phasenverschiebung auftritt, die mit den Einstellungen des Lock-In allein nicht zu korrigieren ist und dadurch die Brücke nicht exakt abgeglichen werden kann. Daher war es notwendig, die Blindkomponente künstlich zu unterdrücken. Die dazu eingesetzte Mini-Brücke ist in Abb.3.5 dargestellt. Die Eingangsspannung wird heruntertransformiert und auf die Kondensatorenbrücke gegeben. Die Trimmer legen die Polarität und die Amplitude der Ausgangsspannung fest. Die angedeutete Abschirmung ist unbedingt notwendig, um eine ausreichende Entkopplung von Ein- und Ausgangssignal zu erreichen.

Der beschriebene Meßkreis und die angedeuteten Maßnahmen zur Verbesserung des SRV wurden erst im Laufe der Zeit entwickelt. Die Qualität der im Kapitel 4 gezeigten Ergebnisse ändert sich entsprechend mit der Zeit.

3.4. Der Experimentierraum

Die ersten Versuche mit einem Substrat von 8 mm Durchmesser haben gezeigt, daß die thermische Ankopplung zwischen Schicht/Substrat und Substrat/Kühlfinger verbessert werden muß. Um die wirksame Fläche für die Wärmeankopplung zwischen Schicht und Substrat möglichst groß zu machen, waren größere Substrate notwendig. Um diese Ziele zu erreichen, war eine Vergrößerung des Experimentierraumes erforderlich. Daher wurde die zweite Entmagnetisierungsstufe aus Kupfer entfernt. Dadurch wurde der zur Verfügung stehende zylindrische Raum von ca. 20 mm Durchmesser und 100 mm Höhe auf $\phi = 50$ mm und 150 mm Höhe vergrößert. In diesem Volumen muß der Kühlfinger mit Probe, die Spule, die das Meßfeld erzeugt, und die supraleitende Abschirmung untergebracht werden. Abb.3.6 zeigt schematisch diese Anordnung. Die supraleitende Abschirmung ist nötig, um den Experimentierraum feldfrei zu halten bzw. nur definierte Felder zu haben (vor allem während des Betriebs der Entmagnetisierungsstufe). Der Schirm hat die Form eines Zylinders mit einer Wandstärke von 5 mm und besteht aus Blei ($T_c = 7.15$ K). Innerhalb der Abschirmung befindet sich die felderzeugende Spule.

Die Spule sollte am Probenort ein homogenes Feld über den ganzen Probenradius erzeugen. Da das Magnetfeld innerhalb der Spule von der supraleitenden Abschirmung beeinflußt wird, wurde die Feldverteilung zuerst berechnet und nach diesen Vorgaben dann die Spule gewickelt. Einzelheiten betreffend Feldberechnung befinden sich im Anhang A.2. Die Homogenität des Feldes wurde unter realen Bedingungen (d.h. bei supraleitender Abschirmung) geprüft. Es zeigte sich, daß die maximale Inhomogenität in einer Umgebung von ± 2 mm um die Mitte und über den gesamten Radius höchstens 4% beträgt. Der Spulenkörper ist mit Schlitzen versehen, um die Enstehung von Wirbelströmen zu reduzieren.

Der Kühlfinger besteht aus massivem Kupfer und ist an einer Kupferplatte festgeschraubt, die ihrerseits direkt mit der Kernentmagnetisierungsstufe verbunden ist. Um den thermischen Kontakt zu verbessern, wurden beide Teile galvanisch vergoldet. Der supraleitende Bleischirm und die felderzeugende Spule sind an einer zweiten, direkt mit der Mischkammer verbundenen, Platte angeschraubt (vergl. Abb. 3.6). Durch diese Konstruktion wird die Kühllast der Entmagnetisierungsstufe erheblich reduziert. Auf der gleichen Platte wie der Kühlfinger ist auch das Platin NMR-Thermometer montiert. Der Kohlewiderstand ist direkt auf der $PrNi_5$ -Stufe angebracht.

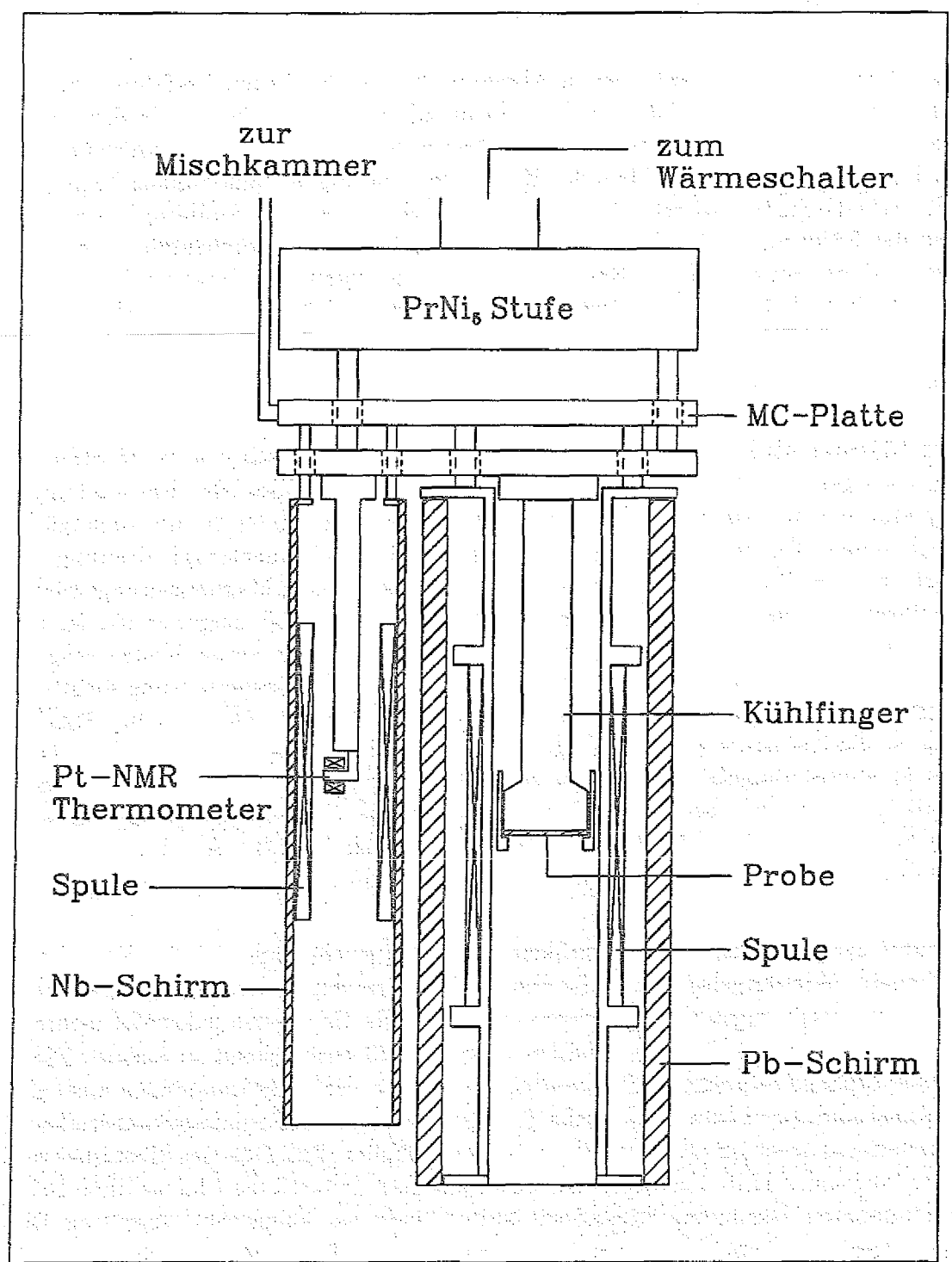


Abbildung 3.6: *Schematische Darstellung des Experimentierraumes. Die gewählte Anordnung reduziert die Kühllast der Entmagnetisierungsstufe.*

3.5. Durchführung des Experiments

Nachdem eine Probe gemäß des in Abschnitt 3.2 beschriebenen Verfahrens hergestellt wurde, wird sie auf dem Kühlfinger montiert und anschließend in den Kryostaten eingebaut. Die elektrischen Anschlüsse werden mit Leitsilber angeklebt. Danach können der Zusammenbau des Kryostaten und der Abkühlvorgang beginnen. Alle Arbeitsschritte zwischen dem Ausbau der Schicht aus dem Aufdampfkryostaten und der Kühlung des Meßkryostaten sind möglichst schnell durchzuführen, um die Verweildauer der Schicht bei Raumtemperatur und damit die Abnahme der Unordnung klein zu halten. Diese Prozedur nimmt ca. fünf Stunden in Anspruch.

3.5.1. Der Abkühlvorgang

Der Kryostat wird ausgehend von Raumtemperatur innerhalb von ca. 18 Stunden auf 4.2 K gebracht. Es vergehen weitere 10 Stunden bis der $^3He/^4He$ –Entmischungskryostat arbeitet. Damit ist der Temperaturbereich von 400 bis 20 mK zugänglich. Noch tiefere Temperaturen können nur mit Hilfe der Kernentmagnetisierung erreicht werden. Dazu wird die $PrNi_5$ –Stufe langsam (um die Magnetisierungswärme abführen zu können und die Wirbelströme klein zu halten) magnetisiert. Ist die Stufe magnetisiert, so steigt die Temperatur auf Grund der freiwerdenden Magnetisierungswärme auf ca. 150 mK (in diesem Sinne ist die Magnetisierung nicht isotherm). Über Nacht wird die Stufe mit voller Kühlleistung gekühlt. Am nächsten Tag ist die Kernstufe auf ca. 34 mK vorgekühlt. Diese Temperatur und die Stärke des Magnetisierungsfeldes sind von entscheidender Bedeutung für die erreichbare Endtemperatur (wie bereits erwähnt gilt im Idealfall $B/T = const.$). Danach wird die Stufe von der Mischkammer thermisch entkoppelt (d.h. der Aluminiumwärmeschalter (s. Abb. 3.1) wird supraleitend), und es kann entmagnetisiert werden.

Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten, um die gewünschten Temperaturen anzusteuern. Wie dargelegt, kann die Temperatur über das äußere Feld geregelt werden. Diese Regelungstechnik hat Vor– und Nachteile. So müssen jedes Mal mehrere Geräte ein– und ausgeschaltet werden, um das Feld ensprechend zu ändern. Diese Schaltvorgänge verursachen elektronische Störungen, die unter Umständen nicht akzeptabel sind. Der Vorteil ist, daß die Temperatur erhöht und erniedrigt werden kann und dadurch Messungen der Art $T_o \rightarrow T_1 \rightarrow T_o$ möglich sind. Falls das Meßsignal von einer langsamen Drift überlagert ist, bekommt man dadurch die Chance diese Drift zu eliminieren. Die andere Möglichkeit ist im Prinzip ein 'single shot' Verfahren. Die Stufe wird bis auf ein kleines Restfeld entmagnetisiert. Dieses Restfeld ist unbedingt notwendig, da die Wärmekapazität der Stufe feldabhängig ist. Anschließend wird die Temperatur mit einer eingebauten Heizung gesteuert. Eine zu kleine Wärmekapazität (zu kleines Restfeld) würde die Temperatur zu schnell ansteigen lassen. Es ist klar, daß in diesem Fall die Temperatur nur steigen kann. Messungen dieser Art:

$T_o \rightarrow T_1 \rightarrow T_2$... sind nur unter extrem rauschgünstigen Verhältnissen möglich. Jede Störung, die nicht herauskorrigiert werden kann, führt zu einer Unstetigkeit in den Daten, die künstlich behoben werden muß.

3.5.2. Durchführung der Messungen

Wie bereits erwähnt, müssen Spannungen von einigen Nanovolt sicher gemessen werden können, um die gewünschten Effekte nachweisen zu können. Die Tatsache, daß die Experimente im Tiefsttemperaturbereich stattfanden, erschwerte die Durchführung zusätzlich. Neben den bereits beschriebenen Abschirmmaßnahmen hat sich gezeigt, daß die Messungen am besten in der Nacht und am Wochenende durchzuführen sind. Trotz der guten Abschirmung verursachen die sonstigen Aktivitäten im Gebäude beträchtliche Störungen. Ein Versuch, die Messungen zu automatisieren und so die Nachtzeit auf Dauer verfügbar zu machen, scheiterte zunächst. Es zeigte sich nämlich, daß ein Computer wie jedes andere digitale Gerät zu viele elektronische Störungen verursacht und so die Messungen unmöglich macht. Eine deutliche Verbesserung konnte erzielt werden, indem der Rechner außerhalb der Kabine plaziert wurde und die digitalen Steuer- und Auslesegeräte in der Kabine ihrerseits in einem Faraday-Käfig untergebracht wurden. Die Verbindung zum Rechner wurde über Optokoppler und Glasfaser realisiert. Diese Maßnahmen reichten jedoch nicht aus, um die elektronischen Störungen auf ein erträgliches Maß zu reduzieren. Erst zusätzliche Filterkomponenten an den Ein- und Ausgängen des Metallkäfigs innerhalb der Kabine führten zum Erfolg und ermöglichten eine weitgehende Automatisierung der Messungen. Abb.3.7 zeigt schematisch die Vernetzung der eingesetzten Kontroll- und Auslesegeräte. Angaben über die genannten Filter an den Ein- und Ausgängen der Digitalgeräte befinden sich im Anhang A.3.

Auf diese Weise war es möglich, die Messungen im Temperaturbereich zwischen 20 und 400 mK rechnergesteuert durchzuführen. Je nach Art der Messung (R(T) oder R(B)) wurden die gewünschten Werte für Temperatur bzw. Feld angesteuert und die Daten aufgezeichnet. Um die beste Genauigkeit zu erreichen, wurde dabei immer die Reihenfolge *Bezugswert* $\rightarrow$ *Meßwert* $\rightarrow$ *Bezugswert* durchlaufen, d.h. es wurden nur Differenzen gemessen.

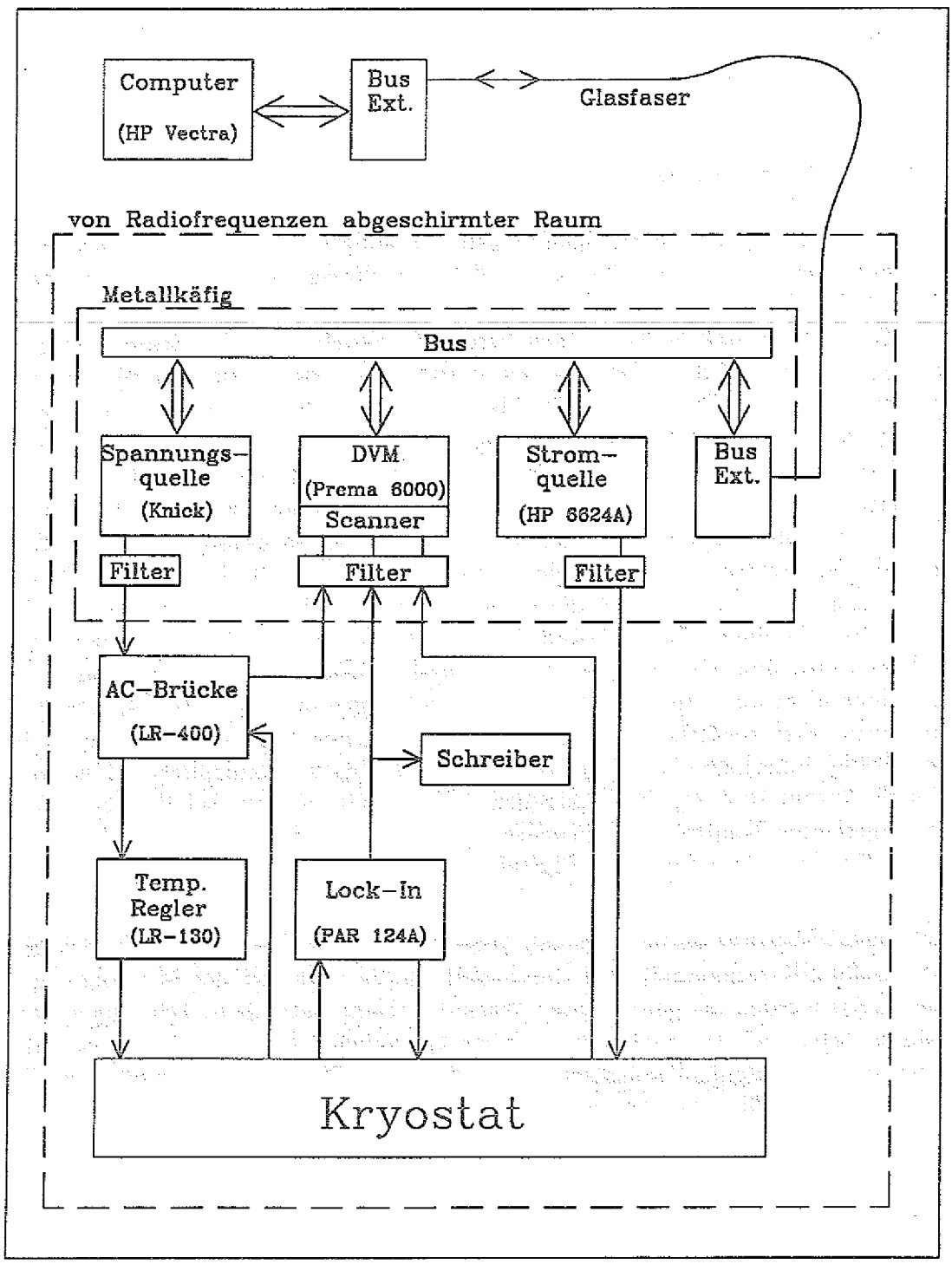


Abbildung 3.7: *Schematische Darstellung des Meßaufbaus mit Rechnersteuerung. Eine mehrfache Abschirmung ist zwingend notwendig.*

Die Messungen unterhalb von 20 mK sind aus verschiedenen Gründen viel schwieriger und zeitaufwendiger. Dabei gibt es äußere Rahmenbedingungen, die zu berücksichtigen sind. So ist alle zwei Tage ein Heliumtransfer notwendig, welcher natürlich Störungen mit sich bringt. Während der Woche gibt es sehr viele Aktivitäten im Gebäude, die ebenfalls störend sind. Daher wurden die Entmagnetisierungszyklen vorzugsweise auf das Wochenende gelegt. Zunehmende Relaxationszeiten und abnehmende Wärmeleitfähigkeit im System (Thermometrie und Experiment) verursachen immer längere Meßzeiten. Eine rechnergesteuerte Temperaturkontrolle während der Entmagnetisierung ist nur unter großem technischen und finanziellen Aufwand realisierbar. Der Grund ist die Gefahr, daß die Spulen während der Magnetisierung und Entmagnetisierung schlagartig normalleitend werden können. In einer solchen Situation muß sehr schnell und *richtig* gehandelt werden. Was dabei als 'richtig' anzusehen ist, hängt von der jeweiligen Situation ab. Daher wurden die R(T)-Messungen in diesem Bereich manuell gesteuert.

Mit der in diesem Kapitel beschriebenen Methode wurden die meisten der im folgenden vorgestellten Messungen durchgeführt. Es wird sich zeigen, daß das Verfahren bis ca. 10 mK erfolgreich arbeitet.

3.6. Die SQUID-Methode für Messungen unterhalb 10 mK

Die in Abschnitt 3.3 beschriebene Meßmethode und die damit verbundene Kühlung der Schicht über das Phononensystem versagte für den Temperaturbereich unterhalb 10 mK, wie die verschwindende T-Abhängigkeit der in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 gezeigten Meßkurven deutlich machen wird. Trotz der extrem niedrigen Verlustleistung von $1.6 \cdot 10^{-15}$ W kann die erzeugte Wärme nicht abgeführt werden. Eine weitere Reduzierung der Verlustleistung ist zum einen aus der Sicht des SRV nicht möglich und zum anderen wäre die erzielte Verbesserung auf Grund der extrem schwachen $T_{me}(I^2R)$-Abhängigkeit (vergl. Abb. 4.1 und 4.6) unmerklich. Um die Wärme effektiver abführen zu können, wurde daher die im folgenden beschriebene SQUID-Methode entwickelt.

Der Wärmetransport durch das Phononensystem wird durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung und die Wärmeleitfähigkeit des Gitters bestimmt. Die letztere ist im wesentlichen durch die Phononenstreurate und die Wärmekapazität des Gitters bestimmt. Neben den Phononen tragen aber auch Elektronen zum Wärmetransport bei. Gute elektrische Leiter sind auch gute Wärmeleiter (mit Ausnahme der Supraleiter). Diese Gesetzmäßigkeit wird durch das Wiedemann-Franz-Gesetz formuliert. Es ist bekannt, daß bei Metallen der elektronische Anteil der Wärmeleitfähigkeit den

Gitterbeitrag bei tiefen Temperaturen überwiegt. Wird die Wärme über das Elektronensystem abgeführt, so bekommt man eventuell die Chance, die Proben unterhalb von 10 mK zu kühlen. Zusätzlich (und das ist viel wichtiger) wird der Einfluß der Elektron–Phonon–Wechselwirkung auf den Wärmetransport ausgeschaltet. Das im folgenden beschriebene Verfahren wurde erdacht, um den Wärmetransport durch die Elektronen möglichst effektiv zu machen. Natürlich tragen die Phononen ebenfalls zum Wärmeabtransport bei, die gewählte Konstruktion ist aber so, daß die Elektronenkühlung besonders wirksam erfolgen kann.

Als Substrate für die neuen Schichten werden nach wie vor die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Quarzscheibchen verwendet ($\phi = 20$ mm). Die Substratrückseite wird auch hier mit ca. 2000 Å Gold bedampft. Die Kontaktflächen auf der Schichtseite (ebenfalls ca. 2000 Å Gold) haben die Form von zwei Kreissegmenten (praktisch Halbkreisen mit $\phi = 18$ mm). Auf jedes dieser Kreissegmente wurden ein ca. 5 mm breiter Streifen einer Silberfolie (Dicke: 0.01 mm) und ein Silberdraht ($\phi = 0.3$ mm) mit Leitsilber aufgeklebt. Abb. 3.8 verdeutlicht den Sachverhalt. Anschließend wurde das Substrat samt den Zuleitungen bei 250 °C ca. zwei Stunden getempert, um den Widerstand des Leitsilbers zu reduzieren und die Belastungsfähigkeit zu vergrößern.

Die eigentliche Schicht wird dann durch eine Maske, die ihre Breite festlegt, über die beiden Kreissegmente aufgedampft. Die Schicht bedeckt dabei einen großen Teil der Kontaktflächen (vergl. Abb. 3.8). Im Prinzip sollte der Abstand der Kontaktflächen die Länge der Schicht definieren. Auf diese Weise erhält man eine sehr kurze (z.B 45 μm), sehr breite (15 mm) und daher niederohmige Schicht. Der Widerstand wird während des Aufdampfens in 4–Punkt–Technik kontrolliert. Sein Wert ist für die Empfindlichkeit des weiter unten beschriebenen Meßkreises von großer Bedeutung. Der thermische Kontakt zwischen Schicht und Coldfinger erfolgt zum einen über das Substrat (ergibt Phononenkühlung) und zum andern durch die Silberfolie (ergibt Elektronenkühlung). Damit die Kühlung der Schicht über die Elektronen erfolgen kann, muß ein sehr guter elektrischer Kontakt zwischen Schicht und Kühlfinger bestehen. Ein Massenpunkt des Meßkreises muß daher unmittelbar am Kühlfinger vorhanden sein. Die beiden Silberstreifen und die Drähte werden am Kühlfinger festgeschraubt — auf der einen Seite direkt (d.h. es besteht ein metallischer Kontakt) und auf der anderen über eine Isolationsschicht.

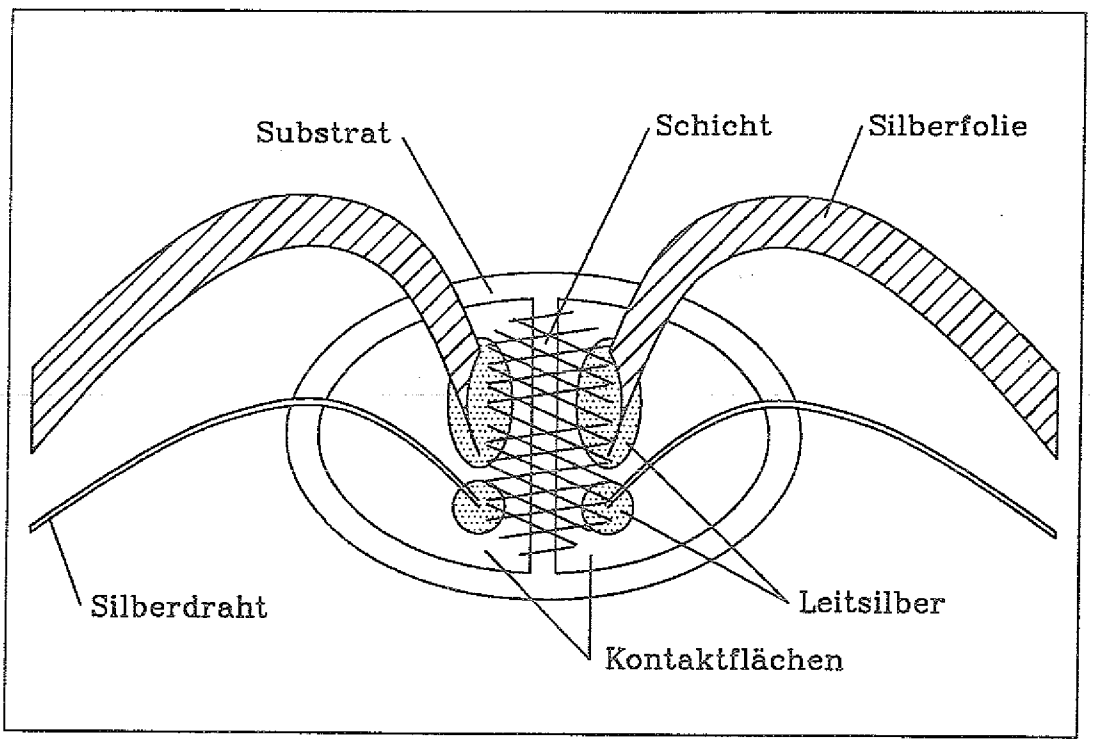


Abbildung 3.8: *Probe für die Untersuchungen mit der SQUID–Methode. Der Abstand der beiden Kontaktflächen bestimmt die Länge der Schicht. Die Schicht wird großflächig über die Kontakte aufgedampft.*

Aus der Schichtgeometrie geht bereits hervor, daß die so präparierten Schichten einen sehr niedrigen (Bruchteile eines Ohms) Widerstand haben werden. Die Meßmethode aus Abschnitt 3.3 benötigt hochohmige Proben (kΩ–Bereich), d.h. sie ist unbrauchbar. Es muß also eine Methode entwickelt werden, die bei niedriger Leistung für niederohmige Proben empfindlich ist. Auf Grund ihrer Eigenschaft als sehr empfindliche Strommeßgeräte erfüllen SQUID's die gestellten Anforderungen. Der Meßkreis ist in Abb. 3.9 schematisch dargestellt. Es handelt sich wieder um eine Brückenschaltung, nur daß diesmal ein SQUID als Detektor eingesetzt wird. Das SQUID–Signal wird durch den Lock–In, der wieder als Nullinstrument fungiert, ausgelesen. Mit Hilfe des Verhältnistransformators kann die Brücke abgeglichen werden. Der Referenzwiderstand (0.053 Ω) und die 1kΩ–Strombegrenzungswiderstände sind an der Coldplate (d.h. $T = const.$) montiert und durch Supraleiter abgeschirmt. Alle Leitungen zwischen SQUID und Probe sind paarweise verdrillt und ebenfalls durch Supraleiter abgeschirmt.

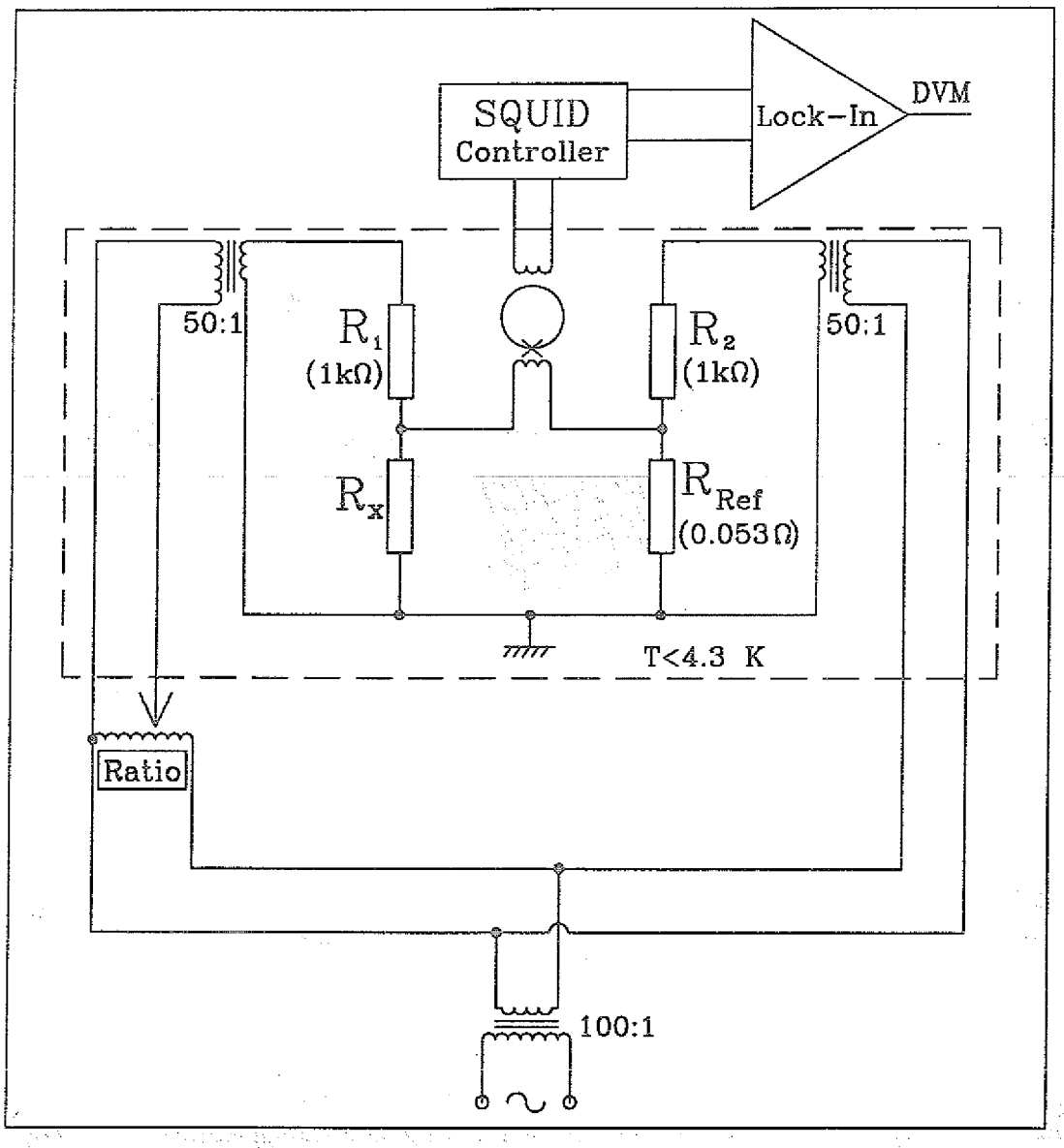


Abbildung 3.9: *Schematische Darstellung des SQUID-Meßkreises. Es handelt sich wieder um eine Brückenschaltung, wobei der SQUID als Strommesser eingesetzt wird. Die Widerstände R_1, R_2 und R_{Ref} sind am 1-K-Topf, d.h. bei T = const. angebracht.*

Die SQUID-Methode und die damit verbundene Präparation der Schichten wurden entwicklet, um die grundsätzliche R(T)-Abhängigkeit zu untersuchen. Es wird sich zeigen, daß eine quantitative Auswertung der Ergebnisse problematisch ist.

4. Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die mit Hilfe der beschriebenen Meßmethoden erzielten Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das im Kapitel 3 erläuterte Verfahren erst im Laufe dieser Dissertation entwickelt wurde; es handelt sich also gewissermaßen um den Endzustand. Die dort besprochenen Methoden und Maßnahmen sind Lösungen von Problemen, auf die wir im Laufe der Untersuchungen gestoßen sind. Die Arbeiten und Ergebnisse, die zu dieser Endmethode geführt haben, werden im folgenden als 'Vorversuche' bezeichnet.

Mit der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Anordnung wurden sieben Schichten untersucht (eine Magnesium– und sechs Goldschichten). Zwei weitere Schichten wurden mit der in Abschnitt 3.6 vorgestellten SQUID–Methode untersucht. Durch die Problemstellung bedingt, entspricht die Vorgehensweise einem Lernprozeß mit dem Ziel, die Experimente bei immer tieferen Temperaturen erfolgreich durchzuführen. Daher werden im folgenden die erzielten Resultate in chronologischer Reihenfolge vorgestellt, die Schlußfolgerungen gezogen und soweit möglich bei der Herstellung der nächsten Schicht berücksichtigt.

4.1. Vorversuche

Die ersten Untersuchungen wurden an einer Goldschicht durchgeführt. Die Probe hatte die Form eines Streifens mit 4 mm Länge und ca. 0.2 mm Breite. Als Substrat dienten Quarzscheibchen mit 8 mm Durchmesser. Die Meßmethode entsprach im wesentlichen der aus Abschnitt 3.3. Der Hauptunterschied bestand darin, daß der Referenzwiderstand und ein zusätzlicher Transformator außerhalb des Kryostaten (d.h. bei Raumtemperatur) untergebracht waren. Die in Abb. 3.4 angedeuteten Filterkomponenten waren ebenfalls noch nicht entwickelt. Um eine temperaturabhängige Drift des Referenzwiderstandes zu vermeiden, wurde ein thermisch isolierter Behälter mit Temperaturstabilisierung eingesetzt. Der thermische Kontakt zwischen Kühlfinger und Substrat wurde über eine 0.8 mm breite, ringförmige Fläche am Rande des Substrats hergestellt.

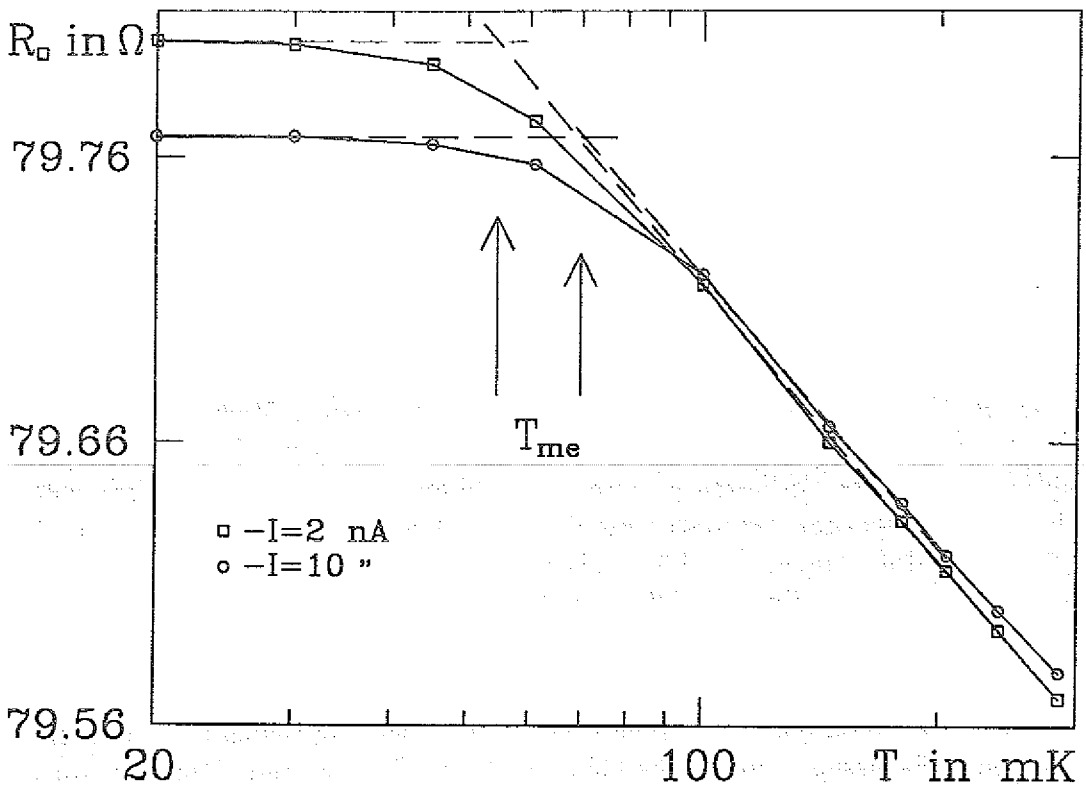


Abbildung 4.1: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die erste untersuchte Goldschicht.*

Abb.4.1 zeigt ein typisches Resultat einer R(T)–Messung, wie sie mit dieser Anordnung gemessen wurde. Auf der Ordinate ist dabei der Widerstand pro Fläche ($R_\square$) aufgetragen. Der Zusammenhang mit dem Schichtwiderstand und dem spezifischen Widerstand lautet:

$$R_{Schicht} = \rho \cdot \frac{\ell}{b \cdot d} = R_\square \cdot \frac{\ell}{b}. \tag{4.1}$$

Dabei bedeuten ℓ, b und d die Länge, die Breite und die Dicke der Schicht. Bis ca. 60 mK gibt es eine klare Temperaturabhängigkeit, während für noch tiefere Temperaturen der Widerstand konstant bleibt. In der Abb.4.1 sind zwei Kurven zu sehen. Der Unterschied besteht darin, daß der Strom durch die Probe 10 bzw. 2 nA beträgt. Die in der Schicht erzeugte Joulesche Wärme (I^2R) ändert sich also um einen Faktor von 25. Definiert man durch lineare Extrapolation von beiden Seiten eine charakteristische Temperatur T_{me} (s. Abbildung), so stellt man fest, daß $T_{me}(2\text{ nA}) < T_{me}(10\text{ nA})$ ist.

Die Tatsache, daß T_{me} mit abnehmendem Probenstrom kleiner wird, zeigt, daß es sich offenbar um ein Wärmeleitungsproblem handelt. Die Joulesche Wärme, die in

der Schicht entsteht, kann offensichtlich nicht abgeführt werden. Dadurch wird die Schicht wärmer als die Thermometer, die die Temperatur der Kernstufe bzw. der Mischkammer messen. Die Energie wird zuerst in das Elektronensystem der Schicht gepumpt. Um sie über das Phononensystem abzuführen, muß die Reihenfolge

Elektronensystem der Schicht → *Gittersystem der Schicht* → *Substrat* → *Kühlfinger*

durchlaufen werden. Der Wärmestau kann dabei an jeder Stelle entstehen. Der Übergang zwischen Elektronen- und Gittersystem der Schicht wird durch die Elektron–Phonon–Wechselwirkung bestimmt. Es handelt sich also um eine Materialeigenschaft. Der Wärmetransport zwischen Schicht und Substrat wird durch den Kapitza–Widerstand bestimmt und ist umgekehrt proportional zu der Kontaktfläche. Es handelt sich also um eine experimentell zugängliche Größe. Das Gleiche gilt für den Übergang zwischen Substrat und Kühlfinger, wobei zusätzlich die Wärmeleitfähigkeit des Substrats von Bedeutung ist.

Jetzt kann die Bedeutung von T_{me} geklärt werden. Es ist die *minimale Elektronentemperatur*, die unter den gegebenen Bedingungen erzielt werden kann. Man kann aus Abb. 4.1 schätzen, mit welcher Potenz der Jouleschen Wärme die Temperatur T_{me} variiert. Das Ergebnis dieser Schätzung lautet: $T_{me} \sim (I^2R)^{0.1}$. Eine weitere Erniedrigung von T_{me} wird also extrem schwierig. Die obige Diskussion zeigt, was zu tun ist. Um die Schicht zu noch tieferen Temperaturen zu kühlen, muß die Empfindlichkeit der Meßmethode weiter gesteigert werden. Dadurch werden die nötigen Ströme und damit die Joulesche Wärme kleiner. Der thermische Kontakt muß, soweit möglich, verbessert werden.

Der Schichtwiderstand ist mit der Schichtgeometrie nach Gleichung 4.1 verknüpft. Die in der Schicht freigesetzte Leistung ist proportional zum Widerstand und damit zum Quotienten von *Schichtlänge und Schichtbreite.* Die Wärmeankopplung Substrat–Schicht und damit die abgeführte Wärmemenge hängt von der Kontaktfläche *(Schichtlänge · Schichtbreite)* ab. Durch entsprechende Geometrieänderung sollte eine Verbesserung zugunsten der abgeführten Wärme möglich sein. Die eingesetzten Substrate ($\phi = 8$ mm) ließen aber nur wenig Spielraum für diese Überlegungen.

Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt, sollte bei schweren Elementen auf Grund der starken Spin–Bahn–Kopplung die Schwache Antilokalisierung (WAL) beobachtet werden. Die Tatsache, daß die Untersuchungen im mK–Bereich stattfanden, sollte die WAL noch dominanter machen. Die Steigung in Abb. 4.1 ist aber negativ (für T > 60 mK) und das bedeutet, daß der Temperaturverlauf durch die Coulomb–Anomalie bestimmt wird.

Die R(B)–Messungen waren nur bedingt durchführbar, da die felderzeugende Spule normalleitend wurde. Die ersten Ergebnisse zeigten aber, daß der Magnetowiderstand, wie zu erwarten, durch die Schwache Antilokalisierung bestimmt ist, d.h. der Widerstand nimmt mit steigendem Feld zu.

Bei den nächsten zwei Schichten (ebenfalls Gold) wurde die Geometrie zwar verändert, aber eine Verbesserung des Verhältnisses zwischen erzeugter und abgeführter Wärme konnte nicht erreicht werden. Die Schichtlänge betrug 22 mm und die Breite 0.2 mm. Die Schichten hatten die Form eines Mäanders und der Substratdurchmesser war, wie bei der ersten Schicht, 8 mm. Die zweite Änderung betraf den Meßkreis. Der Referenzwiderstand, zwei Trafos und die Tiefpaßfilter wurden im Kryostaten bei $T = 1$ K (vergl. Abschnitt 3.3) untergebracht. Der Meßkreis entsprach damit praktisch der Endform. Dadurch war das thermische Rauschen kleiner und die Empfindlichkeit entsprechend größer. Als Resultat konnte die logarithmische Temperaturabhängigkeit bis ca. 20 mK beobachtet werden. Für noch tiefere Temperaturen blieb der Widerstand konstant. Die Interpretation ist die gleiche wie oben: die in der Schicht erzeugte Wärme kann offenbar nicht abgeführt werden. Es sind also weitere Maßnahmen notwendig, um die Schicht effektiver zu kühlen. R(B)–Messungen konnten nicht vorgenommen werden, da die felderzeugende Spule sofort normalleitend wurde.

In dieser Situation wurde der in Abschnitt 3.4 erwähnte Umbau des Experimentierraumes durchgeführt. Durch die Vergrößerung des Experimentiervolumens konnten größere Substrate ($\phi = 20$ mm) eingesetzt werden, die eine günstigere Geometrie erlaubten. Die Länge der Schicht war jetzt ca. 0.5 m, während die Breite 0.3 mm betrug (vergl. Abschnitt 3.2). Der thermische Kontakt zum Coldfinger wurde verbessert. Mit der neuen Spule konnten Felder bis 100 mT erzeugt werden. An dieser Stelle ist die oben als 'Vorversuche' bezeichnete Phase beendet.

4.2. Quantitative Untersuchungen

Mit der nun bestehenden Anordnung wurden eine Magnesium- und drei Goldschichten untersucht. Die Schichten werden im folgenden als MAu1, MAu2, MAu3 und MMg bezeichnet. Die wichtigen Parameter sind für alle vier Schichten in der Tabelle 4.1 angegeben. Auf die Besonderheiten der einzelnen Schichten wird dann weiter unten, während der Präsentation der Ergebnisse, eingegangen. Die auf den folgenden Seiten gezeigten Darstellungen sind jeweils nur eine Auswahl der verfügbaren Daten. Alle für die Auswertung herangezogenen Daten sind im Anhang B tabellarisch aufgelistet.

Tabelle 4.1: *Zusammenstellung der relevanten Schichtparameter für die Magnesium- und die drei Goldschichten.*

		MAu1	MAu2	MAu3	MMg
$R_{Schicht}$ in kΩ	:	145.9	40.0	40.0	60.0
Länge in m	:	0.513	0.513	0.507	0.507
Breite in mm	:	0.3	0.3	0.3	0.3
Dicke in Å	:	40	78	56	40
ρ in $\mu\Omega$m	:	0.34	0.19	0.14	0.14
$R_\square$ in Ω	:	85.3	23.6	24.2	35.1
D in m^2s^{-1}	:	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
$B_n\tau_n$ in Tps	:	0.144	0.078	0.057	0.061
$k_F l_o$	:	30	54	70	70

In der Tabelle 4.1 bezeichnet $B_n\tau_n$ die Proportionalitätskonstante zwischen den charakteristischen Feldern und den zugehörigen Zeiten (rechte Seite in Gleichung (2.6)). $k_F l_o$ beschreibt das Maß an Unordnung und gibt das Verhältnis zwischen der elastischen freien Weglänge und der Fermiwellenlänge an. Für den Bereich der Schwachen Lokalisierung ist die Unordnung schwach, d.h. es soll gelten $k_F l_o \gg 1$.

4.2.1. Die Goldschichten

In Abschnitt 3.2 wurde angegeben, daß der bei Raumtemperatur gemessene Druck während des Aufdampfens ca. $5 \cdot 10^{-7}$ mbar betrug. Dies gilt für die erste Schicht (MAu1) nicht. Ein Kaltleck im Aufdampfkryostaten hatte zur Folge, daß der Druck während des Aufdampfens eine Zehnerpotenz schlechter war als sonst. Dennoch sollte die Schicht untersucht werden. Ein nachträglicher Vergleich der erzielten Ergebnisse mit denen der anderen Schichten (MAu2 und MAu3) wird dann eine Aussage über die Bedeutung des gemessenen Druckes auf die Eigenschaften der Proben ermöglichen.

Der thermische Kontakt zum Coldfinger erfolgte über eine ca. 2.5 mm breite, ringförmige Fläche am Substratrand. Der Referenzwiderstand betrug 5 MΩ. Abb. 4.2 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für zwei unterschiedliche Ströme durch die Probe. Die geringfügig unterschiedlichen Steigungen der beiden Kurven können im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht eindeutig separiert werden. Für den Strom von 0.2 nA beobachtet man bis 20 mK eine klare logarithmische Abhängigkeit. Unterhalb von 20 mK bleibt der Widerstand konstant. Bei einer Erhöhung des Probenstroms flacht die Kurve entsprechend früher ab, d.h. T_{me} wird größer.

Bezogen auf die Leitfähigkeitsänderung ($\Delta L/L_{oo}$) beträgt die Steigung der Geraden in der Abb. 4.2 etwa Eins (im Nullfeld und für T > 20 mK). Dieser Wert wird theoretisch für reine Elektron–Elektron–Wechselwirkung vorhergesagt [4]. Die gemessene R(T)–Abhängigkeit beinhaltet aber sowohl die Coulomb–Anomalie als auch die Lokalisierungseffekte. Aus Abb. 4.3 ist klar ersichtlich, daß der Magnetowiderstand durch Schwache Antilokalisierung verursacht wird. Der gemessene R(lnT)–Verlauf sollte also eine Steigung kleiner als Eins zeigen. Wie in Kapitel 2 erläutert wurde, haben die inelastischen und die magnetischen Streuprozesse die gleiche Wirkung auf die Lokalisierungseffekte: Sie zerstören die Phasenkohärenz. In Abschnitt 4.2.3 wird gezeigt, daß diese überschüssige Streurate nur durch magnetische Verunreinigungen verursacht werden kann.

Die neue felderzeugende Spule erlaubte zum ersten Mal eine systematische Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des Widerstandes. Abb. 4.3 zeigt eine Auswahl von drei Magnetowiderstandskurven. Die Symbole zeigen die gemessenen Werte, während die durchgezogene Linie jeweils die Theoriefunktion nach (2.14) darstellt. Man erkennt, daß für höhere Temperaturen die experimentellen Daten durch die Theoriekurven sehr gut beschrieben werden, während für die niedrigsten Temperaturen der Hochfeldbereich nicht so gut angepaßt werden kann. Dieses Verhalten wird verständlich, bedenkt man den störungstheoretischen Ursprung der Gleichung (2.14).

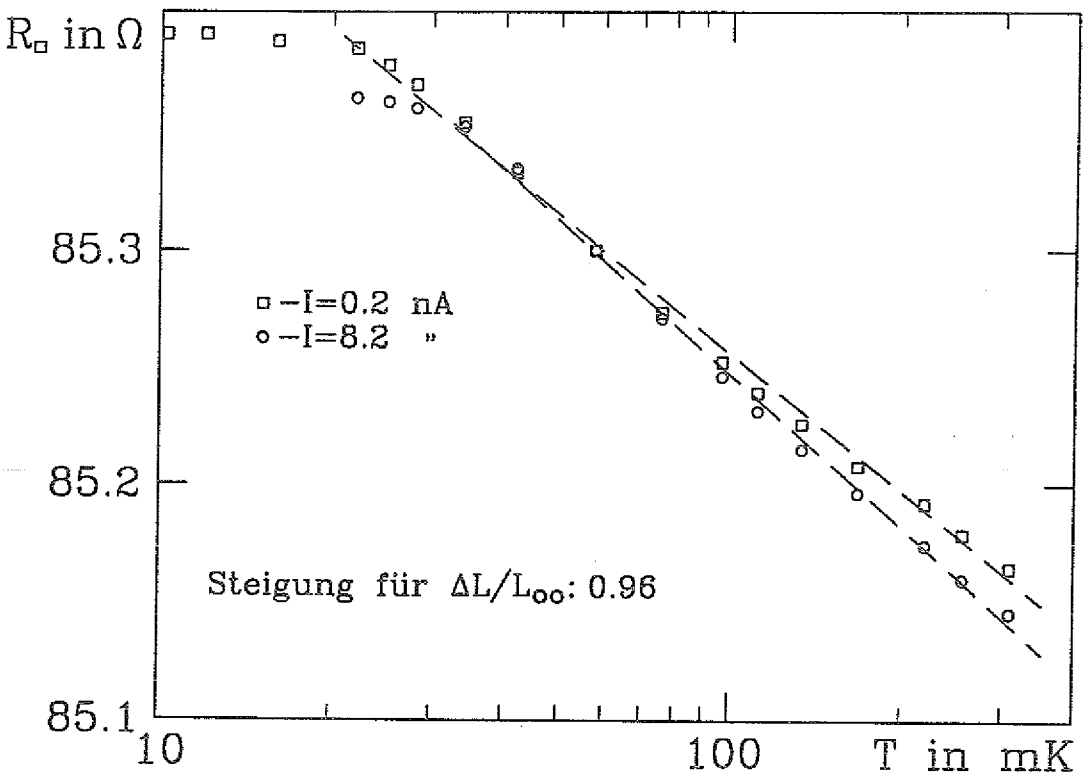


Abbildung 4.2: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die Schicht MAu1. Die angegebene Steigung bezieht sich auf $\Delta L/Loo$*

.

Die Magnetowiderstandskurven sind im gesamten Temperatur– und Feldbereich durch Schwache Antilokalisierung bestimmt. Die Spin–Bahn–Streuung ist also dominant und sehr stark. Kleine Änderungen des Parameters B_{so} haben keinen Einfluß auf den theoretischen Kurvenverlauf. Der Fitparameter B_i ist für kleine Felder sehr unempfindlich bezüglich der Änderung von B_{so} (vergl. Abb. 2.4). Die theoretischen Kurven werden daher durch die Variation nur eines Parameters (B_i) angepaßt. Die Spin–Bahn–Streurate wird für eine Temperatur im mittleren Bereich angepaßt und konstant gehalten. Für alle drei Goldschichten (MAu1, MAu2 und MAu3) wird das charakteristische Feld B_{so} zu 0.03 T gewählt.

Als Einschub sind die Bereiche für -5 mT $\leq$ B $\leq$ 5 mT, aus denen die effektive, inelastische Streurate $1/\tau_i$ bestimmt wird, gezeigt. Hier ist für alle Temperaturen die Übereinstimmung mit der Theorie sehr gut. Die charakteristischen Felder B_i und die Zeiten τ_i sind am Ende dieses Abschnitts in der Tabelle 4.2 angegeben.

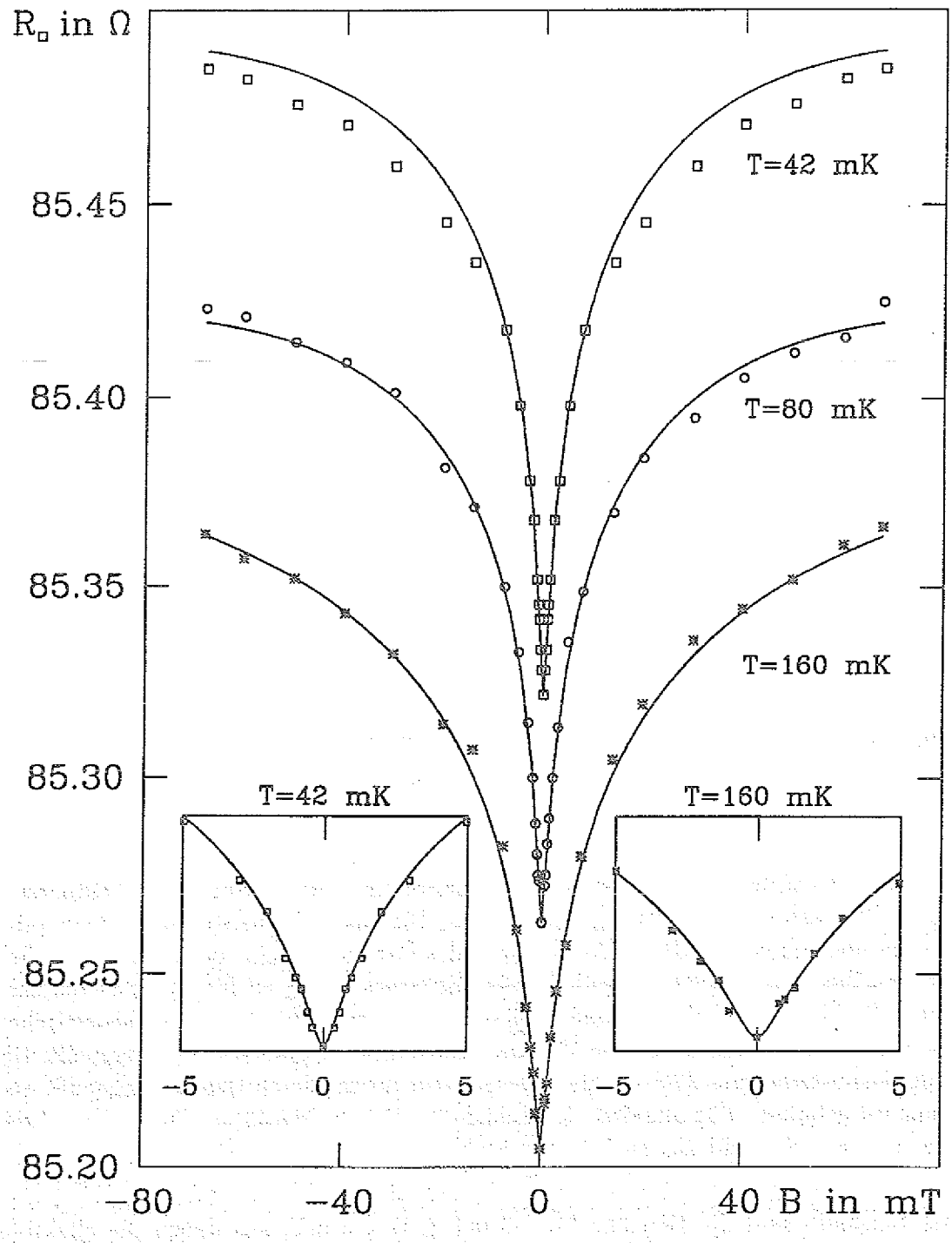


Abbildung 4.3: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen für die Schicht MAu1.*

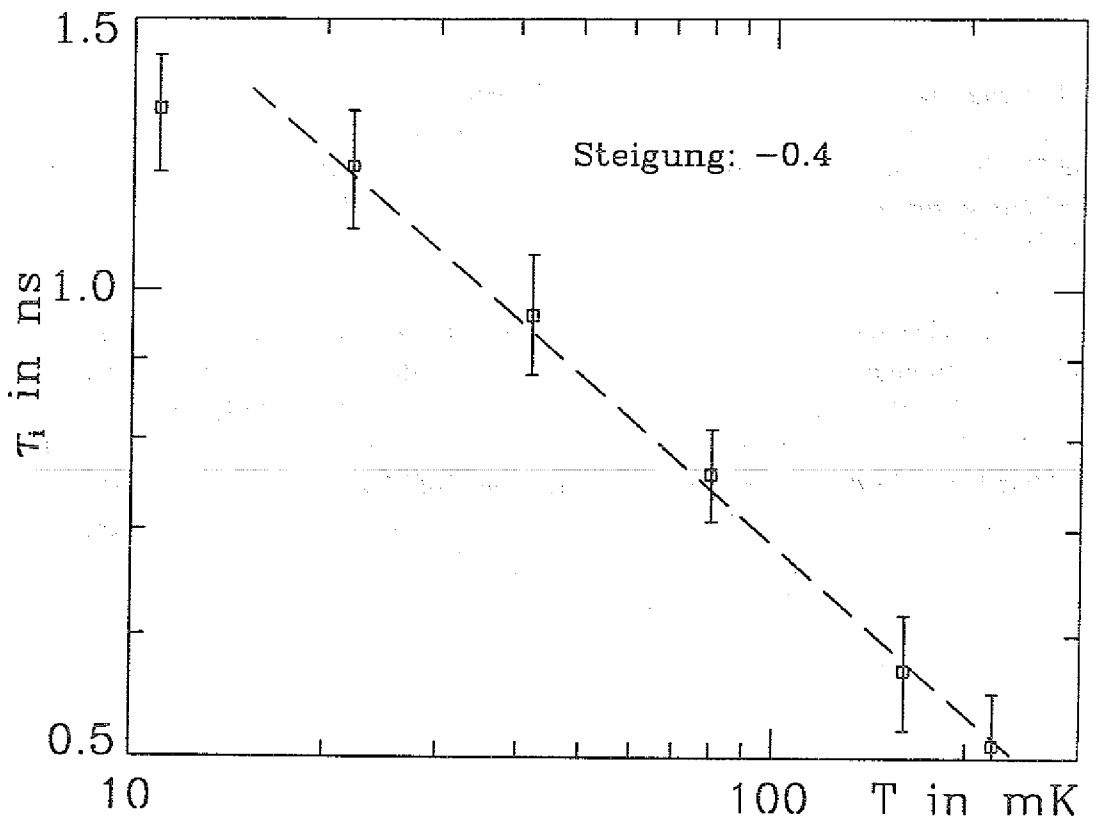


Abbildung 4.4: *Die aus den Magnetowiderstandskurven ermittelte effektive inelastische Streuzeit in Abhängigkeit von der Temperatur für die Schicht MAu1.*

Abb. 4.4 zeigt in doppeltlogarithmischer Auftragung die effektive, inelastische Streuzeit τ_i in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Temperaturabhängigkeit dieser Streurate ist $1/\tau_i \sim T^{0.4}$. Wie die Diskussion im Abschnitt 4.2.3 zeigen wird kann dieser Wert nur durch magnetische Streuprozesse verursacht werden.

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, eine kurze Fehlerbetrachtung durchzuführen. Als erstes muß auf den Unterschied zwischen der absoluten und der relativen Genauigkeit hingewiesen werden. Betrachtet man z.B. den Flächenwiderstand, so stellt man fest, daß sein Absolutwert durch die Geometrie der Schicht und den Referenzwiderstand beeinflußt wird. Der Fehler ist entsprechend groß und beträgt 6%. Ein falscher $R_\square$-Wert ergibt aber nur eine Verschiebung aller Meßwerte bezüglich der Ordinate. Die Geometrie und der Referenzwiderstand sind aber für alle durchgeführten Messungen konstant. Da für die Auswertung praktisch immer nur Widerstandsdifferenzen herangezogen werden, wird auf diese Weise der absolute Fehler eliminiert. Die relative Genauigkeit ist entsprechend wesentlich besser. In den R(B)-Daten hat der Fehler in diesem Fall etwa die Größe der eingezeichneten Symbole. Die R(T)-Messungen werden für verschiedene Probenströme durchgeführt; die Genauigkeit

ändert sich dann entsprechend. Für den kleinsten Probenstrom beträgt der Fehler maximal ca. 6% der gesamten Widerstandsänderung. Die ermittelten Werte von τ_i und T_{me} besitzen ebenfalls eine Toleranz von ca. 6%. Die Gründe sind das sehr flache Minimun in der χ^2–Summe im Fall von τ_i bzw. die Unsicherheit bei der Extrapolation im Falle von T_{me}.

Es lag zunächst nahe, die oben erwähnte Abweichung in der Steigung der R(lnT)– und den Exponenten in der $\tau_i(T)$–Abhängigkeit mit den schlechten Aufdampfbedingungen in Verbindung zu bringen. Nachdem das Kaltleck im Aufdampfkryostaten gefunden und beseitigt wurde, sollte die nächste Schicht diese Frage beantworten. Zusätzlich wurde der thermische Kontakt zum Coldfinger des Meßkryostaten verbessert. Früher erfolgte der Kontakt über eine ringförmige Fläche am Substratrand. In der neuen Ausführung wurde die gesamte Substratfläche mit dem Coldfinger in Kontakt gebracht. Um den Einfluß der Oberflächenrauhigkeit zu unterdrücken, wurde der Stempeleinsatz mit Leitsilber bedeckt und auf diese Leitsilberschicht dann sofort das Substrat mit Schicht aufgelegt und zusammengedrückt. Als weiterer Parameter sollte der Flächenwiderstand verkleinert werden. Der Referenzwiderstand wurde entsprechend angepaßt und betrug 1 MΩ.

In Abb.4.5 ist die Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes im Nullfeld für vier verschiedene Probenströme und für B = 60 mT gezeigt. Die entscheidende Änderung, verglichen mit der Schicht MAu1, ist der logarithmische Verlauf bis ca. 10 mK. Unterhalb von 10 mK bleibt der Widerstand auch für einen Probenstrom von 0.2 nA (die in der Schicht erzeugte Joulesche Wärme beträgt in diesem Fall nur $1.6 \cdot 10^{-15}$ W !) konstant. Die Argumentation wiederholt sich: Unterhalb von 10 mK ist es nicht möglich, die erzeugte Wärmemenge abzuführen, d.h. die Schicht wird wärmer als die Thermometer und die Umgebung. Bezogen auf die Leitfähigkeitsänderung besitzt der lineare Teil der R(lnT)–Abhängigkeit wieder die Steigung Eins — also den gleichen Wert wie bei der Schicht MAu1. Es gibt offenbar nach wie vor eine überschüssige Streurate, deren Herkunft ungeklärt bleibt. Der relativ schlechte Druck während des Aufdampfens von MAu1 hatte offenbar keinen Einfluß auf die Schichteigenschaften.

Ebenfalls in Abb. 4.5 ist der Temperaturverlauf des Widerstandes für B = 60 mT gezeigt (absolut um −0.015 Ω verschoben). Wie bereits erwähnt, zeigt Gold eine so starke Spin–Bahn–Kopplung, daß der Magnetowiderstand im gesamten Feld– und Temperaturbereich durch die Schwache Antilokalisierung bestimmt wird. Ein Magnetfeld von 60 mT ist viel zu schwach, als daß die WAL vollständig unterdrückt werden könnte. Dennoch ist eine Änderung in der Steigung der beiden R(lnT)–Kurven feststellbar. Wie erwartet, ist die Steigung im Nullfeld kleiner als für B = 60 mT.

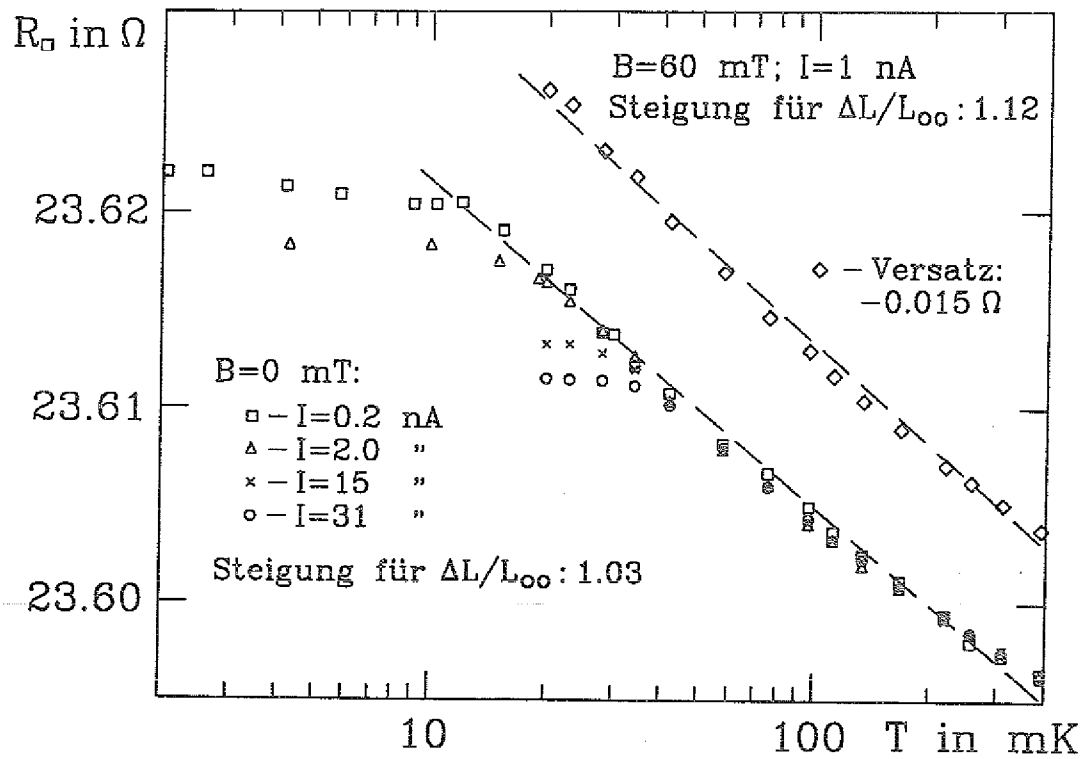


Abbildung 4.5: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die Schicht MAu2.*

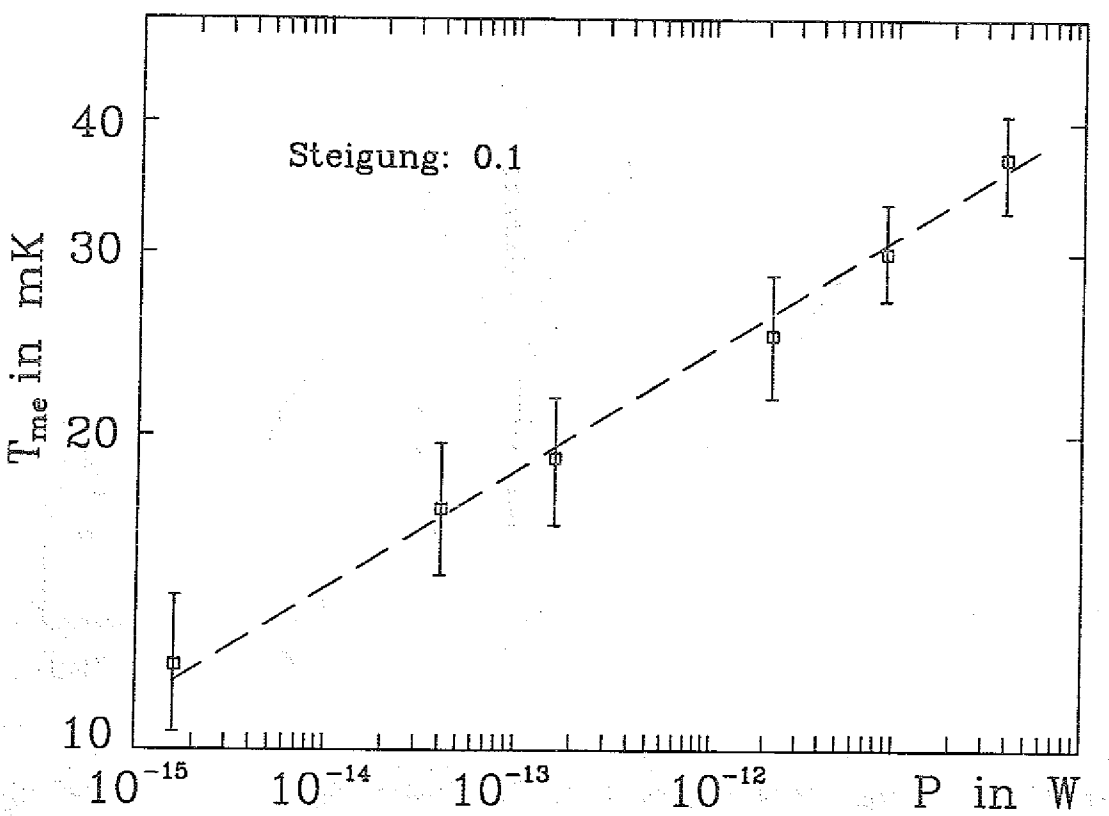


Abbildung 4.6: T_{me} *in Abhängigkeit von der in der Schicht freigesetzten Leistung für die Schicht MAu2.*

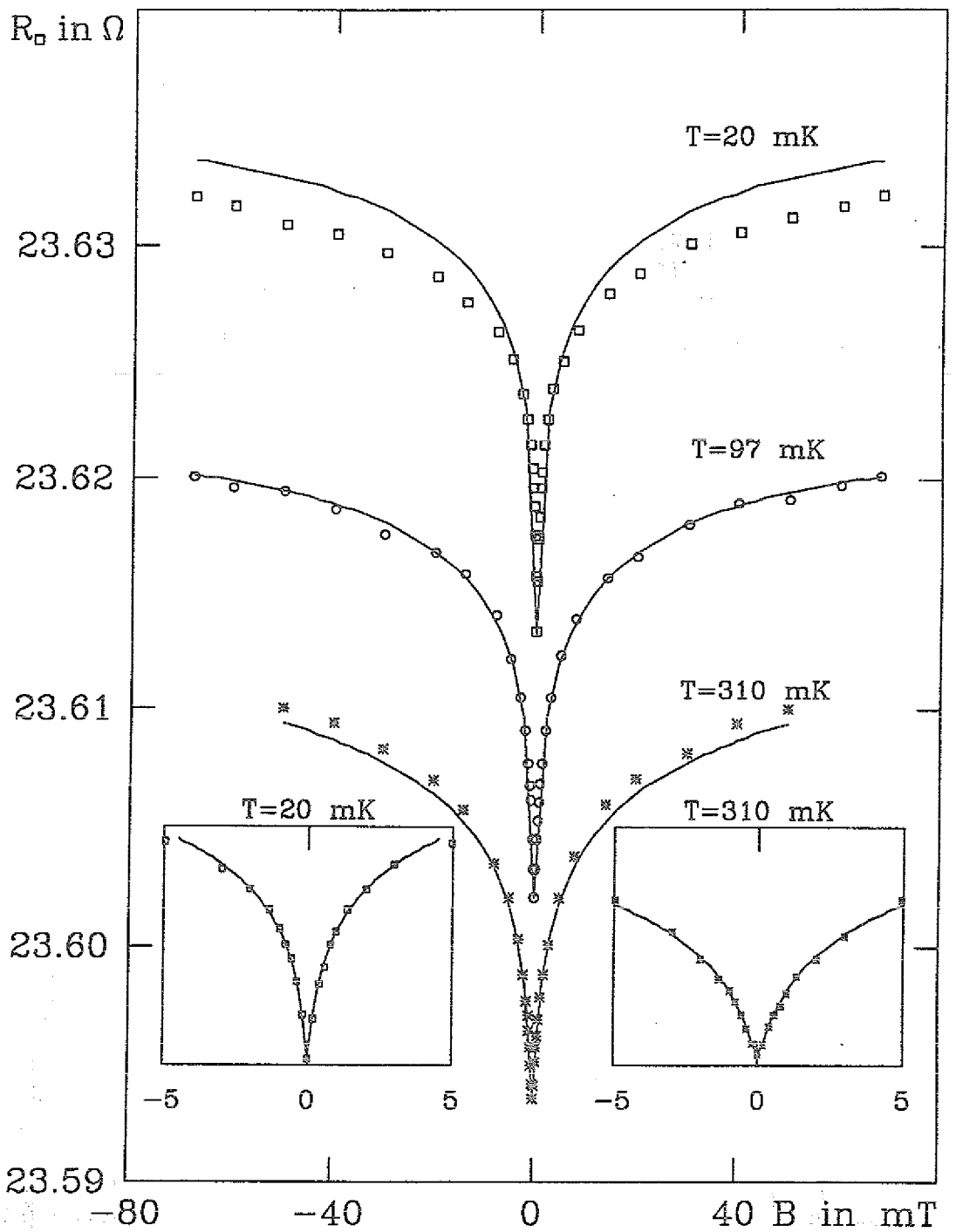


Abbildung 4.7: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen für die Schicht MAu2.*

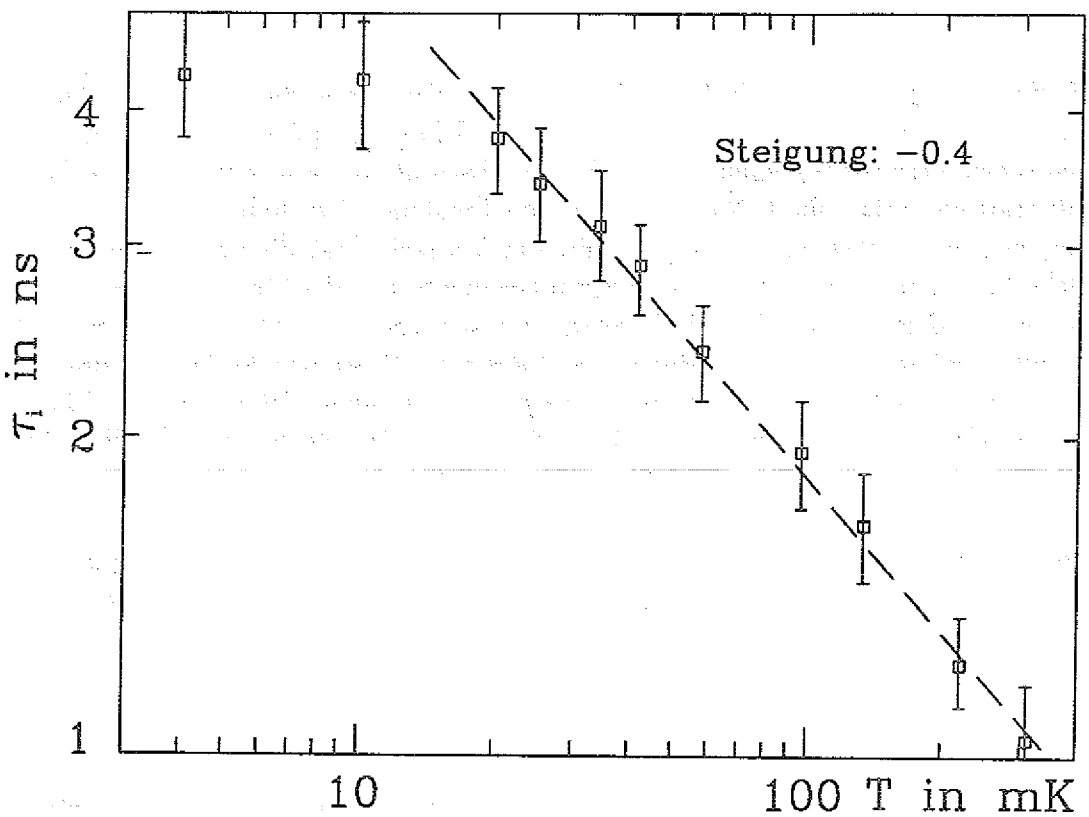


Abbildung 4.8: *Die aus den R(B)–Daten ermittelte Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit für die Schicht MAu2.*

Der Unterschied beträgt ca. 0.1, d.h. ein Magnetfeld von 60 mT unterdrückt die Lokalisierungseffekte um ca. 20%.

In Abb. 4.6 ist die aus den R(T)–Messungen bestimmte Abhängigkeit von T_{me} (Definition nach Abb. 4.1) als Funktion der in der Schicht freigesetzten Leistung gezeigt. Die Schätzung aus Abb. 4.1 wird voll bestätigt. Es gilt: $T_{me} \sim (I^2R)^{0.1}$ — eine extrem schwache und absolut unverstandene Abhängigkeit.

Die Magnetowiderstandsdaten zeigen wie bei der Schicht MAu1 wieder eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie nach Gleichung (2.14). Abb. 4.7 zeigt eine Auswahl von drei Meßkurven. Die aus dem Bereich kleiner Felder bestimmte effektive, inelastische Streuzeit ist in Abb. 4.8 dargestellt. Ihre Temperaturabhängigkeit ist die gleiche wie bei der Schicht MAu1. In der Tabelle 4.2 sind die charakteristischen Felder und die zugehörigen Streuzeiten für alle verfügbaren R(B)–Kurven (vergl. Anhang B) angegeben.

Die dritte hergestellte Goldschicht (MAu3) sollte zum einen die Reproduzierbarkeit der Resultate zeigen und zum anderen weitere Hinweise auf die Herkunft der magnetischen Verunreinigungen geben. Wie in Abschnitt 3.2 erwähnt wurde, sind die Substrate einseitig poliert. Nach Auskunft des Herstellers beinhalten die Poliermittel magnetische Substanzen. Es bestand also der Verdacht, daß die zusätzliche magnetische Streuung durch magnetische Spurenelemente auf der Oberfläche verursacht wurde. Um diese Art der Verunreinigung auszuschließen, wurden mehrere Substrate chemisch behandelt. Die Prozedur bestand aus einer Reihe von Ätzbehandlungen in verschiedenen Chemikalien (Salzsäure, Salpetersäure, heiße Schwefelsäure, Königswasser, Chromätzmittel und Chromschwefelsäure). Danach wurden die Substrate mit entionisiertem Wasser abgespült und getrocknet.

Der thermische Kontakt zum Kühlfinger erfolgte wie bei der Schicht MAu2 über die gesamte Substratunterseite, aber es wurde kein Leitsilber verwendet. Um eine gute Vergleichbarkeit mit der Schicht MAu2 zu erhalten, wurde das Aufdampfen beendet, nachdem der Schichtwiderstand den gleichen Wert wie bei der Schicht MAu2 erreicht hatte.

Die Abbildungen auf den nächsten Seiten zeigen wieder eine Auswahl der gemessenen Daten. In Abb. 4.9 ist der R(lnT)–Verlauf für drei verschiedene Ströme durch die Probe im Nullfeld und für B = 60 mT gezeigt. Es gibt wieder eine logarithmische Abhängigkeit bis ca. 10 mK. Unterhalb von 10 mK bleibt der Widerstand konstant. Das Leitsilber zwischen Substrat und Coldfinger hatte also keinen merklichen Einfluß auf den Wärmetransport. Die Steigung (für $T > 10$ mK) beträgt Eins (bezogen auf $\Delta L/L_{oo}$). Es gibt also nach wie vor eine überschüssige Streurate, die offenbar nicht durch die Kontamination der Substratoberfläche verursacht wird.

Aus den R(T)–Kurven für verschiedene Ströme kann wieder T_{me} ermittelt werden. Der Verlauf von T_{me} in Abhängigkeit von I^2R ist in Abb. 4.10 dargestellt. Die Steigung beträgt wieder 0.1 und bestätigt die ungewöhnliche Art des Wärmetransportmechanismus. Erwartungsgemäß wird auch die Tatsache, daß ein Magnetfeld von 60 mT die Schwache Antilokalisierung nicht unterdrücken kann, bestätigt. Der Unterschied in den Steigungen der Abb. 4.9 beträgt wieder ca. 0.1.

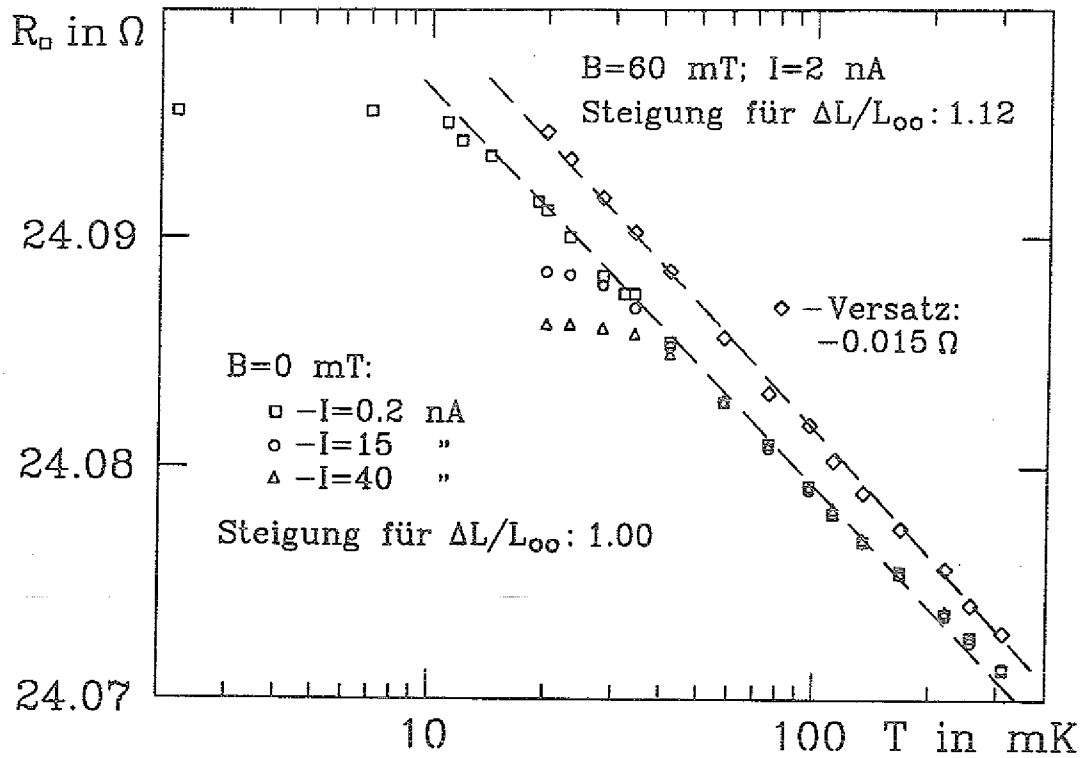


Abbildung 4.9: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die Schicht MAu3.*

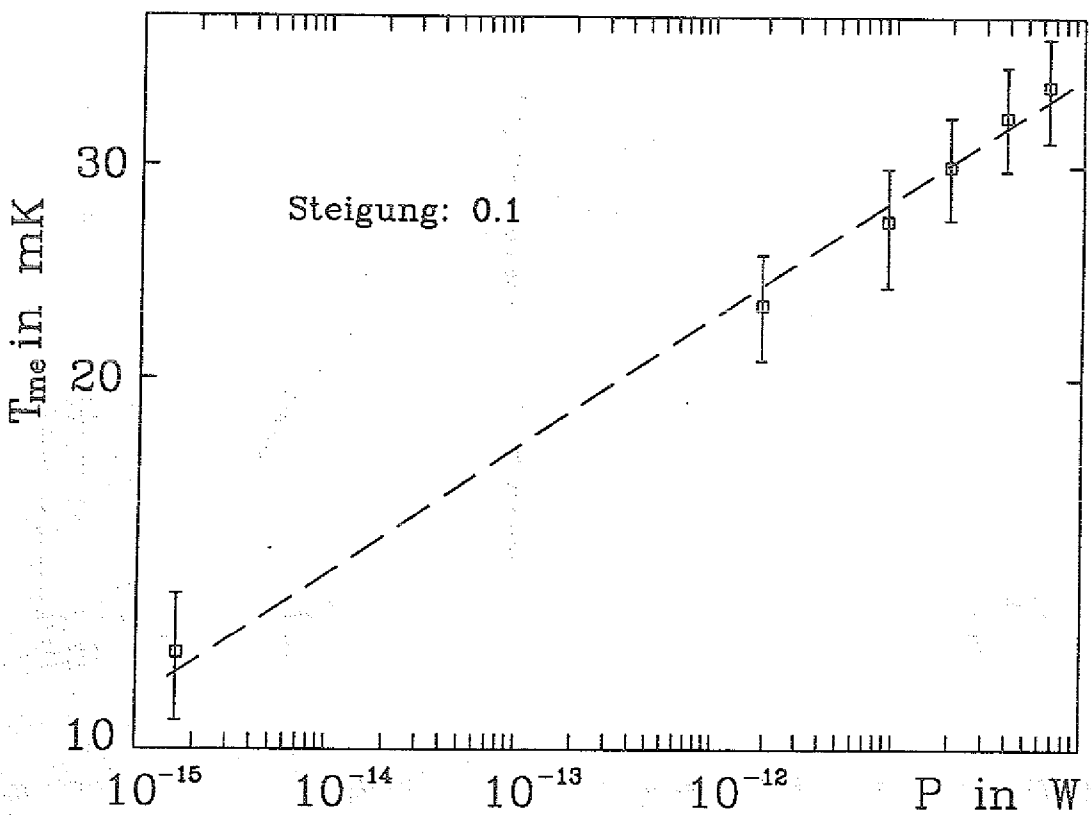


Abbildung 4.10: T_{me} *in Abhängigkeit von der in der Schicht freigesetzten Leistung für die Schicht MAu3.*

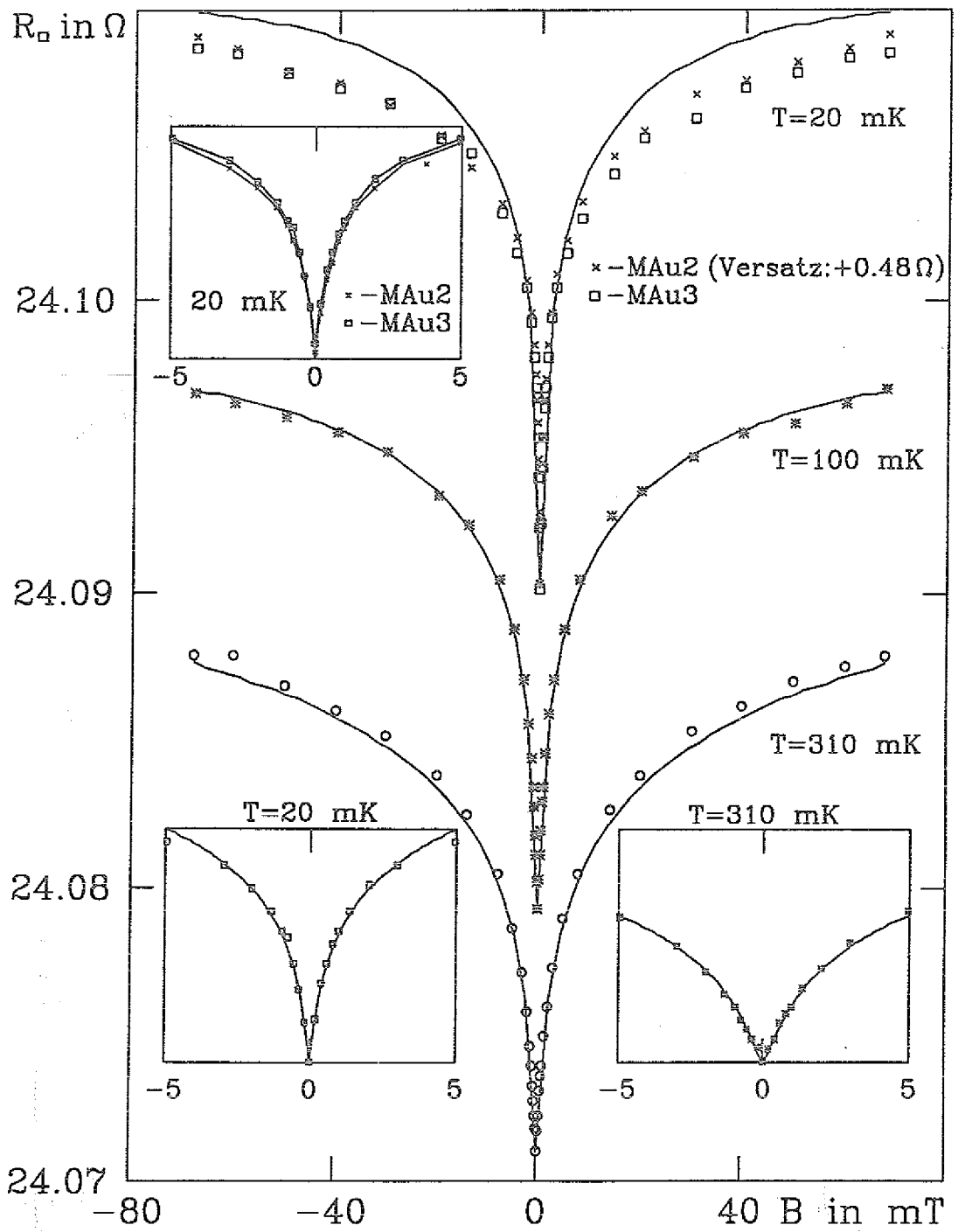


Abbildung 4.11: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen für die Schicht MAu3.*

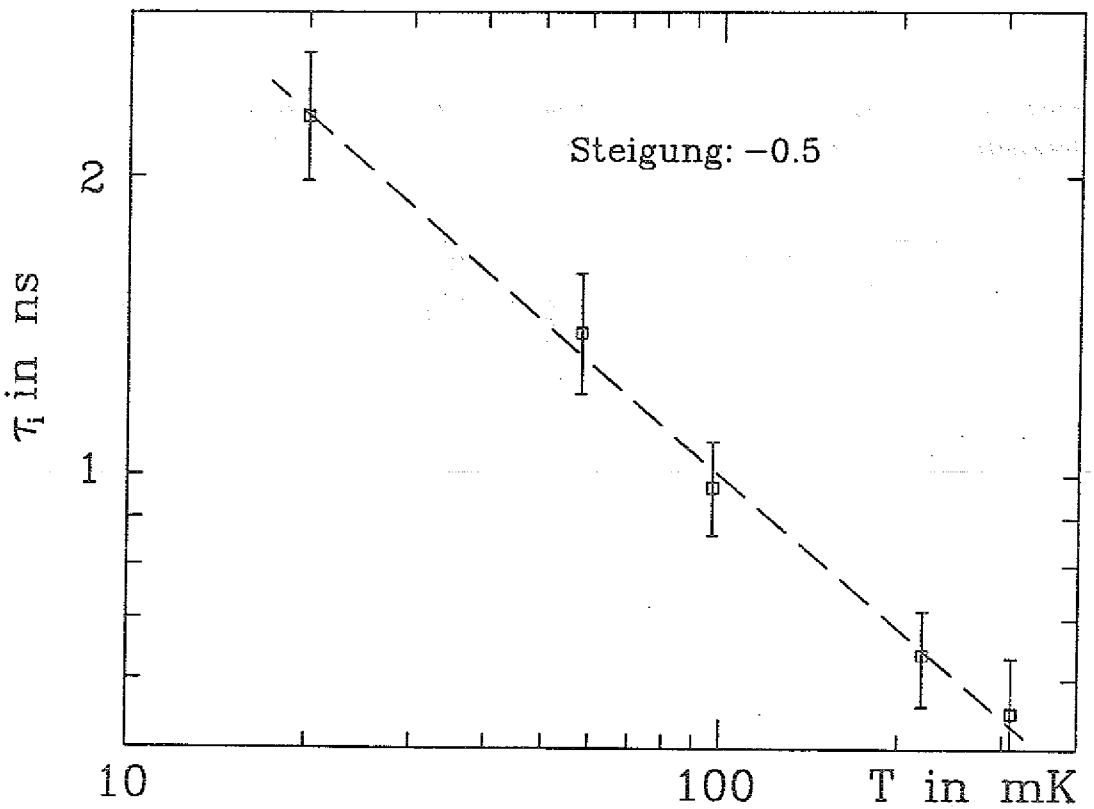


Abbildung 4.12: *Die inelastische Streuzeit in Abhängigkeit von der Temperatur für die Schicht MAu3.*

Abb. 4.11 zeigt Magnetowiderstandskurven für verschiedene Temperaturen. Auch diese Kurven zeigen exakt das gleiche Verhalten wie die R(B)–Daten der Schicht MAu2. Wie gut die Reproduzierbarkeit ist, zeigen die Meßdaten für T = 20 mK in Abb. 4.11. Gezeigt sind zwei Magnetowiderstandskurven für die beiden Schichten MAu2 (x) und MAu3 (□), wobei die Kurve für MAu2 absolut so verschoben wurde, daß die Meßpunkte für B=0 mT zusammenfallen. Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet. Die aus dem Bereich kleiner Felder bestimmte effektive, inelastische Streuzeit in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die charakteristischen Felder und die zugehörigen Streuzeiten sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Tabelle 4.2: *Zusammenstellung der charakteristischen Felder B_i und der zugehörigen Streuzeiten τ_i für die drei Goldschichten MAu1, MAu2 und MAu3. B_{so} = 0.03 T (konstant).*

T in mK	MAu1		MAu2		MAu3	
	B_i in mT	τ_i in ns	B_i in mT	τ_i in ns	B_i in mT	τ_i in ns
4	—	—	0.018	4.40	—	—
10	—	—	0.018	4.40	—	—
11	0.11	1.31	—	—	—	—
20	—	—	0.020	3.87	0.024	2.39
22	0.12	1.20	—	—	—	—
25	—	—	0.022	3.52	—	—
34	—	—	0.024	3.23	—	—
42	0.15	0.96	0.026	2.97	—	—
58	—	—	0.031	2.50	0.038	1.50
80	0.19	0.76	—	—	—	—
97	—	—	0.038	2.04	0.053	1.07
134	—	—	0.044	1.76	—	—
160	0.25	0.57	—	—	—	—
220	0.28	0.51	0.058	1.33	0.077	0.74
310	—	—	0.068	1.14	0.088	0.65

Zusammenfassend können für alle drei Goldschichten folgende Punkte festgehalten werden:

1. Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur wird durch die Coulomb-Anomalie bestimmt.

2. Der Magnetowiderstand wird im gesamten Feld- und Temperaturbereich durch die Schwache Antilokalisierung bestimmt.

3. Für die $\tau_i(T)$-Abhängigkeit gilt: $1/\tau_i \sim T^p$ mit p zwischen 0.4 und 0.5.

4. Bis 10 mK kann eine logarithmische Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur beobachtet werden. Für noch tiefere Temperaturen kann die in der Schicht erzeugte Wärme nicht abgeführt werden.

5. Es gibt eine extrem schwache Abhängigkeit zwischen der in der Schicht freigesetzten Leistung und der minimalen Elektronentemperatur T_{me}. Es ist: $T_{me} \sim (I^2 R)^{0.1}$.

6. Die Reproduzierbarkeit ist gesichert.

4.2.2. Untersuchungen an Magnesium

Wie im Kapitel 2 erklärt wurde, entscheidet die relative Stärke der verschiedenen Streumechanismen, welche Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit die untersuchten Effekte zeigen. Bezüglich des Magnetowiderstandes gilt die Aussage, daß abnehmende Temperatur die Spin–Bahn–Streuung begünstigt. Da Gold ohnehin eine starke Spin–Bahn–Kopplung besitzt, dominiert sie in dem gesamten Temperatur- und Feldbereich.

Leichte Elemente besitzen eine schwächere Spin–Bahn–Kopplung. Durch Temperatur- und Feldvariation kann dann der Übergang zwischen der Schwachen Antilokalisierung und der Schwachen Lokalisierung beobachtet werden, wie durch Untersuchungen an Magnesium zwischen 4.2 und 0.085 K gezeigt wurde [19]. An einer Magnesiumschicht sollte daher, vergleichend zum Gold, das Verhalten eines Systems mit deutlich reduzierter Spin–Bahn–Kopplung untersucht werden. Zusätzlich kann aus der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes die Frage geklärt werden, ob das an den Goldschichten beobachtete Verhalten unterhalb von 10 mK eventuell materialspezifisch ist.

Die Tatsache, daß die Probe zeitweise unter atmosphärischen Bedingungen gehalten werden muß, macht es notwendig, sie vor Oxidation zu schützen. Dazu wurde die Schicht mit ca. 8000 Å Magnesiumfluorid bedeckt. Da Magnesium sublimiert, kann man die Aufdampfrate nur sehr schlecht konstant halten. Kleine Magnesiumpartikel, die auf den Schwingquarz fallen, erschweren außerdem die Dickenkontrolle. Die Absolutwerte, die in die Dicke eingehen, sind daher mit entsprechender Vorsicht zu betrachten.

In der Abb. 4.13 ist die Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes im Nullfeld und für $B = 60$ mT dargestellt. Der Unterschied in den Steigungen beträgt 0.25. Wären die Lokalisierungseffekte durch das Magnetfeld vollständig unterdrückt, so erwartete man für $F = 0$ eine Steigung von 1.0 (wieder bezogen auf die Leitfähigkeitsänderung $\Delta L/L_{00}$). Dieser Wert wird zwar für das Feld von 60 mT erreicht, die Lokalisierungseffekte sind aber sicherlich noch nicht vollständig unterdrückt. Daraus kann gefolgert werden, daß es im Fall von Magnesium, ebenso wie beim Gold, eine

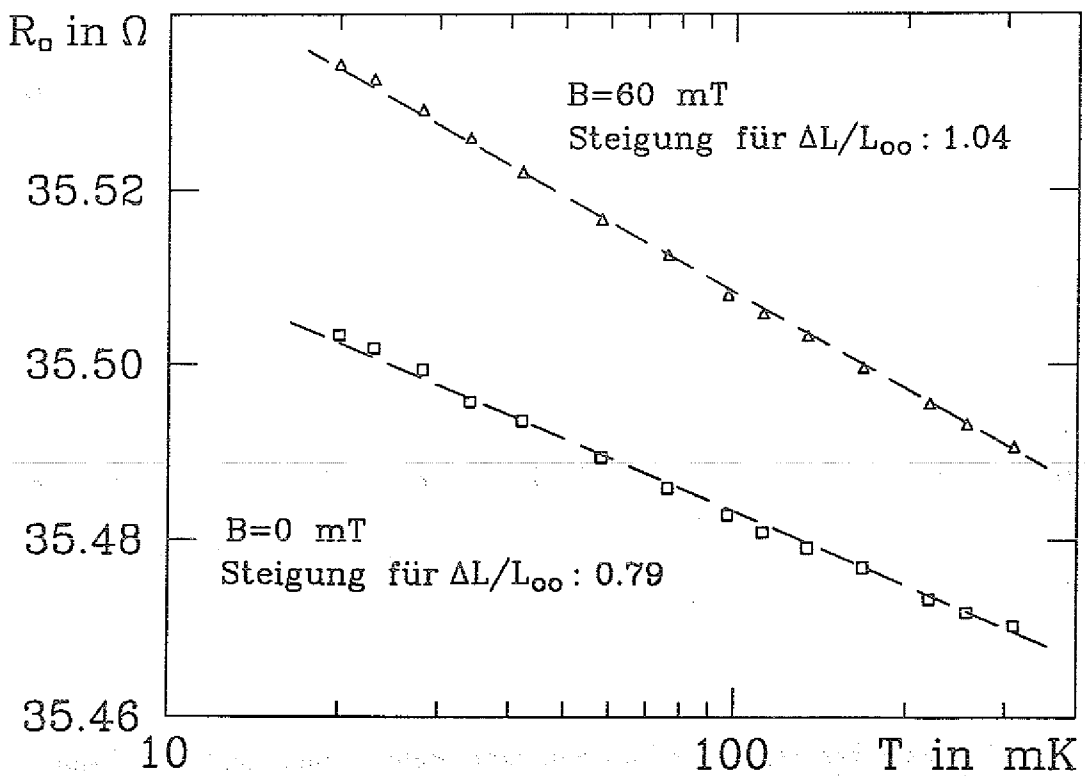


Abbildung 4.13: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes im Nullfeld und für $B = 60$ mT für die Schicht MMg.*

überschüssige Streurate gibt, wobei der Überschuß aber kleiner ist.

Die Abb. 4.14 zeigt eine Auswahl der gemessenen Magnetowiderstandskurven. Der oben erwähnte Übergang zwischen der Schwachen Antilokalisierung und der Schwachen Lokalisierung sollte in den Magnetowiderstandskurven sichtbar werden. Im Falle der WAL nimmt der Widerstand mit betragsmäßig wachsendem Feld zu, während im Falle der WL der Widerstand mit zunehmendem Feld kleiner wird. Die R(B)–Abhängigkeit sollte also ein Verhalten wie die punktierte Kurve in Abb. 2.4 Abschnitt 2.3 zeigen, wobei der Vorzeichenwechsel in der Steigung für höhere Temperaturen früher (d.h. bei kleineren Feldern) erfolgen sollte. Die Kurve für T = 310 mK läßt erkennen, daß der WAL/WL–Übergang gerade erst auftaucht, die verfügbaren Felder aber zu klein sind, um in den durch die Schwache Lokalisierung bestimmten Bereich vorzudringen. Nach [19] sollte der WL–Bereich bei T = 310 mK und B = 60 mT deutlich sichtbar werden. Es gibt nur einen Grund für diese Unstimmigkeit. Das in [19] eingesetzte Magnesium hatte eine Reinheit von 99.998%.

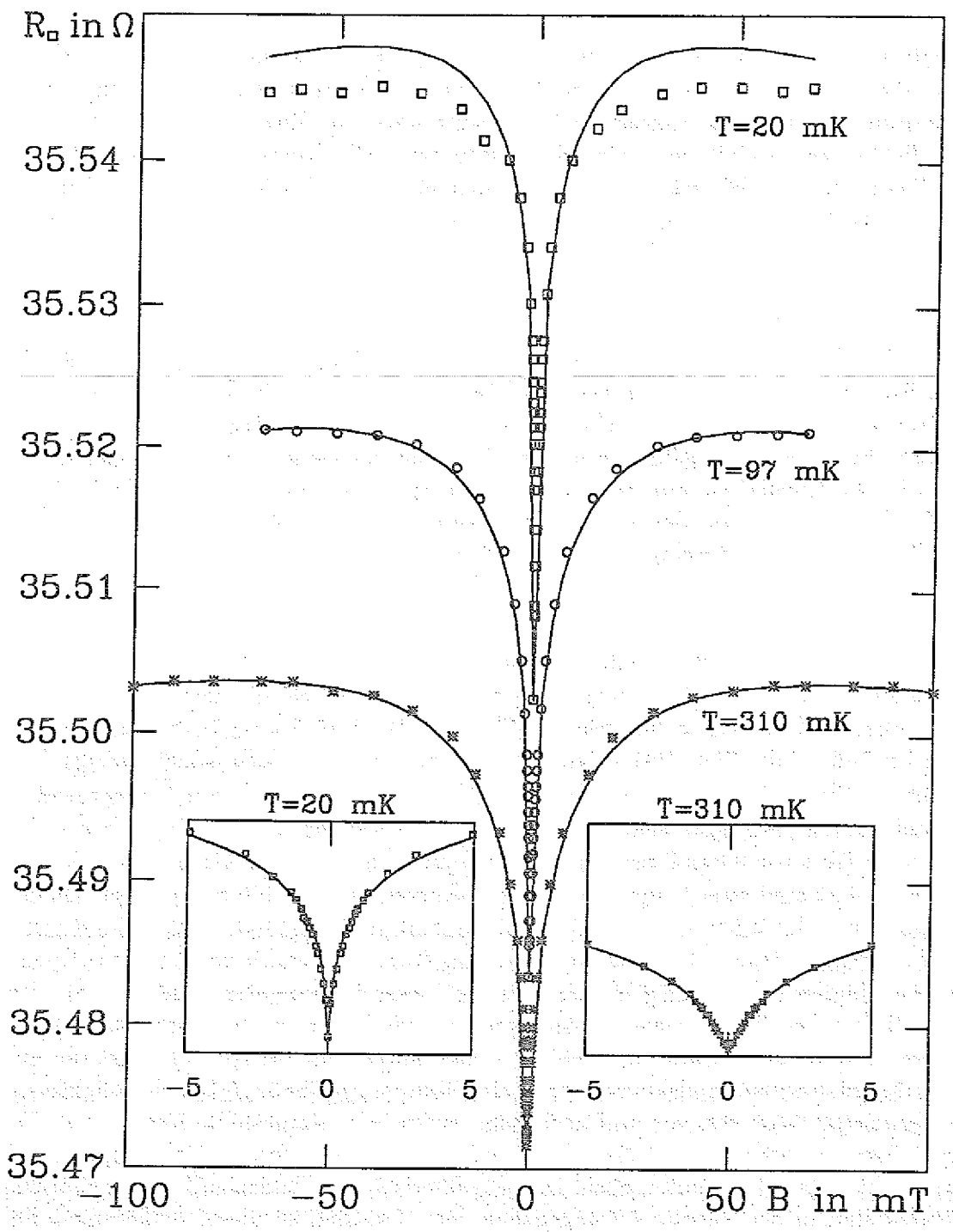


Abbildung 4.14: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes der Schicht MMg für verschiedene Temperaturen.*

Trotz größter Bemühungen ist es uns nicht gelungen, Magnesium dieser Qualität zu erhalten. Offenbar besteht keine hinreichende Nachfrage nach hochreinem Magnesium. Das von uns eingesetzte Magnesium hatte die Reinheit von 99.98%. Die häufigsten Verunreinigungen sind dabei Schwermetalle (vorzugsweise Blei). Schwere Elemente sind aber starke Spin–Bahn–Koppler, d.h., das Magnesium besitzt auf Grund der Verunreinigungen eine erhöhte Spin–Bahn–Streurate. Damit ist die Antwort auf die Frage, warum der WAL/WL–Übergang nicht beobachtet werden konnte, gegeben.

Noch bevor die Messungen an dieser Schicht abgeschlossen waren, entstand durch ein Erdbeben am 13.04.92 ein Leck im ^{3}He/^{4}He –Kreislauf. Die eingedrungene Luft gefror im Kryostaten und verursachte eine Blockade des Kreislaufes. Es verging eine Woche bis dieses Leck gefunden wurde. Während der ganzen Zeit wurde der Kryostat bei 4.2 K gehalten, um die Schicht nicht unnötig zu tempern. Nachdem das Leck gefunden wurde, mußte der Kryostat bis Raumtemperatur aufgewärmt, die undichte Stelle beseitigt und die eingedrungene Luft entfernt werden. Diese Arbeiten nahmen ca. 10 Stunden in Anspruch. Danach wurde der Kryostat sofort wieder gekühlt.

Es war klar, daß ein zehnstündiger Tempervorgang bei Raumtemperatur die Schicht verändern würde. Die Änderung sollte aber hauptsächlich die elastische Streurate und über die Unordnung die Elektron–Elektron–Wechselwirkung betreffen, aber wenig Einfluß auf die Spin–Bahn–Streuprozesse haben. Es hat sich jedoch gezeigt, daß auch die Spin–Bahn–Streuung stark verändert wurde. Das aus den Magnetowiderstandskurven bestimmte Feld B_{so} betrug vor dem Aufwärmen 0.012 T, während danach ein Wert von 0.022 T bestimmt wurde (zur Erinnerung: bei Gold war es 0.03 T). In Abb. 4.15 sind zwei Magnetowiderstandskurven für $T = 100$ mK gezeigt. Da der Absolutwert des Widerstandes sich ebenfalls stark verändert hat, wurden die Kurven auf Leitfähigkeitsänderung umgerechnet. Eine Kurve (□) wurde vor dem Aufwärmen und die andere (x) danach gemessen. Die Ergebnisse sind so unterschiedlich, daß man praktisch sagen kann, es handelt sich um zwei völlig verschiedene Schichten. Trotz dieser Unterschiede wurde die Schicht weiter untersucht. In Abb. 4.16 ist die aus den Magnetowiderstandskurven ermittelte Temperaturabhängigkeit der effektiven, inelastischen Streuzeit vor und nach dem Aufwärmen dargestellt. Auch die $\tau_i(T)$–Abhängigkeit zeigt etwas unterschiedliche Steigungen, die aber im Rahmen der Meßgenauigkeit praktisch untergehen. Die charakteristischen Felder und die zugehörigen Zeiten sind in der Tabelle 4.3 angegeben. Die Ursachen all dieser Änderungen liegen wahrscheinlich in der verstärkten Diffusion bei Raumtemperatur. Bedenkt man, daß das Magnesiumfluorid ebenfalls verunreinigt ist, so können durch die Diffusion weitere Verunreinigungen in die Schicht gelangen und so die Spin–Bahn– und magnetische Streurate ändern.

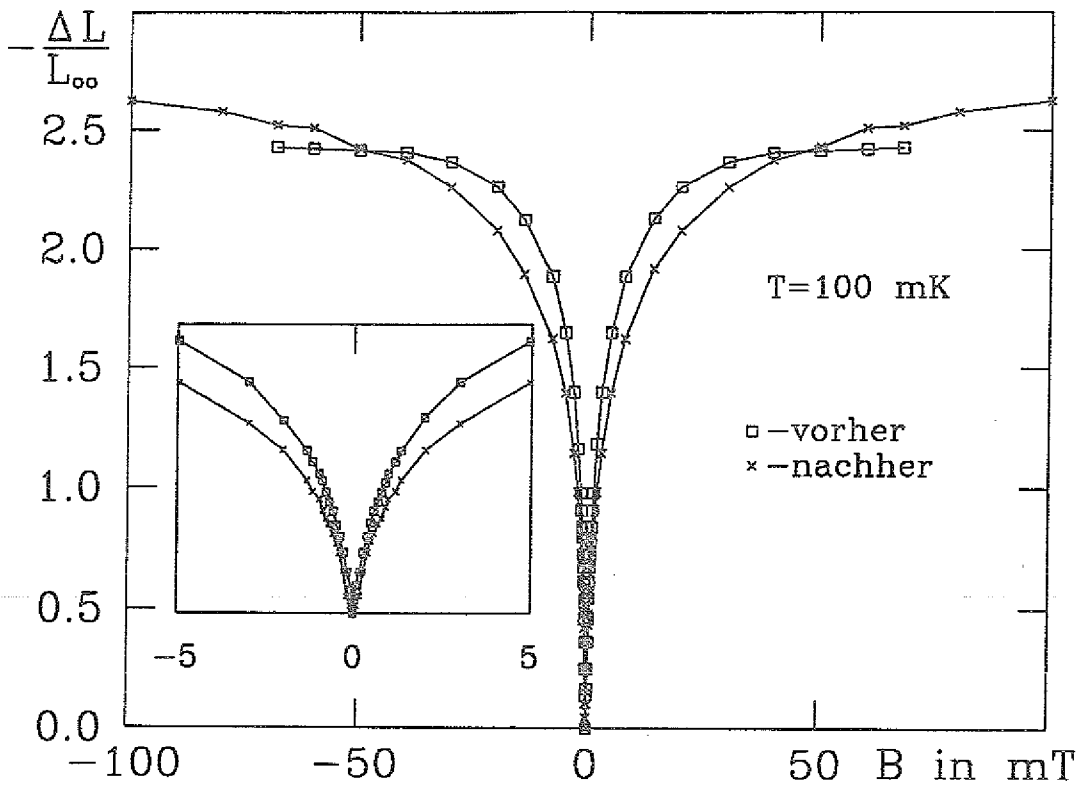


Abbildung 4.15: *Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur für die Magnesiumschicht vor und nach dem Aufwärmen.*

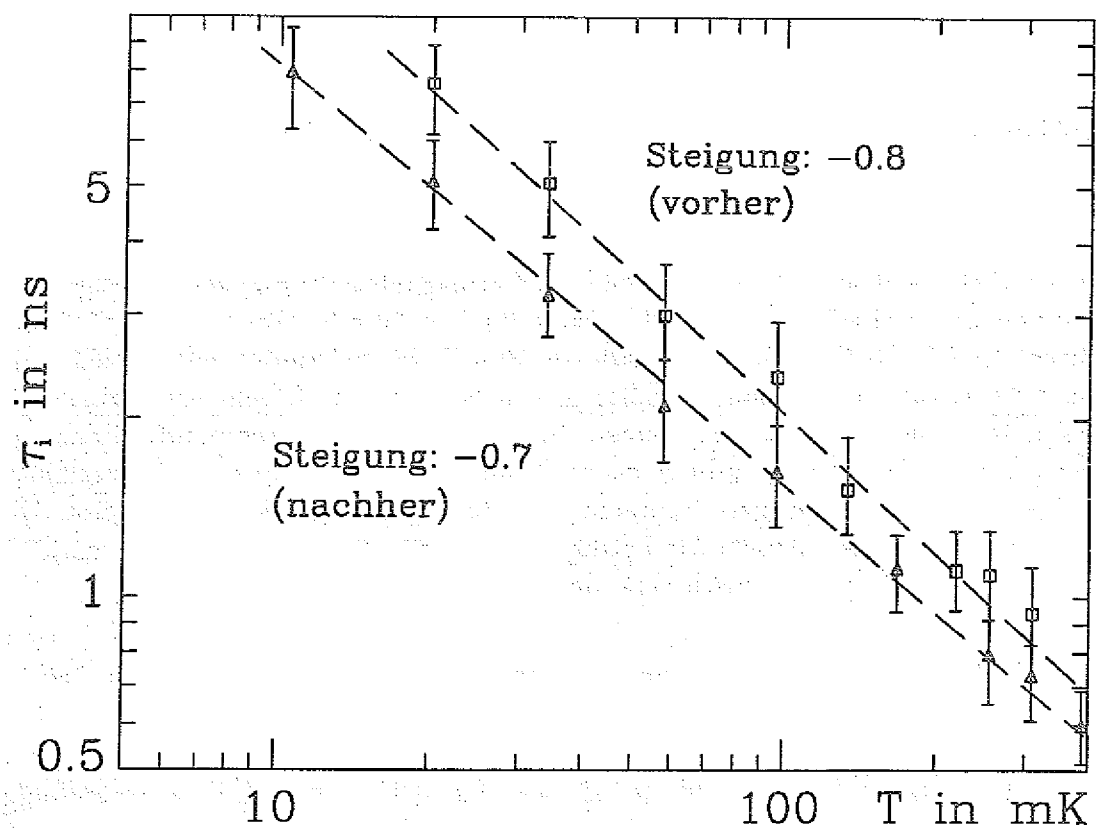


Abbildung 4.16: *Inelastische Streuzeit für die Magnesiumschicht vor und nach dem Aufwärmen.*

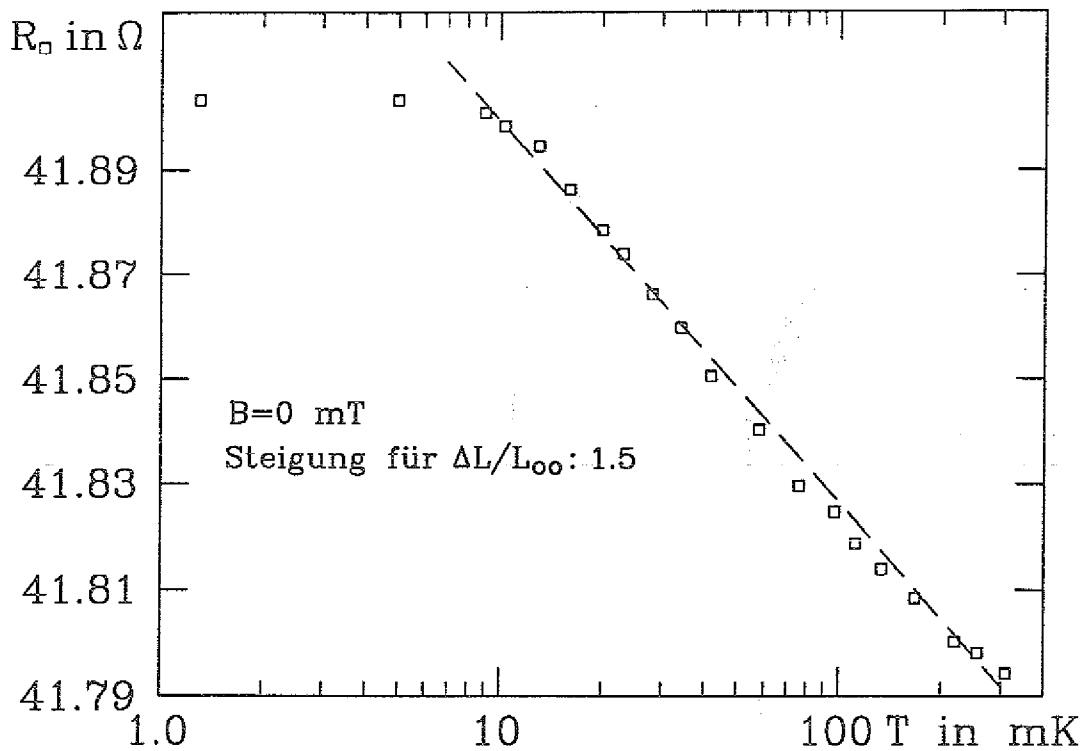


Abbildung 4.17: *R(T)-Abhängigkeit für die Magnesiumschicht nach dem Aufwärmen.*

In der Zeit vor dem Erdbeben wurde kein Entmagnetisierungszyklus durchgeführt und entsprechend gibt es keine R(T)–Daten für T < 20 mK. Wenn das bei Gold beobachtete R(lnT)–Verhalten unterhalb von 10 mK, wie behauptet, mit der Kühlung der Schicht zusammenhängt, so sollte man dieses auch nach dem Aufwärmen der Magnesiumschicht beobachten können. In Abb. 4.17 ist die Temperaturabhängigkeit gezeigt. Wie erwartet, gibt es bis ca. 10 mK eine logarithmische Abhängigkeit, während für noch niedrigere Temperaturen der Widerstand konstant bleibt. Die Steigung des linearen Abschnitts beträgt 1.5 (wie üblich auf $\Delta L/L_{oo}$ bezogen); sie hat sich also ebenfalls drastisch verändert.

Abschließend können für Magnesium die folgenden Punkte festgehalten werden:

1. Wie beim Gold gibt es bis 10 mK eine logarithmische Temperaturabhängigkeit des Widerstandes, die durch die Coulomb-Anomalie bestimmt wird. Die fehlende R(lnT)–Anhängigkeit unterhalb von 10 mK ist also nicht materialspezifisch, sondern, wie behauptet, durch die mangelnde Fähigkeit, die erzeugte

Tabelle 4.3: *Zusammenstellung der charakteristische Feld B_i und der zugehörigen Streuzeiten τ_i für verschiedene Temperaturen für die Schicht MMg.*

	vorher		nachher	
T in mK	B_i in mT	τ_i in ns	B_i in mT	τ_i in ns
10	—	—	0.009	7.97
20	0.008	7.62	0.014	5.12
34	0.012	5.08	0.022	3.26
58	0.021	2.90	0.034	2.11
97	0.028	2.18	0.044	1.63
134	0.040	1.52	—	—
168	—	—	0.065	1.10
220	0.055	1.11	—	—
256	0.060	1.02	0.090	0.80
310	0.075	0.81	0.098	0.73
390	—	—	0.120	0.60

Wärme abzuführen, bedingt.

2. Verglichen mit Gold besitzt Magnesium eine deutlich reduzierte Spin–Bahn–Streurate. Bedingt durch Verunreinigungen wird der Magnetowiderstand aber durch die WAL dominiert. Der WAL/WL–Übergang für 99.98% reines Magnesium liegt jenseits von 300 mK und 100 mT.

3. Die Schichtparameter werden durch die Verweildauer bei Raumtemperatur stark verändert.

4.2.3. Diskussion

Alle drei Goldschichten zeigen trotz der Unterschiede in Dicke, Aufdampfbedingungen und Substratvorbehandlung recht ähnliche Eigenschaften. Ein optimaler thermischer Kontakt zum Kühlfinger ist offenbar von großer Bedeutung für die erreichbaren T_{me}. Die Steigung der R(lnT)–Abhängigkeit ist bei allen Schichten nahezu gleich und beträgt 1.0 (für T > 10 mK und im Nullfeld). Ein Feld von 60 mT erhöht diesen Wert um 0.1. Dies ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß ein Magnetfeld die Lokalisierungseffekte unterdrückt. Der Exponent in der $\tau_i(T)$–Abhängigkeit (bestimmt aus den R(B)–Daten) liegt zwischen 0.4 und 0.5.

Die effektive, inelastische Streuzeit τ_i wird durch die folgenden Streumechanismen bestimmt: die Elektron-Phonon–, Elektron–Elektron– und die magnetischen Streuprozesse. Im betrachteten Temperaturbereich spielt die Phononenstreuung allerdings keine Rolle mehr und kann daher vernachlässigt werden. Die Elektron–Elektron–Wechselwirkung ist in ungeordneten Systemen modifiziert und verursacht die Coulomb–Anomalie (s. Kapitel 2). Für reine EEW wird eine lineare Temperaturabhängigkeit von $1/\tau_i$ vorhergesagt [20]. Danach gilt:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{\pi k_B T}{\hbar} \cdot L_{oo} R_\square \ln\left(\frac{1}{2\pi L_{oo} R_\square}\right). \tag{4.2}$$

Für die Schicht MAu2 bei T=100 mK liefert die obige Gleichung eine Streurate von $0.75 \cdot 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$. Die gemessene Streurate beträgt aber $5 \cdot 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$. Im betrachteten Temperaturbereich ist die gemessene Streurate also deutlich größer als die theoretisch berechnete. Die Elektron–Elektron–Prozesse reichen also nicht aus, um die Streurate zu erklären.

Als einzig mögliche Erklärung für die gemessene Streurate verbleiben daher magnetische Streuprozesse. Das verwendete Gold hatte eine Reinheit von 99.999%. Die Konzentration von eventuell vorhandenen magnetischen Verunreinigungen sollte also kleiner als 1 ppm sein. Allerdings verursachen 0.0003 Atomlagen Eisen an der Oberfläche oder im Volumen einer 30 Å dicken Goldschicht bereits eine magnetische Streurate von $7.5 \cdot 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$ bei $T = 2$ K, wie durch gezielte Verunreinigung von Gold mit Fe festgestellt wurde [19]. Der Grund ist das Kondoverhalten von Eisen im Gold. Das Maximum der magnetischen Streurate wurde in [19] bei ca. 0.8 K beobachtet und liegt in etwa bei der Kondotemperatur von 0.88 K. Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden aber weit unterhalb der Kondotemperatur durchgeführt. In diesem Fall soll die Fermi–Flüssigkeit–Theorie für den Kondoeffekt gültig sein, wonach die Spin–Flip–Streuung verschwindet und durch eine inelastische Streurate proportional zu T^2 ersetzt wird. Die untersuchten Proben zeigen aber eine T^p–Abhängigkeit mit p zwischen 0.4 und 0.5. Dieses Verhalten kann nicht verstanden werden und sollte für weitere Untersuchungen Anlaß geben.

Auch für Magnesium ist die nach Gleichung 4.2 berechnete Streurate um einen Faktor fünf kleiner als die gemessene. Demnach spielt auch hier die magnetische Streuung eine wichtige Rolle, ihr Beitrag ist aber schwächer als bei Gold. Diese Tatsache wird auch in der $\tau_i(T)$–Abhängigkeit sichtbar. Der gemessene Exponent liegt bei Magnesium zwischen 0.7 und 0.8, also deutlich näher an dem für reine EEW erwarteten Wert. Eisenverunreinigungen in Magnesium zeigen ebenfalls ein Kondo-artiges Verhalten. Die Kondotemperatur liegt bei ca. 45 K [21]. In diesem Fall ist also die Relation $T \ll T_K$ viel besser als beim Gold erfüllt. Vielleicht ist das die Ursache für den größeren Wert des Exponenten p verglichen mit Gold.

Das zweite Resultat der Untersuchungen ist die sehr schwache $T_{me}(I^2R)$–Abhängigkeit. Der ermittelte Exponent beträgt 0.1 und das bedeutet, daß die Energieflußrate mit T^{10} variiert. Wie bereits erwähnt, wird die Energie zuerst in das Elektronensystem der Schicht gepumpt. Die daraus resultierende Anhebung der Elektronentemperatur über die Gittertemperatur ist gegeben durch $dT = d\dot{Q} \cdot (\tau_{ep}/(\gamma T))$ [22]. Dabei bedeuten τ_{ep} die Elektron–Phonon–Relaxationszeit und γT die elektronische Wärmekapazität. Unter der Annahme, daß $1/\tau_{ep} \sim T^p$ ist, folgt für die Energieflußrate: $\dot{Q} \sim T^{p+2}$. Es gibt theoretische Vorhersagen, wonach die Elektron–Phonon–Streurate für dreidimensionale Phononen mit T^4 [23] variiert. Daraus ergibt sich für die Energieflußrate ein Exponent von 6. Ein Exponent von 10 kann nach dem bisherigen Wissensstand theoretisch nicht begründet werden. Es ist jedoch zu bedenken, daß die wahrscheinlichste Phononenwellenzahl durch $q \approx (2kT)/(\hbar c)$ gegeben ist [13], wobei c die Schallgeschwindigkeit bedeutet. Daraus resultiert für Gold (c=1200 m/s) bei T=100 mK eine thermische Wellenlänge von ca. 300 nm. Die Dicke der Schicht beträgt hingegen nur ca. 7 nm. Die Annahme dreidimensionaler Phononen ist also zumindest fraglich. Allerdings befinden sich sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Arbeiten auf diesem Gebiet erst in ihrem Anfangsstadium, so daß hier in Zukunft weitere Ergebnisse zu erwarten sind.

Abschließend kann festgehalten werden, daß das im Abschnitt 3.3 beschriebene Verfahren die Untersuchung der Lokalisierungseffekte und der Coulomb–Anomalie bis ca. 10 mK erlaubt. Unterhalb von 10 mK kann die in der Schicht erzeugte Wärme nicht mehr abtransportiert werden. Die Phononenkühlung ist zu uneffektiv. Um den Temperaturbereich unterhalb von 10 mK zu erschließen, wurde die SQUID–Methode entwickelt, die eine bessere Kühlung der Schicht ermöglicht.

4.3. Ergebnisse und Diskussion der SQUID–Methode

Mit der in Abschnitt 3.6 beschriebenen SQUID–Methode wurden zwei Schichten untersucht. Sie werden im folgenden als SAu1 und SAu2 bezeichnet. Die erste untersuchte Schicht sollte die grundsätzliche Funktionsfähigkeit des Meßkreises zeigen und erste Aussagen über die Durchführbarkeit der Messungen im Hinblick auf die Verträglichkeit des SQUID–Meßkreises mit den starken Magnetfeldern während des Betriebs der Entmagnetisierungsstufe liefern. In der folgenden Tabelle sind einige Parameter der beiden Schichten zusammengestellt. Die Werte in den Klammern für die Schicht SAu2 ergeben sich durch eine Korrektur, die weiter unten erläutert wird.

Tabelle 4.4: *Zusammenstellung der relevanten Schichtparameter für die beiden mit der SQUID–Methode untersuchte Goldschichten.*

		SAu1	SAu2	
$R_{Schicht}$ in Ω	:	0.155	0.098	
Länge in μm	:	45	80	
Breite in mm	:	15	15	
Dicke in Å	:	81	87	
ρ in $\mu\Omega$m	:	0.42	0.16	(0.10)
$R_\square$in Ω	:	51.8	18.3	(11.0)
D in m^2s^{-1}	:	$0.9 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$(4.1 \cdot 10^{-3})$
$B_n\tau_n$ in Tps	:	0.176	0.07	(0.04)
$k_F l_o$	:	24	64	(107)

Die auf den folgenden Seiten präsentierten Abbildungen zeigen wieder nur eine Auswahl der verfügbaren Ergebnisse. Alle für die Auswertung herangezogenen Daten sind im Anhang B aufgelistet.

Die erste Schicht (SAu1) wurde wie im Kapitel 3.6 beschrieben hergestellt. In Abb. 4.18 ist die gemessene Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für diese Schicht für zwei extrem unterschiedliche Ströme durch die Probe gezeigt. Die in der Schicht freigesetzte Leistung beträgt $6.2 \cdot 10^{-13}$ bzw. $1.55 \cdot 10^{-9}$ W. Der entscheidende Unterschied zu den früheren Schichten ist das Verhalten unterhalb von 10 mK. Bis zu den tiefsten, erreichbaren Temperaturen (ca. 2.5 mK) steigt der Widerstand kontinuierlich an. Das leichte Abflachen der Kurve für die niedrigsten Temperaturen ist durch die sehr langen Relaxationszeiten (Stunden) bedingt und somit meßtechnischer Natur. Die leichte Krümmung in dem Bereich um 100 mK kann auf eine etwas ungenaue Thermometrie in diesem Bereich zurückgeführt werden. Die Steigung der R(lnT)–Abhängigkeit (für 2 μA) beträgt ca. 3.7 (wie üblich auf die Änderung der

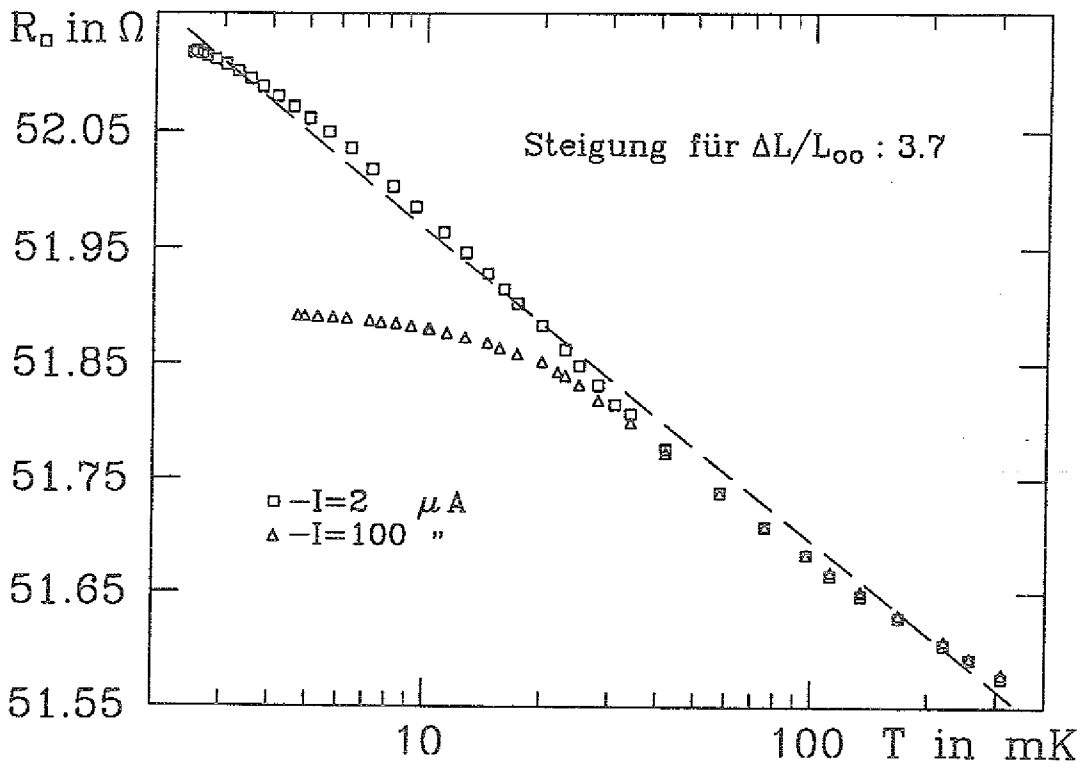


Abbildung 4.18: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die Schicht SAu1.*

Leitfähigkeit bezogen): Ein unrealistisch hoher Wert.

Die zweite Kurve (100 μA) zeigt, daß es auch bei dieser Anordnung möglich ist, die Schicht zu überhitzen. Allerdings tritt dieser Effekt, verglichen mit den hochohmigen Proben, erst bei viel höheren Leistungen auf. Die Steigung der R(T)–Abhängigkeit im Feld (B = 60 mT) ist praktisch die gleiche wie im Nullfeld. Die Messungen unterhalb von 20 mK wurden nach dem in Abschnitt 3.5 beschriebenen 'single shot'–Verfahren durchgeführt, da sonst das Magnetisierungsfeld der Stufe das SQUID zu sehr stört.

In Abb. 4.19 ist der Magnetowiderstand für verschiedene Temperaturen gezeigt. Die Daten können durch die Theoriefunktion nach Gleichung (2.14) nicht angepaßt werden. Die Breite der gemessenen R(B)–Abhängigkeit ändert sich aber wie die Einschübe für T = 20 und T = 310 mK zeigen. Diese Tatsache erlaubt eine, wenn auch fragliche, Bestimmung der inelastischen Streurate wie es bei den früheren Schichten der Fall war.

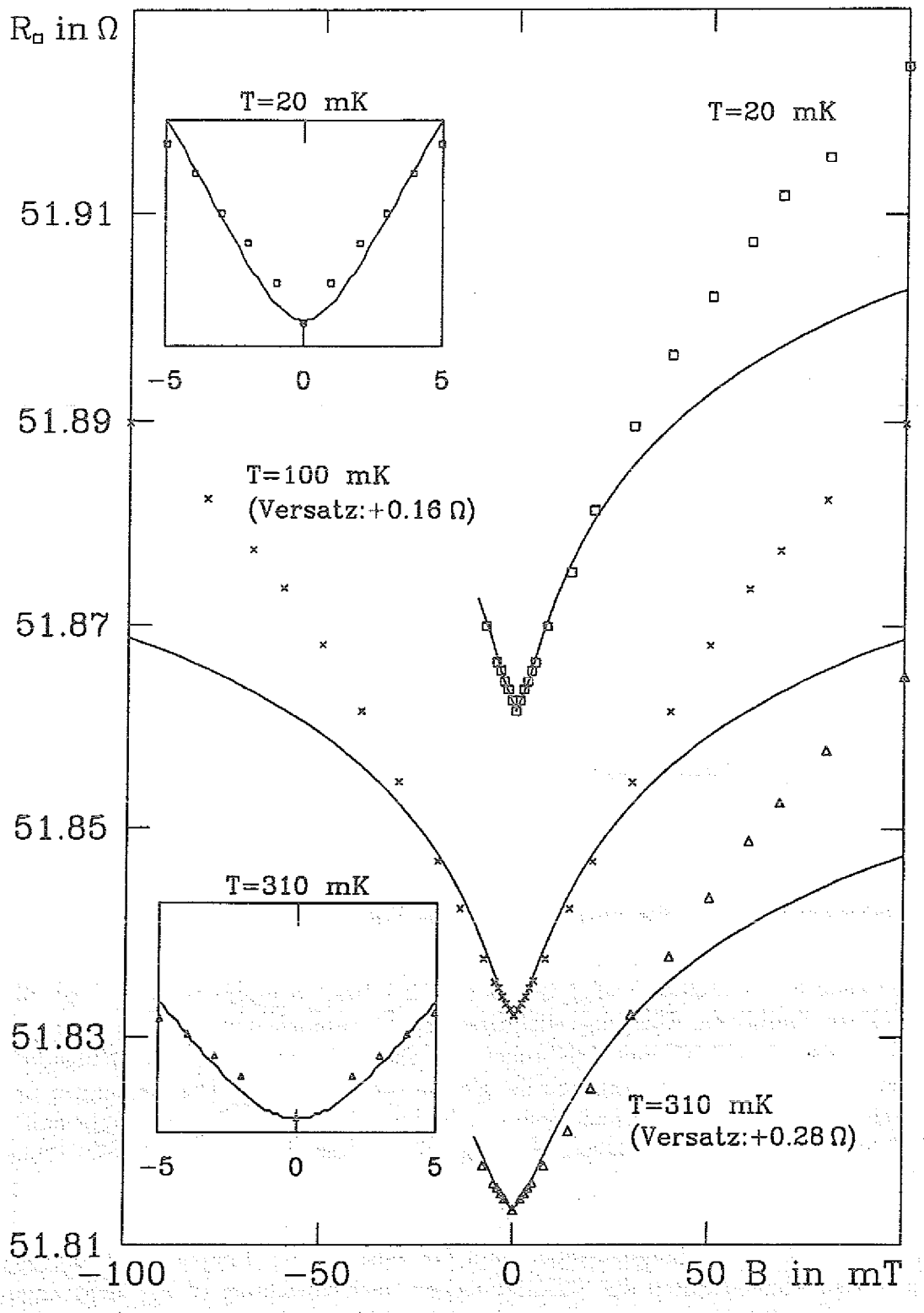


Abbildung 4.19: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen für die Schicht SAu1.*

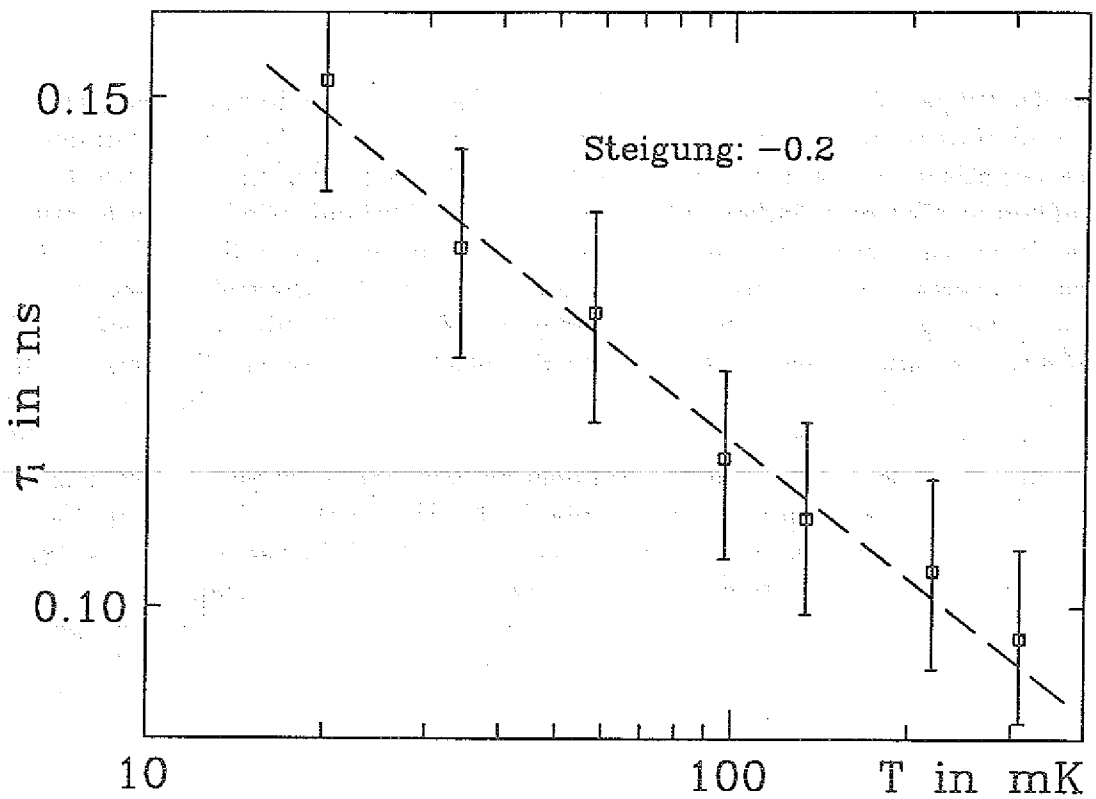


Abbildung 4.20: *Temperaturabhängigkeit der effektiven, inelastischen Streuzeit für die Schicht SAu1.*

Das Ergebnis ist in Abb. 4.20 gezeigt. Auch die inelastische Streuzeit τ_i zeigt eine deutlich unterschiedliche Temperaturabhängigkeit. Die Zahlenwerte von τ_i und B_i sind in der Tabelle 4.5 angegeben. Das charakteristische Feld für die Spin–Bahn–Streuung wurde auch hier, wie bei den hochohmigen Goldschichten, zu 0.03 T gewählt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die neue SQUID–Methode das gesteckte Ziel, die Schicht effektiver zu kühlen, sehr gut erfüllt. Die sehr starke R(lnT)–Abhängigkeit und das ungewöhnliche R(B)–Verhalten sind sehr wahrscheinlich auf die Probenpräparation zurückzuführen. Vermutlich besteht kein direkt–metallischer, sondern nur ein tunnelartiger Kontakt zwischen den Elektroden und der Schicht. Die Ursache ist ein an den Kontakten adsorbierter, nichtleitender Schmutzfilm, der den direkten elektrischen Kontakt verhindert. Die gemessene Widerstandsänderung wird dann durch die Überlagerung der Lokalisierungs– und Wechselwirkungseffekte mit den Tunnelprozessen bestimmt.

Bei der Präparation der zweiten Schicht sollte der elektrische Kontakt zwischen den Kontaktflächen und der Schicht verbessert werden, um so die obigen Vermutungen bestätigen oder widerlegen zu können. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde das Aufdampfverfahren geändert. Als erstes wurde der Abstand zwischen den Kontaktflächen auf ca. 4 mm vergrößert (gegenüber 45 μm bei der ersten Schicht). Die elektrischen Verbindungen wurden wie bei der ersten Schicht hergestellt. Anschließend wurde die eigentliche Schicht im Kryostaten aufgedampft. Bis auf die wesentlich größere Schichtlänge waren die Schritte die gleichen wie bei der Präparation der Schicht SAu1, die in diesem Zustand fertig wäre. Bei der Herstellung von SAu2 wurde aber ein weiterer Aufdampfschritt hinzugefügt. Dazu wurde die Schicht bis Raumtemperatur aufgewärmt und auf dem Substrathalter ein 80 μm Draht direkt über die Schicht gespannt. Danach wurde die Schicht wieder in den Aufdampfkryostaten eingebaut und so schnell wie möglich (der Druck in der Aufdampfkammer sollte nicht zu schlecht werden) gekühlt. Nachdem die Arbeitstemperatur erreicht wurde, dampft man ca. 1500 Å Gold zusätzlich auf die Kontaktflächen und die Schicht (bis auf die drahtgeschützte Fläche) auf. Der Drahtdurchmesser bestimmt also die neue Länge der Schicht. Der Druck während des Nachbedampfens war eine Zehnerpotenz schlechter als sonst. Die Aufdampfrate war wesentlich größer und betrug ca. 1.8 Å/s.

Die gemessene Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes ist in Abb. 4.21 für verschiedene Probenströme gezeigt. Aus den Kurven für die Ströme von 13.6 und 34 μA erkennt man zuerst, daß auch diesmal eine Überhitzung der Schicht möglich ist. Des weiteren kann geschätzt werden, mit welcher Potenz der Jouleschen Wärme T_{me} variiert. Das Ergebnis lautet: $T_{me} \sim (I^2R)^{0.3}$, d.h. die Kühlung ist tatsächlich wirksamer als bei den hochohmigen Schichten (für die galt $T_{me} \sim (I^2R)^{0.1}$). Die angegebene Steigung von 1.5 kann erst nach der Analyse der R(B)-Daten ermittelt werden. Die Kurven für die Ströme von 0.14 und 0.68 μA haben bei ca. 10 mK einen Knick, der für den Probenstrom von 0.14 μA sogar etwas deutlicher ausgeprägt ist als für 0.68 μA. Er ist nicht durch die Überhitzung der Schicht bedingt. Bevor diese Behauptung untermauert wird, ist es zweckmäßig, die Magnetowiderstandskurven zu betrachten.

Abb. 4.22 zeigt das R(B)-Verhalten für $T = 134$ mK. Man erkennt eine große Diskrepanz zwischen der Theoriekurve (durchgezogene Linie) und den Meßpunkten (□). Betrachtet man die Kurven genauer, so stellt man fest, daß es möglich ist, durch eine einfache Korrektur diese Diskrepanz zu beseitigen (es genügt im Prinzip, die Meßwerte mit einem Faktor zu skalieren). Eine solche Vorgehensweise muß natürlich begründet werden. Diese Begründung hängt mit der Meßtechnik und der Präparation der Schicht zusammen.

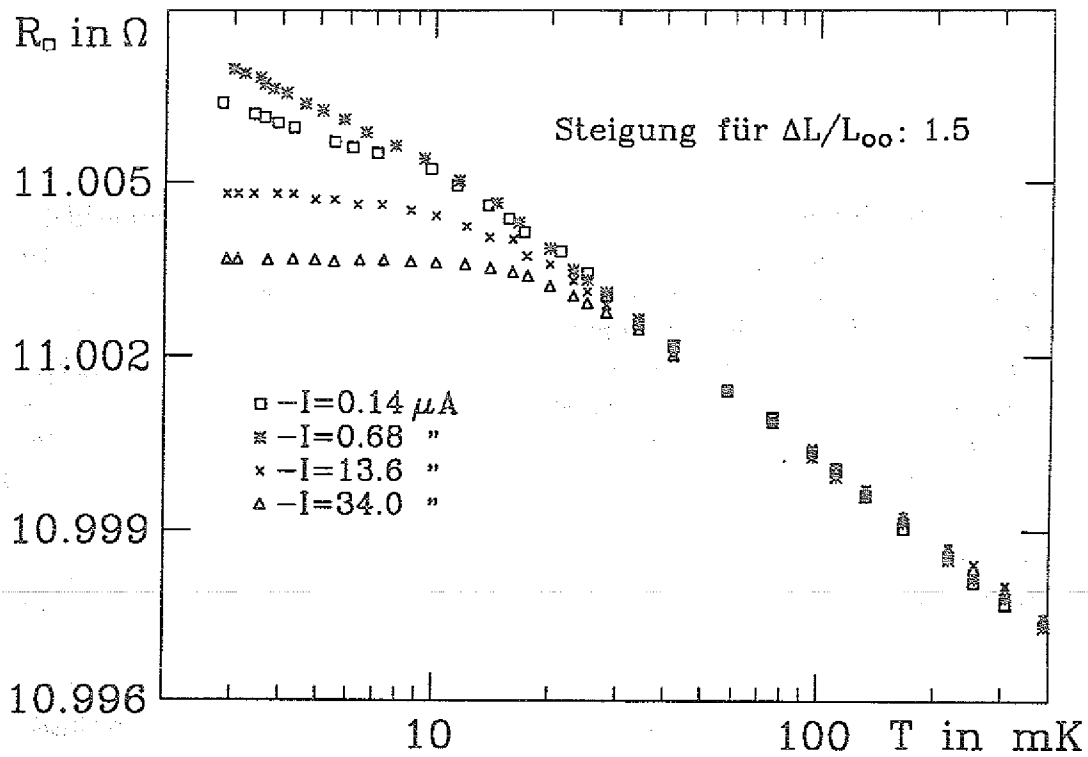


Abbildung 4.21: *Temperaturabhängigkeit des Flächenwiderstandes für die Schicht SAu2.*

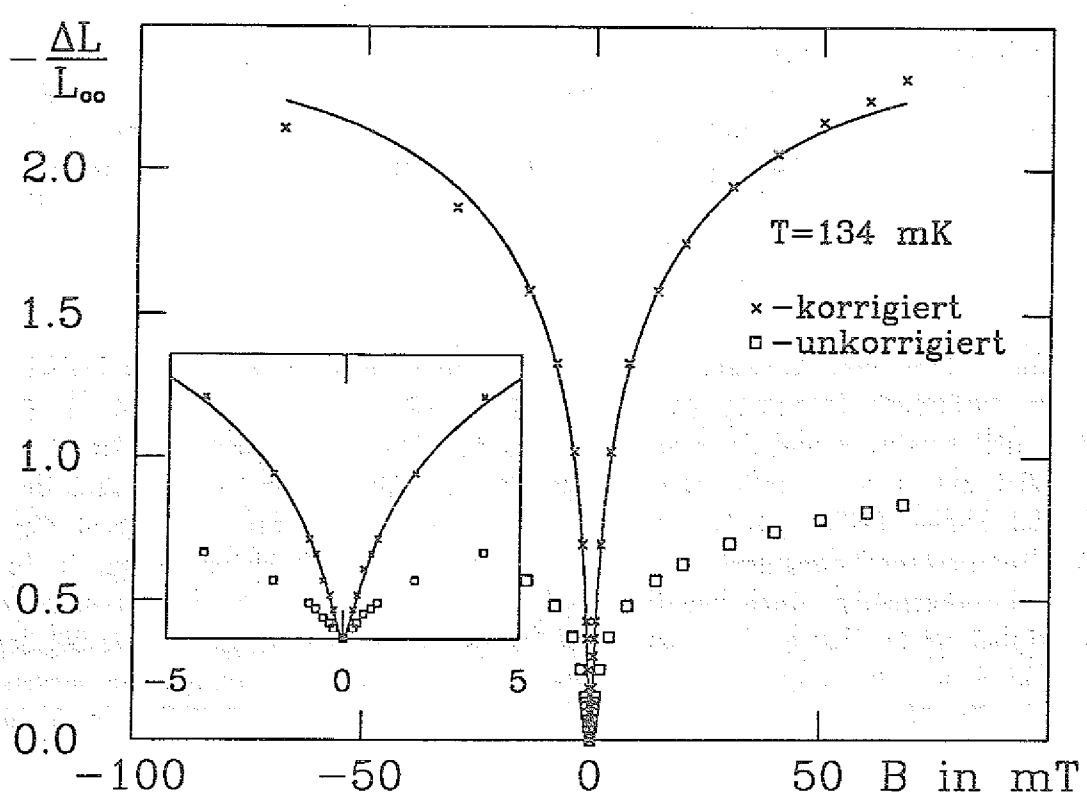


Abbildung 4.22: *Magnetowiderstand der Schicht SAu2 ohne und mit Korrektur.*

Die eingesetzte Meßmethode registriert den Widerstand zwischen den aufgeklebten elektrischen Zuleitungen (vergl. Abb. 3.8). Diese befinden sich aber nicht unmittelbar an der Schicht, sondern in einer gewissen Entfernung. Die eigentliche Meßgröße ist also (im einfachsten Fall) die Summe von zwei Beiträgen: dem Widerstand der Kontaktelektro den auf beiden Seiten und dem Widerstand der eigentlichen Schicht. Ein auf diese Weise korrigierter Datensatz ist in Abb. 4.22 ebenfalls gezeigt (x). Dabei wurde angenommen, daß der in Serie geschaltete 'Vorwiderstand' 0.039 Ω beträgt. Die in Tabelle 4.4 in Klammern angegebenen Zahlenwerte und die Steigung in Abb. 4.21 wurden auf dieser Art korrigiert.

Eine andere Art der Korrektur liefert das gleiche Resultat wie der beschriebene Vorwiderstand. Ändert man die geometrische Schichtlänge von 80 auf 220 μm, so ergibt sich ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theoriefunktion. Bedenkt man, daß die eigentliche Schicht ursprünglich ca. 4 mm lang war und auch diesmal durch eine Adsorbatschicht bedeckt ist, so wird die größere wirksame Schichtlänge verständlich. Die beiden Korrekturen sind nicht unterscheidbar. Wahrscheinlich spielen sogar beide eine Rolle. Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, wurde bei der Auswertung nur die Korrektur mittels Vorwiderstand berücksichtigt.

Beide Korrekturen haben den Nachteil, daß sie nur für eine bestimmte Temperatur ein optimales Ergebnis liefern. Für andere Temperaturen wäre eine kleine Variation dieser Parameter notwendig. Der Wert des Vorwiderstandes müßte z.B. von 0.039 Ω für $T = 134$ mK auf 0.043 Ω für $T = 20$ mK geändert werden, um eine optimale Anpassung zu erreichen. In diesem Fall müßte auch B_i neu bestimmt werden. Das Temperaturverhalten von B_i bzw. τ_i bleibt aber erhalten. Das gleiche gilt für die Schichtlänge als einstellbarer Parameter.

In Abb. 4.23 ist eine Auswahl von Magnetowiderstandskurven gezeigt. Dabei wurde der zusätzliche Parameter (der erwähnte 'Vorwiderstand') für eine Temperatur (134 mK) bestimmt und dann konstant gehalten. Diese Vorgehensweise wurde im Hinblick auf bessere Vergleichbarkeit mit den früheren Daten gewählt. Aus dem Bereich kleiner Felder wurde dann die effektive inelastische Steuzeit τ_i bestimmt. Ihre Temperaturabhängigkeit ist in Abb. 4.24 gezeigt. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 4.5 angegeben. Auch bei dieser Schicht ist die $\tau_i(T)$–Abhängigkeit deutlich schwächer als bei den hochohmigen Proben, aber praktisch die gleiche wie bei der Schicht SAu1. Dies zeigt trotz aller Unterschiede eine gewisse Reproduzierbarkeit. Sowohl die R(lnT)–Abhängigkeit als auch der Exponent in dem $\tau_i(T)$–Verhalten deuten wieder auf magnetische Verunreinigungen hin. Ihr Einfluß ist sogar

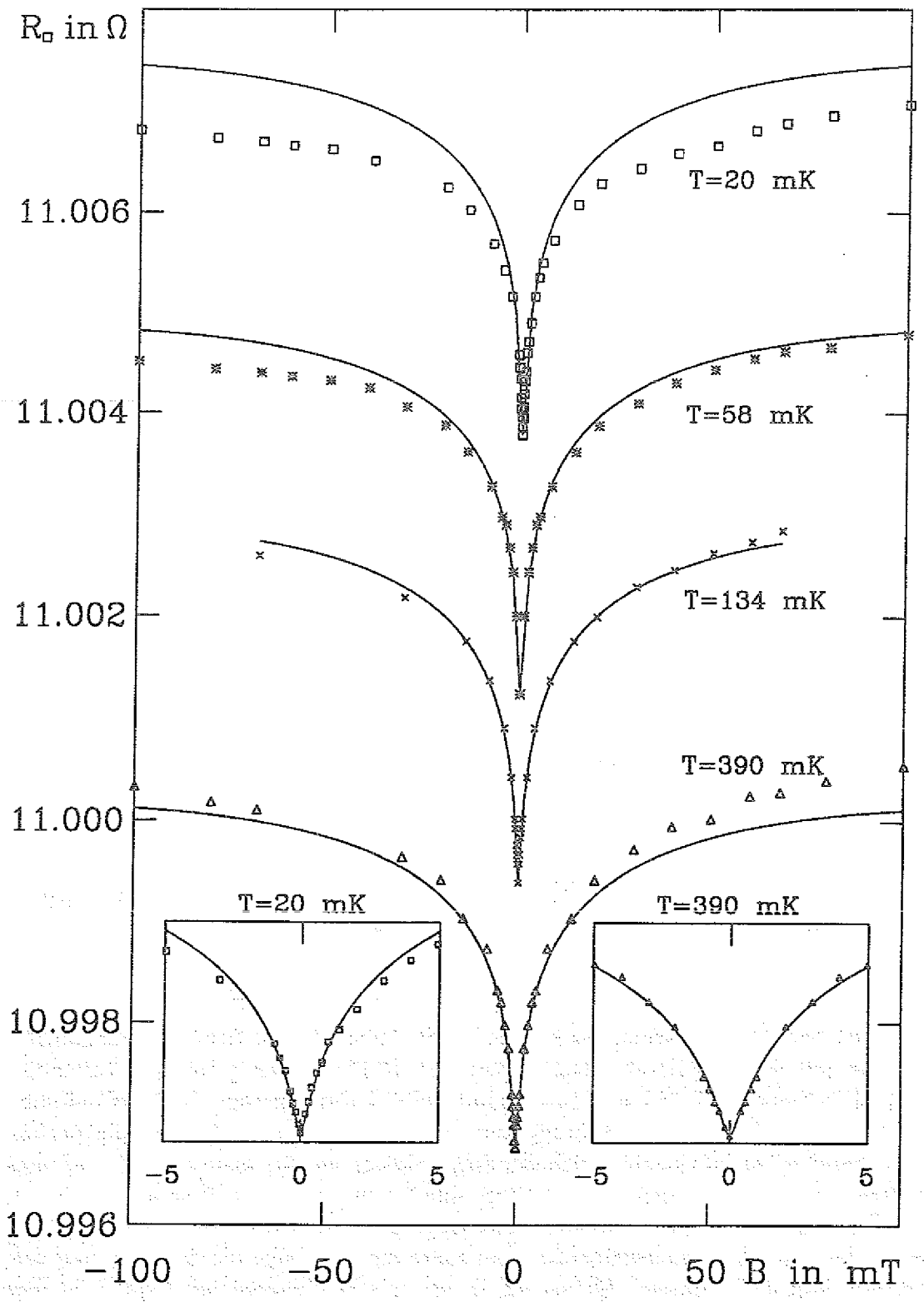


Abbildung 4.23: *Magnetfeldabhängigkeit des Flächenwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen für die Schicht SAu2.*

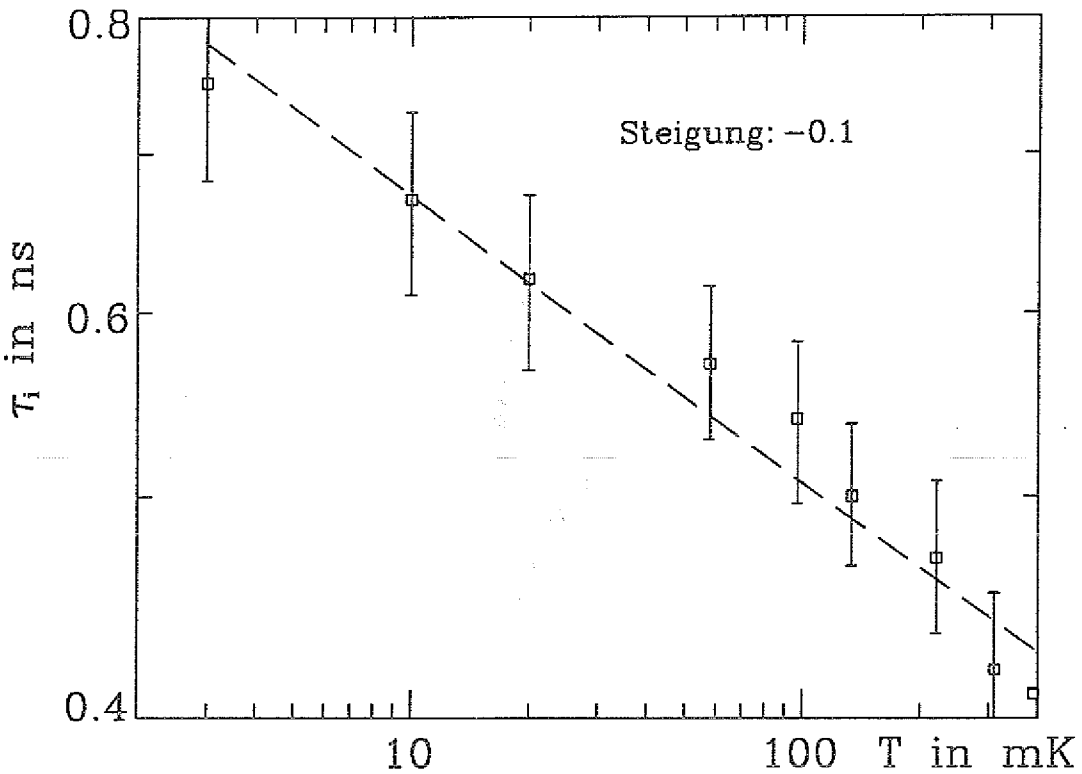


Abbildung 4.24: *Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit für die Schicht SAu2.*

noch stärker als bei den hochohmigen Schichten. Ungeklärt bleibt die Asymmetrie in den R(B)–Daten für höhere Felder. Sie wurde nur bei dieser Schicht (SAu2) beobachtet.

Offen ist noch die Erklärung des Knicks bei ca. 10 mK in der R(lnT)–Abhängigkeit bei den mit der SQUID-Methode gemessenen R(T)–Kurven geringster Verlustleistung (Probenstrom 0.68 und 0.14 μA). In Kapitel 2 wurde gesagt, daß die Coulomb–Anomalie eine Folge der Unordnung und der daraus resultierenden weniger perfekten Abschirmung ist. Es stellt sich die Frage, was geschieht, wenn ein ungeordnetes System (unsere Au–Schicht) in einen großflächigen, nichtohmschen Kontakt (z.B. Tunnelbarriere) mit einer leitenden Unterlage gebracht wird. Wenn die Coulombwechselwirkung langreichweitig ist, dann sollte die Unterlage die Abschirmung verbessern, falls die Tunnelzeit kleiner als die thermische Kohärenzzeit ($\hbar/kT$) ist. Die Unterlage würde in diesem Fall gewissermaßen bei der Abschirmung der dynamischen Prozesse in der Schicht mithelfen. Dadurch würde die Abschirmung effektiver und die Coulomb-Anomalie schwächer. Dies sollte in der R(lnT)–Abhängigkeit (Abb. 4.21) tatsächlich die Steigung reduzieren. Es gibt Experimente, in denen nach einer

Tabelle 4.5: *Zusammenstellung der charakteristischen Felder B_i und der zugehörigen Streuzeiten τ_i für verschiedene Temperaturen für die Schichten SAu1 und Sau2. $B_{so} = 0.03\ T$.*

	SAu1		SAu2	
T in mK	B_i in mT	τ_i in ns	B_i in mT	τ_i in ns
3	—	—	0.053	0.75
10	—	—	0.060	0.67
20	1.1	0.16	0.065	0.62
34	1.4	0.13	—	—
58	1.5	0.12	0.070	0.57
97	1.6	0.11	0.074	0.54
134	1.6	0.11	0.080	0.50
220	1.8	0.10	0.085	0.47
310	1.8	0.10	0.095	0.42
390	—	—	0.098	0.41

solchen Beeinflußung schon früher gezielt gesucht wurde [24]. Die Untersuchungen wurden dabei zwischen 4 und 25 K durchgeführt, und das Resultat war negativ.

Wie bereits erwähnt wurde die hier bis 2 mK untersuchte Schicht SAu2 in drei Schritten hergestellt: Vorbedampfen der Kontaktflächen, Aufdampfen der Schicht und Nachbedampfen der Schicht. Das Nachbedampfen wurde bei 77 K durchgeführt, d.h. es wurde eine ungeordnete Schicht hergestellt. Auch bei dieser Probe können sich zwischen der eigentlichen und der nachbedampften, dicken Kontaktschicht Adsorbate bilden. Das Abflachen unterhalb von 10 mK könnte also dadurch zustande kommen, daß die beiden Schichten sich gegenseitig beeinflussen, wodurch sich dann die Steigung der R(lnT)–Abhängigkeit der Coulomb–Anomalie, wie oben vermutet, ändern würde.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die quantenmechanischen Korrekturen (verursacht durch die Lokalisierungseffekte und die Elektron–Elektron–Wechselwirkung) zur Leitfähigkeit zweidimensionaler, ungeordneter Systeme untersucht. Die Zielsetzung war die Erschließung des Temperaturbereiches von 100 bis 1 mK. Dabei hat sich gezeigt, daß der Wärmeabtransport zur effektiven Kühlung der Schicht von entscheidender Bedeutung ist. Um das Ziel zu erreichen, wurden zwei unterschiedliche Techniken eingesetzt. Bei den im ersten Teil der Arbeit durchgeführten Untersuchungen erfolgte der Wärmeabtransport über das Phononensystem. Der Energiefluß wird dabei im wesentlichen durch drei Größen bestimmt: Elektron–Phonon–Wechselwirkung, Kapitza–Widerstand und die Wärmeleitfähigkeit des Substrats. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Phononenkühlung bis 10 mK einsetzbar ist — allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die in der Schicht freigesetzte Leistung nicht größer als $2 \cdot 10^{-15}$ Watt ist. Unterhalb von 10 mK genügt selbst diese minimale Leistung, um die Schicht zu überhitzen (deutlich erkennbar an der fehlenden R(lnT)–Abhängigkeit). Für die Phononenkühlung wurde eine extrem schwache Abhängigkeit zwischen der in der Schicht freigesetzten Leistung und der minimalen Elektronentemperatur T_{me} (Definition nach Abb. 4.1) festgestellt. Es gilt: $(T_{me} \sim (I^2R)^{0.1})$.

Die theoretisch erwartete Temperatur– und Magnetfeldabhängigkeit der Lokalisierungseffekte und der Coulomb–Anomalie konnte erstmals bis 10 mK bestätigt werden. Für die beiden untersuchten Metalle Gold und Magnesium kann folgendes festgehalten werden:

1. Das Temperaturverhalten wird im gesamten Temperaturbereich durch die Coulomb–Anomalie bestimmt.

2. Die Magnetfeldabhängigkeit zeigt in beiden Fällen eine Dominanz der Spin–Bahn–Streuung, d.h. es wird Schwache Antilokalisierung beobachtet. Der Bereich, in dem die Spin–Bahn–WW für das verwendete Magnesium (Reinheit: 99.98%) nicht mehr dominant ist, liegt jenseits von 300 mK und 100 mT.

3. Sowohl Au als auch Mg zeigen eine überschüssige Streurate, die nur auf magnetische Verunreinigungen zurückgeführt werden kann und wahrscheinlich mit der Präparationsmethode zusammenhängt.

Da die Phononenkühlung unterhalb von 10 mK zu ineffektiv ist, wurde eine zweite Methode eingesetzt, um diesen Bereich zugänglich zu machen. Dabei wurde die in der Schicht erzeugte Wärme direkt über das Elektronensystem abgeführt. Mit Hilfe der Elektronenkühlung konnte die logarithmische Temperaturabhängigkeit erstmals bis zu der tiefsten hier erreichbaren Temperatur von 2 mK bestätigt werden. Der Magnetowiderstand wird im gesamten Temperaturbereich durch Lokalisierungseffekte bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der in der Probe freigesetzten Leistung und der minimalen Elektronentemperatur T_{me} kann im Fall der Elektronenkühlung nur geschätzt werden (aber recht zuverlässig) und lautet: $T_{me} \sim (I^2R)^{0.3}$. Nach dieser Schätzung findet auch die Elektronenkühlung bei 1 mK ihre Grenzen, sobald die freigesetzte Leistung größer als ca. $2 \cdot 10^{-15}$ Watt wird.

Als ein besonders interessantes Ergebnis der SQUID–Methode wurde unterhalb 10 mK eine Reduzierung der R(lnT)–Abhängigkeit beobachtet. Damit könnte zum ersten Mal eine gegenseitige Beeinflussung zweier durch eine Tunnelbarriere getrennter, ungeordneter Systeme beobachtet worden sein. Ein solches Verhalten wird theoretisch erwartet, konnte aber noch nie beobachtet werden.

A. Anhang

A.1. Die Digamma Funktion

Die Digamma Funktion ist als die logarithmische Ableitung der Gamma Funktion definiert. Für Computerzwecke wurde sie entsprechend durch die logarithmische Ableitung der Reihenentwicklung der Gamma Funktion nach [25] dargestellt. Danach wird die Digamma Funktion durch

$$\begin{aligned}\Psi(x) &= \ln(x+4.5) + \frac{x-0.5}{x+4.5} - 1 \\ &\quad - \frac{\frac{c_1}{x^2} + \frac{c_2}{(x+1)^2} + \frac{c_3}{(x+2)^2} + \frac{c_4}{(x+3)^2} + \frac{c_5}{(x+4)^2} + \frac{c_6}{(x+5)^2}}{c_0 + \frac{c_1}{x} + \frac{c_2}{x+1} + \frac{c_3}{x+2} + \frac{c_4}{x+3} + \frac{c_5}{x+4} + \frac{c_6}{x+5}}\end{aligned} \tag{A.1}$$

approximiert.
Die Koeffizienten dieser Entwicklung lauten:

$$\begin{aligned}c_0 &= 1.0 \\ c_1 &= 76.18009173 \\ c_2 &= -86.50532033 \\ c_3 &= 24.01409822 \\ c_4 &= -1.231739516 \\ c_5 &= 1.20858003 \times 10^{-3} \\ c_6 &= -5.36382 \times 10^{-6}\end{aligned}$$

Ein Vergleich mit Tabellenwerken [26] ergab eine Übereinstimmung bis auf 10^{-9}. Diese Genauigkeit ist für die durchgeführten Berechnungen ausreichend.

A.2. Berechnung des Spulenfeldes

Die Berechnung des Magnetfeldes einer Stromschleife bzw. einer Spule wird zweckmäßigerweise in Zylinderkoordinaten durchgeführt. Es können dann geschlossene Ausdrücke für die Feldkomponenten gegeben werden. So gilt für die radiale und z-Komponente einer Schleife [27], [28]:

$$B_z = \frac{\mu_o I}{2\pi\sqrt{(a+\rho)^2+z^2}}\left[K - E + \frac{2a(a-\rho)}{(a-\rho)^2+z^2}E\right] \tag{A.2}$$

$$B_\rho = \frac{\mu_o I z}{4\pi\rho\sqrt{(a+\rho)^2+z^2}\sqrt{1-\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+z^2}}} \cdot\left[\left(2-\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+z^2}\right)(K-E) - \frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+z^2}K\right]. \tag{A.3}$$

Für eine Spule erhält man durch Integration

$$B_z = \frac{n\mu_o I x}{4\pi\rho}\sqrt{\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2}}\sqrt{\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2}+x^2}\left[K + \frac{a-\rho}{2a}(\Pi - K)\right]_{x=z-l/2}^{x=z+l/2} \tag{A.4}$$

$$B_\rho = n\mu_o I\sqrt{\frac{(a+\rho)^2+x^2}{4\rho^2}}\left[\left(2-\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+x^2}\right)K - 2E\right]_{x=z-l/2}^{x=z+l/2}. \tag{A.5}$$

Dabei ist a der Schleifen- bzw. Spulenradius, ρ der Abstand von der z-Achse, z die z-Koordinate, l die Länge und n die Windungszahldichte der Spule und I der Spulenstrom. Es wurde angenommen, daß die Spulenachse die z-Achse ist, und der Koordinatenursprung in der Spulenmitte liegt. K, E und Π sind die elliptischen Integrale 1-ter, 2-ter und 3-ter Art.

Der Schirm hat die Form eines Zylinders und ist axialsymmetrisch zu der Spule angeordnet. Da die Abschirmung supraleitend ist, muß die radiale Feldkomponente an der Schirmoberfläche verschwinden, d.h. es muß gelten [29]:

$$B_\rho = B_\rho^{Spule}(R, z_j) + \sum_{i=1}^{N} M_{ij} I_i \stackrel{!}{=} 0 \qquad j = 1\ldots N \tag{A.6}$$

Dabei wurde der Schirm in N Segmente unterteilt, und z_j gibt die Lage dieser Segmente auf der z-Achse, während R den Schirmradius bezeichnet. M_{ij} ist die Radialkomponente an der Stelle z_j, erzeugt durch das Segment bei z_i, und kann nach (A.3) berechnet werden. Invertiert man die Matrix M, so können aus diesen N Gleichungen die Ströme I_i der einzelnen Segmente des Schirms berechnet werden. Sie gelten als Approximation der Stromverteilung auf dem Schirm. Sind die

Ströme bekannt, so kann der Feldbeitrag des Schirms berechnet und zu dem Beitrag der Spule addiert werden. Damit ist die Feldverteilung der Anordnung bekannt.

A.3. Filterkomponenten

Damit die Messungen computergesteuert durchgeführt werden konnten, war es notwendig, zusätzliche Filter an den Ein- und Ausgängen des Faradaykäfigs anzubringen. Ihr Aufbau ist in Abb. A.1 gezeigt.

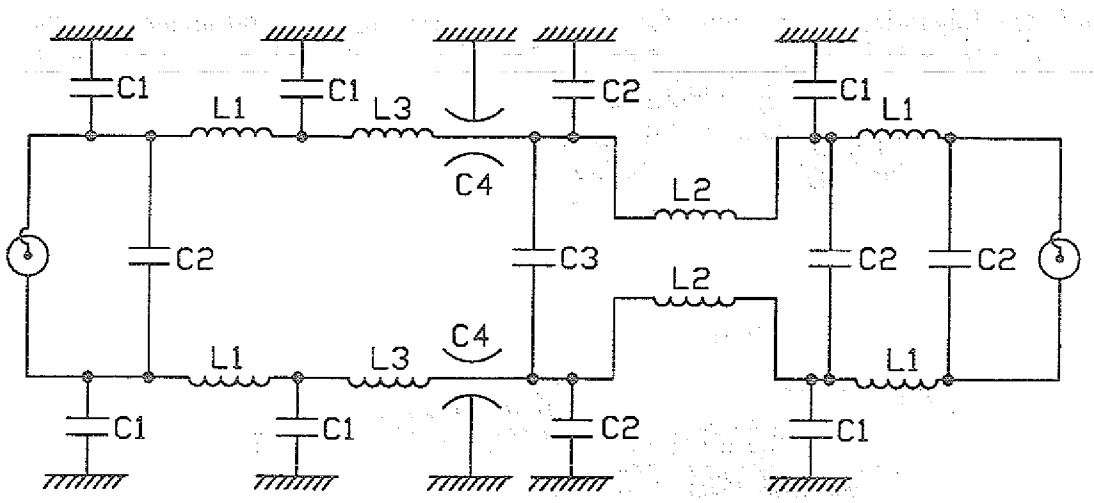


Abbildung A.1: *Filter dieser Art waren nötig um eine ausreichende Entkopplung zwischen Meßkreis und den Digitalgeräten zu realisieren.*

Die einzelnen Komponenten haben folgende Werte:

$C_1 = 0.1\ \mu F$
$C_2 = 1.0\ \mu F$
$C_3 = 2.2\ \mu F$
$C_4 = 0.8$ nF (Durchführungskondensatoren)
$L_1 = 1$ mH
$L_2 = 30$ mH
$L_3 = 50\ \Omega$ (Ferritdämpfungsperlen)

B. Meßdaten (Tabellen)

Auf den folgenden Seiten sind die für die Auswertung herangezogenen Meßwerte, in Tabellenform zusammengefaßt, wiedergegeben. Die Tabellen enthalten den Flächenwiderstand ($R_\square$) in Abhängigkeit von der Temperatur (R(T)–Daten) bzw. dem Magnetfeld (R(B)–Daten). Bei den R(T)-Messungen wurden zusätzlich der Probenstrom und das Magnetfeld als Parameter variiert, während die R(B)–Messungen für verschiedene Temperaturen durchgeführt wurden.

Tabelle B.1: *R(T)-Daten für die Schicht MAu1.*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in nA				
	0.2 nA	0.6 nA	1.3 nA	3 nA	8.2 nA
9.0	85.3830	——	——	——	——
11.0	85.3830	——	——	——	——
15.0	85.3801	——	——	——	——
22.0	85.3772	85.3892	85.3840	85.3830	85.3565
25.0	85.3703	85.3864	85.3776	85.3762	85.3549
28.0	85.3621	85.3749	85.3724	85.3669	85.3523
34.0	85.3463	85.3548	85.3515	85.3531	85.3446
42.0	85.3253	85.3301	85.3263	85.3284	85.3267
58.0	85.2924	85.2924	85.2924	85.2924	85.2924
76.0	85.2661	85.2651	85.2624	85.2642	85.2636
97.0	85.2450	85.2384	85.2411	85.2390	85.2387
112.0	85.2319	85.2261	85.2276	85.2265	85.2241
134.0	85.2187	85.2103	85.2054	85.2102	85.2076
168.0	85.2003	85.1943	85.1858	85.1940	85.1887
220.0	85.1845	85.1721	85.1726	85.1742	85.1667
256.0	85.1713	85.1598	85.1609	85.1587	85.1523
310.0	85.1569	85.1464	85.1479	——	85.1380

Tabelle B.2: *R(B)-Daten für die Schicht MAu1.*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK					
	11 mK	22 mK	42 mK	80 mK	160 mK	220 mK
-100.00	——	85.5564	——	——	——	85.3497
-80.00	——	85.5471	——	——	——	85.3404
-68.00	85.5466	85.5463	85.4848	85.4231	85.3637	85.3356
-60.14	——	——	85.4822	85.4211	85.3573	——
-50.04	85.5365	85.5375	85.4756	85.4145	85.3520	85.3246
-30.14	——	——	85.4598	85.4013	85.3323	——
-14.10	——	——	85.4282	85.3711	85.3073	——
-7.88	——	——	85.4177	85.3500	85.2823	——
-4.96	85.4661	85.4621	85.3980	85.3329	85.2613	85.2295
-2.02	——	85.4417	85.3677	85.3000	85.2310	85.2013
-0.98	85.4098	85.4103	85.3453	85.2803	85.2139	85.1870
-0.57	85.3975	85.4022	85.3335	85.2737	——	——
-0.39	85.3688	85.3927	85.3282	——	——	——
-0.18	85.3776	——	——	——	——	——
0.00	85.3801	85.3801	85.3216	85.2632	85.2047	85.1754
0.18	85.3776	——	——	——	——	——
0.39	85.3688	85.3914	85.3282	——	——	——
0.57	85.3975	——	85.3335	85.2724	——	——
0.78	85.4015	85.4063	85.3414	85.2750	85.2165	85.1856
0.98	85.4098	85.4090	85.3453	85.2829	85.2178	85.1870
1.34	——	85.4181	85.3519	85.2895	85.2218	85.1903
2.00	——	85.4309	85.3677	85.3000	85.2336	85.2013
2.98	85.4493	85.4432	85.3782	85.3132	85.2455	——
4.96	85.4661	85.4636	85.3980	85.3355	85.2573	85.2295
7.88	——	——	85.4177	85.3487	85.2797	——
14.10	——	——	85.4282	85.3697	85.3047	——
20.01	85.5099	85.5109	85.4453	85.3842	85.3192	——
30.14	——	——	85.4598	85.3947	85.3389	——
39.90	——	——	85.4703	85.4053	85.3442	——
50.04	85.5365	85.5373	85.4756	85.4118	85.3520	85.3246
60.14	——	——	85.4822	85.4158	85.3613	——
68.00	85.5466	85.5488	85.4848	85.4250	85.3705	85.3356
80.00	——	85.5471	——	——	——	85.3404
100.00	——	85.5564	——	——	——	85.3497

Tabelle B.3: *R(T)-Daten für die Schicht MAu2.*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in nA und B in mT							
	0.2 nA	1 nA		2 nA	7.5 nA	15 nA	30 nA	60 nA
	0 mT	0 mT	60 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT
2.0	23.6220	—	—	—	—	—	—	—
2.6	23.6220	—	—	—	—	—	—	—
4.2	23.6213	—	—	23.6184	—	—	—	—
5.8	23.6209	—	—	—	—	—	—	—
9.0	23.6204	—	—	—	—	—	—	—
10.3	23.6204	—	—	23.6184	—	—	—	—
12.0	23.6205	—	—	—	—	—	—	—
15.4	23.6191	—	—	23.6176	—	—	—	—
20.0	23.6171	23.6167	23.6411	23.6165	23.6152	23.6133	23.6115	23.6101
23.0	23.6161	23.6158	23.6404	23.6155	23.6148	23.6133	23.6115	23.6101
28.0	23.6139	23.6140	23.6381	23.6140	23.6137	23.6128	23.6114	23.6101
34.0	23.6122	23.6122	23.6368	23.6127	23.6126	23.6120	23.6112	23.6100
42.0	23.6109	23.6104	23.6345	23.6104	23.6108	23.6104	23.6102	23.6095
58.0	23.6082	23.6080	23.6320	23.6079	23.6082	23.6080	23.6080	23.6079
76.0	23.6067	23.6060	23.6297	23.6061	23.6061	23.6061	23.6060	23.6061
97.0	23.6050	23.6043	23.6280	23.6041	23.6044	23.6043	23.6044	23.6044
112.0	23.6037	23.6031	23.6267	23.6033	23.6033	23.6033	23.6033	23.6033
134.0	23.6025	23.6023	23.6254	23.6020	23.6022	23.6023	23.6023	23.6023
168.0	23.6012	23.6009	23.6240	23.6008	23.6008	23.6008	23.6008	23.6009
220.0	23.5994	23.5994	23.6221	23.5993	23.5993	23.5992	23.5993	23.5991
256.0	23.5980	23.5982	23.6213	23.5985	23.5983	23.5984	23.5985	23.5982
310.0	23.5973	23.5972	23.6201	23.5975	23.5973	23.5976	23.5973	23.5973
390.0	23.5964	23.5959	23.6188	23.5964	23.5962	23.5961	23.5962	—

Tabelle B.4: *R(B)-Daten für die Schicht MAu2.*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK										
	4 mK	10 mK	20 mK	25 mK	34 mK	42 mK	58 mK	97 mK	134 mK	220 mK	310 mK
-68.0	23.6330	—	23.6321	23.6303	—	23.6267	—	23.6201	—	23.6133	—
-60.1	23.6324	—	23.6317	23.6299	—	23.6263	—	23.6196	—	23.6131	—
-50.0	23.6322	23.6315	23.6309	23.6296	—	23.6257	23.6233	23.6194	23.6168	23.6127	23.6100
-39.9	23.6314	23.6307	23.6305	23.6290	—	23.6251	23.6228	23.6187	23.6162	23.6120	23.6094
-30.1	23.6305	23.6299	23.6297	23.6282	—	23.6245	23.6217	23.6176	23.6152	23.6113	23.6083
-20.0	23.6295	23.6288	23.6287	23.6273	—	23.6233	23.6208	23.6168	23.6140	23.6099	23.6070
-14.1	23.6284	23.6280	23.6276	23.6263	—	23.6225	23.6201	23.6158	23.6130	23.6086	23.6057
-7.9	23.6270	23.6266	23.6263	23.6247	—	23.6212	23.6183	23.6140	23.6110	23.6066	23.6034
-5.0	23.6259	23.6253	23.6252	23.6235	—	23.6193	23.6165	23.6122	23.6093	23.6051	23.6020
-3.0	23.6248	23.6239	23.6237	23.6222	—	23.6175	23.6150	23.6105	23.6076	23.6030	23.6003
-2.0	23.6236	23.6229	23.6226	23.6210	—	23.6165	23.6136	23.6091	23.6061	23.6017	23.5988
-1.0	23.6216	23.6210	23.6205	23.6187	—	23.6142	23.6111	23.6067	23.6040	23.5994	23.5971
-0.8	23.6207	23.6201	23.6196	23.6179	—	23.6133	23.6104	23.6061	23.6033	23.5989	23.5965
-0.6	23.6200	23.6193	23.6188	23.6168	—	23.6122	—	—	23.6025	23.5981	23.5958
-0.4	23.6188	23.6180	23.6176	23.6158	—	23.6114	23.6088	23.6045	23.6017	23.5975	23.5950
-0.2	23.6167	23.6161	23.6158	23.6138	—	23.6098	23.6072	23.6032	23.6006	23.5965	23.5942
0.0	23.6140	23.6135	23.6133	23.6118	23.6095	23.6080	23.6057	23.6020	23.5997	23.5959	23.5936
0.2	23.6169	23.6161	23.6155	23.6139	23.6116	23.6099	23.6072	23.6032	23.6007	23.5967	23.5941
0.4	23.6186	23.6182	23.6174	23.6159	23.6131	23.6113	23.6089	23.6045	23.6017	23.5975	23.5951
0.6	23.6199	23.6193	23.6183	23.6169	23.6143	23.6124	23.6094	23.6053	23.6027	23.5983	23.5958
0.8	23.6207	23.6201	23.6196	23.6179	23.6153	23.6133	23.6105	23.6060	23.6035	23.5990	23.5962
1.0	23.6213	23.6209	23.6203	23.6187	23.6160	23.6140	23.6111	23.6068	23.6040	23.5994	23.5969
2.0	23.6233	23.6229	23.6226	23.6208	23.6183	23.6171	23.6136	23.6091	23.6063	23.6017	23.5988
3.0	23.6243	23.6239	23.6239	23.6219	23.6195	23.6176	23.6150	23.6105	23.6076	23.6031	23.6001
5.0	23.6257	23.6251	23.6251	23.6234	23.6211	23.6193	23.6166	23.6123	23.6097	23.6048	23.6020
7.9	23.6268	23.6264	23.6264	23.6246	23.6224	23.6207	23.6183	23.6139	23.6114	23.6066	23.6038
14.1	23.6284	23.6280	23.6280	23.6263	23.6239	23.6223	23.6200	23.6157	23.6129	23.6086	23.6059
20.0	23.6294	23.6291	23.6288	23.6271	23.6248	23.6232	23.6205	23.6166	23.6144	23.6097	23.6070
30.1	23.6302	23.6299	23.6301	23.6281	23.6259	23.6243	23.6217	23.6180	23.6149	23.6111	23.6081
39.9	23.6312	23.6308	23.6306	23.6288	23.6267	23.6251	23.6228	23.6190	23.6161	23.6117	23.6094
50.0	23.6318	23.6315	23.6312	23.6295	23.6274	23.6257	23.6233	23.6191	23.6166	23.6125	23.6100
60.1	23.6324	—	23.6317	23.6301	23.6277	23.6262	—	23.6198	—	23.6131	—
68.0	23.6328	—	23.6321	23.6302	23.6282	23.6265	—	23.6201	—	23.6136	—

Tabelle B.5: *R(T)-Daten für die Schicht MAu3.*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in nA und B in mT							
	0.2 nA	2 nA		3 nA	15 nA	22 nA	31 nA	40 nA
	0 mT	0 mT	60 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT
2.2	24.0956	——	——	——	——	——	——	——
7.0	24.0956	——	——	——	——	——	——	——
11.0	24.0951	——	——	——	——	——	——	——
12.0	24.0943	——	——	——	——	——	——	——
19.0	24.0916	——	——	——	——	——	——	——
20.0	24.0912	24.0912	24.1097	24.0913	24.0885	24.0876	24.0868	24.0862
23.0	24.0900	24.0900	24.1085	24.0906	24.0883	24.0876	24.0868	24.0862
28.0	24.0883	24.0883	24.1068	24.0889	24.0879	24.0872	24.0868	24.0860
32.0	24.0875	——	——	24.0876	——	——	——	——
42.0	24.0854	24.0854	24.1035	24.0853	24.0852	24.0852	24.0851	24.0849
58.0	24.0828	24.0828	24.1006	24.0828	24.0828	24.0828	24.0828	24.0828
76.0	24.0810	24.0810	24.0982	24.0808	24.0808	24.0808	24.0807	24.0810
97.0	24.0792	24.0792	24.0968	24.0790	24.0790	24.0791	24.0791	24.0792
112.0	24.0780	24.0780	24.0953	24.0782	24.0780	24.0780	24.0781	24.0782
134.0	24.0768	24.0768	24.0939	24.0769	24.0768	24.0768	24.0768	24.0769
168.0	24.0755	24.0755	24.0924	24.0754	24.0754	24.0753	24.0752	24.0755
220.0	24.0737	24.0737	24.0906	24.0736	24.0736	24.0737	24.0736	24.0738
256.0	24.0727	24.0727	24.0891	24.0726	24.0725	24.0726	24.0726	24.0727
310.0	24.0713	24.0713	24.0879	24.0715	24.0714	24.0714	24.0712	——

Tabelle B.6: *R(B)-Daten für die Schicht MAu3.*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK				
	20 mK	58 mK	97 mK	220 mK	310 mK
-68.0	24.1094	24.1010	24.0968	24.0910	24.0879
-60.1	24.1092	24.1007	24.0965	24.0905	24.0879
-50.0	24.1085	24.1002	24.0960	24.0900	24.0869
-39.9	24.1080	24.0997	24.0955	24.0895	24.0861
-30.1	24.1075	24.0986	24.0948	24.0885	24.0852
-20.0	24.1063	24.0978	24.0933	24.0871	24.0839
-14.1	24.1058	24.0969	24.0923	24.0859	24.0825
-7.9	24.1037	24.0952	24.0905	24.0835	24.0805
-5.0	24.1023	24.0935	24.0888	24.0820	24.0786
-3.0	24.1011	24.0918	24.0871	24.0799	24.0771
-2.0	24.0999	24.0906	24.0856	24.0785	24.0757
-1.3	24.0987	24.0890	24.0845	24.0775	24.0746
-1.0	24.0977	24.0882	24.0835	24.0768	24.0739
-0.8	24.0973	24.0875	24.0828	24.0759	24.0732
-0.6	24.0960	24.0864	24.0818	24.0751	24.0727
-0.4	24.0946	24.0854	24.0811	24.0747	24.0722
-0.2	24.0929	24.0842	24.0802	24.0741	24.0718
0.0	24.0908	24.0828	24.0793	24.0734	24.0710
0.2	24.0931	24.0842	24.0803	24.0741	24.0717
0.4	24.0949	24.0852	24.0811	24.0747	24.0722
0.6	24.0960	24.0864	24.0820	24.0751	24.0730
0.8	24.0970	24.0873	24.0830	24.0759	24.0735
1.0	24.0977	24.0880	24.0835	24.0768	24.0739
1.3	24.0987	24.0887	24.0846	24.0775	24.0749
2.0	24.1001	24.0902	24.0860	24.0785	24.0759
3.0	24.1011	24.0916	24.0871	24.0799	24.0773
5.0	24.1023	24.0935	24.0888	24.0820	24.0790
7.9	24.1035	24.0950	24.0905	24.0835	24.0805
14.1	24.1051	24.0967	24.0926	24.0859	24.0827
20.0	24.1063	24.0978	24.0935	24.0871	24.0839
30.1	24.1070	24.0986	24.0946	24.0883	24.0854
39.9	24.1080	24.0998	24.0955	24.0895	24.0862
50.0	24.1085	24.1003	24.0958	24.0900	24.0871
60.1	24.1090	24.1007	24.0965	24.0905	24.0876
68.0	24.1092	24.1012	24.0970	24.0910	24.0879

Tabelle B.7: *R(T)-Daten für die Schicht MMg vor und nach (0.2 nA) dem Aufwärmen.*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in nA und B in mT				
	1 nA		2 nA		0.2 nA
	0 mT	60 mT	0 mT	60 mT	0 mT
1.3	——	——	——	——	41.8930
5.0	——	——	——	——	41.8930
9.0	——	——	——	——	41.8906
10.3	——	——	——	——	41.8882
16.0	——	——	——	——	41.8759
20.0	35.5050	35.5458	35.5034	35.5443	41.8681
23.0	35.5032	35.5432	35.5018	35.5426	41.8637
28.0	35.4998	35.5395	35.4994	35.5391	41.8559
42.0	35.4941	35.5322	35.4935	35.5320	41.8403
58.0	35.4893	35.5266	35.4893	35.5266	41.8300
76.0	35.4863	35.5223	35.4858	35.5225	41.8192
97.0	35.4828	35.5180	35.4828	35.5180	41.8144
112.0	35.4811	35.5159	35.4808	35.5159	41.8085
134.0	35.4785	35.5129	35.4791	35.5133	41.8036
168.0	35.4763	35.5099	35.4769	35.5096	41.7982
220.0	35.4733	35.5058	35.4734	35.5055	41.7899
256.0	——	35.5030	35.4718	35.5032	41.7880
310.0	——	35.5004	35.4703	35.5006	41.7841

Tabelle B.8: *R(B)-Daten für die Schicht MMg (vor dem Aufwärmen).*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK							
	20 mK	34 mK	58 mK	97 mK	134 mK	220 mK	256 mK	310 mK
-68.0	35.5451	35.5369	35.5279	35.5212	35.5155	35.5066	35.5046	35.5012
-50.0	35.5451	35.5374	35.5277	35.5210	35.5155	35.5066	35.5043	35.5005
-30.1	35.5451	35.5367	35.5271	35.5202	35.5146	35.5051	35.5030	35.4992
-14.1	35.5418	35.5344	35.5240	35.5164	35.5105	35.5011	35.4987	35.4949
-5.0	35.5379	35.5281	35.5169	35.5091	35.5026	35.4934	35.4912	35.4875
-3.0	35.5345	35.5244	35.5132	35.5051	35.4987	35.4898	35.4871	35.4836
-2.0	35.5306	35.5210	35.5103	35.5015	35.4958	35.4870	35.4841	35.4810
-0.8	35.5230	35.5129	35.5030	35.4947	35.4890	35.4810	35.4785	35.4751
-0.4	35.5175	35.5079	35.4985	35.4906	35.4849	35.4774	35.4755	35.4723
-0.2	35.5121	35.5037	35.4953	35.4873	35.4819	35.4753	35.4735	35.4703
-0.1	35.5093	35.5008	35.4931	35.4856	35.4806	35.4740	35.4725	35.4699
0.0	35.5028	35.4964	35.4899	35.4834	35.4793	35.4734	35.4716	35.4692
0.1	35.5087	35.5008	35.4928	35.4860	35.4806	35.4740	35.4725	35.4699
0.2	35.5121	35.5037	35.4951	35.4873	35.4819	35.4753	35.4735	35.4703
0.3	35.5147	35.5061	35.4972	35.4891	35.4834	35.4764	35.4744	35.4716
0.4	35.5175	35.5079	35.4989	35.4906	35.4849	35.4774	35.4755	35.4723
0.5	35.5188	35.5094	35.4999	35.4919	35.4860	35.4781	35.4763	35.4729
0.6	35.5207	35.5110	35.5009	35.4930	35.4870	35.4794	35.4769	35.4738
0.7	35.5219	35.5120	35.5024	35.4939	35.4883	35.4804	35.4778	35.4751
0.8	35.5230	35.5129	35.5032	35.4947	35.4890	35.4810	35.4785	35.4751
0.9	35.5244	35.5141	35.5041	35.4956	35.4896	35.4817	35.4789	35.4762
1.0	35.5251	——	35.5047	35.4965	35.4905	35.4824	35.4798	35.4766
1.3	35.5280	35.5177	35.5072	35.4986	35.4926	35.4841	35.4814	35.4788
2.0	35.5313	35.5210	35.5103	35.5018	35.4958	35.4870	35.4845	35.4810
3.0	35.5345	35.5244	35.5134	35.5051	35.4987	35.4898	35.4871	35.4836
5.0	35.5379	35.5281	35.5176	35.5091	35.5026	35.4934	35.4912	35.4875
7.9	35.5405	35.5316	35.5209	35.5127	35.5062	35.4972	35.4946	35.4909
14.1	35.5427	35.5345	35.5244	35.5165	35.5105	35.5011	35.4985	35.4949
20.0	35.5440	35.5359	35.5261	35.5186	35.5125	35.5034	35.5007	35.4975
30.1	35.5451	35.5367	35.5271	35.5202	35.5146	35.5051	35.5030	35.4992
39.9	35.5455	35.5369	35.5278	35.5209	35.5155	35.5060	35.5039	35.5003
50.0	35.5455	35.5374	35.5279	35.5210	35.5155	35.5064	35.5043	35.5007
60.1	35.5453	35.5374	35.5279	35.5211	35.5155	35.5068	35.5046	35.5012
68.0	35.5455	35.5369	35.5279	35.5212	35.5155	35.5066	35.5046	35.5012
75.0	——	35.5369	35.5274	——	——	——	——	——
80.0	——	——	35.5273	——	——	——	35.5042	35.5012
90.0	——	35.5363	35.5271	——	——	——	35.5041	35.5012
100.0	——	35.5359	35.5267	——	——	——	35.5039	35.5007

Tabelle B.9: *R(B)-Daten für die Schicht MMg (nach dem Aufwärmen).*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK								
	10.5 mK	20 mK	34 mK	58 mK	97 mK	168 mK	256 mK	310 mK	390 mK
-68.0	41.9516	41.9300	41.9081	41.8882	41.8717	41.8503	41.8324	41.8254	41.8160
-39.9	41.9472	41.9237	41.9042	41.8856	41.8685	41.8462	41.8284	41.8216	41.8124
-30.1	41.9443	41.9220	41.9030	41.8837	41.8660	41.8440	41.8260	41.8192	41.8104
-20.0	41.9424	41.9189	41.9000	41.8800	41.8621	41.8399	41.8227	41.8153	41.8066
-14.1	41.9400	41.9153	41.8969	41.8766	41.8581	41.8365	41.8180	41.8120	41.8031
-7.9	41.9347	41.9112	41.8915	41.8706	41.8522	41.8306	41.8133	41.8065	41.7978
-5.0	41.9313	41.9071	41.8872	41.8662	41.8473	41.8258	41.8095	41.8022	41.7939
-3.0	41.9274	41.9027	41.8818	41.8610	41.8418	41.8209	41.8047	41.7976	41.7890
-2.0	41.9243	41.8984	41.8777	41.8570	41.8384	41.8175	41.8017	41.7945	41.7859
-1.0	41.9173	41.8914	41.8706	41.8505	41.8320	41.8114	41.7960	41.7895	41.7808
-0.9	41.9161	41.8899	41.8696	41.8498	41.8305	41.8112	41.7955	41.7887	41.7803
-0.8	41.9144	41.8890	41.8684	41.8481	41.8295	41.8097	41.7948	41.7878	41.7796
-0.6	41.9105	41.8858	41.8655	41.8458	41.8275	41.8080	41.7929	41.7866	41.7779
-0.5	41.9086	41.8832	41.8643	41.8449	41.8263	41.8063	41.7920	41.7856	41.7774
-0.4	41.9062	41.8812	41.8621	41.8430	41.8251	41.8054	41.7912	41.7847	41.7764
-0.3	41.9028	41.8796	41.8599	41.8410	41.8226	41.8044	41.7901	41.7835	41.7759
-0.2	41.8989	41.8764	41.8572	41.8390	41.8194	41.8024	41.7889	41.7825	41.7747
-0.1	41.8932	41.8733	41.8541	41.8362	41.8181	41.8012	41.7877	41.7818	41.7740
0.0	41.8864	41.8663	41.8497	41.8331	41.8172	41.8000	41.7870	41.7811	41.7740
0.1	41.8932	41.8728	41.8541	41.8364	41.8181	41.8012	41.7877	41.7815	41.7740
0.2	41.8989	41.8764	41.8572	41.8390	41.8194	41.8024	41.7889	41.7825	41.7747
0.3	41.9028	41.8796	41.8599	41.8411	41.8226	41.8044	41.7901	41.7835	41.7759
0.4	41.9062	41.8812	41.8621	41.8432	41.8251	41.8054	41.7912	41.7847	41.7764
0.5	41.9086	41.8841	41.8641	41.8441	41.8265	41.8068	41.7921	41.7859	41.7774
0.6	41.9105	41.8858	41.8655	41.8463	41.8275	41.8080	41.7929	41.7866	41.7779
0.7	41.9129	41.8880	41.8677	41.8472	41.8288	41.8090	41.7941	41.7873	41.7788
0.8	41.9144	41.8890	41.8684	41.8484	41.8295	41.8097	41.7948	41.7878	41.7796
0.9	41.9161	41.8904	41.8701	41.8493	41.8310	41.8107	41.7955	41.7887	41.7803
1.0	41.9173	41.8914	41.8706	41.8502	41.8320	41.8114	41.7960	41.7895	41.7808
2.0	41.9243	41.8989	41.8777	41.8563	41.8384	41.8178	41.8017	41.7947	41.7859
3.0	41.9274	41.9027	41.8818	41.8603	41.8418	41.8209	41.8047	41.7976	41.7890
5.0	41.9313	41.9071	41.8872	41.8657	41.8473	41.8258	41.8095	41.8022	41.7939
7.9	41.9347	41.9112	41.8915	41.8704	41.8522	41.8306	41.8133	41.8065	41.7978
14.1	41.9400	41.9160	41.8969	41.8759	41.8586	41.8365	41.8189	41.8122	41.8031
20.0	41.9424	41.9189	41.9000	41.8798	41.8621	41.8399	41.8227	41.8153	41.8066
30.1	41.9443	41.9220	41.9030	41.8837	41.8660	41.8440	41.8260	41.8192	41.8104
39.9	41.9472	41.9237	41.9042	41.8852	41.8685	41.8462	41.8284	41.8216	41.8124
50.0	41.9492	41.9264	41.9052	41.8861	41.8697	41.8479	41.8303	41.8232	41.8138
60.1	41.9506	41.9290	41.9069	41.8870	41.8714	41.8491	41.8315	41.8247	41.8153
68.0	41.9516	41.9300	41.9083	41.8880	41.8717	41.8499	41.8324	41.8254	41.8160
80.0	—	41.9319	—	—	41.8729	41.8516	41.8331	41.8261	41.8170
100.0	—	41.9339	—	—	41.8739	41.8516	41.8338	41.8273	41.8187

Tabelle B.10: *R(T)-Daten für die Schicht SAu1 (ausgedünnt).*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in μA und B in mT					
	0.2 μA		2.0 μA	10 μA	100 μA	
	0 mT	60 mT	0 mT	0 mT	0 mT	60 mT
2.6	—	—	52.1154	—	—	—
2.7	—	—	52.1133	—	—	—
2.9	—	—	52.1105	—	—	—
3.5	—	—	52.0941	—	—	—
3.8	—	—	52.0878	—	—	—
4.1	—	—	52.0794	—	—	—
5.0	—	—	52.0606	—	—	—
5.6	—	—	52.0494	—	—	—
6.4	—	—	52.0354	—	—	—
8.2	—	—	52.0034	—	—	—
12.7	—	—	51.9469	—	51.8728	—
14.5	—	—	51.9281	—	51.8682	—
16.0	—	—	51.9142	—	—	—
17.3	—	—	51.9024	—	51.8585	—
20.0	51.8814	51.9290	51.8830	51.8828	51.8517	51.8536
23.0	51.8601	—	51.8622	51.8609	51.8397	—
25.0	51.8495	—	51.8484	51.8485	51.8321	—
28.0	51.8308	51.8812	51.8318	51.8307	51.8189	—
34.0	51.8069	—	51.8085	51.8061	51.7995	51.8002
42.0	51.7803	—	51.7779	51.7761	51.7731	—
58.0	51.7378	51.7833	51.7378	51.7378	51.7378	51.7378
76.0	51.7087	—	51.7075	51.7065	51.7081	—
97.0	51.6822	51.7253	51.6827	51.6806	51.6833	51.6812
112.0	51.6663	—	51.6649	51.6657	51.6681	—
134.0	51.6478	51.6911	51.6470	51.6480	51.6508	—
168.0	51.6307	—	51.6278	51.6276	51.6308	51.6274
220.0	51.6056	51.6464	51.6044	51.6045	51.6081	—
256.0	51.5924	—	51.5921	51.5910	51.5937	—
310.0	51.5792	51.6175	51.5756	51.5774	51.5792	51.5730

Tabelle B.11: *R(B)-Daten für die Schicht SAu1.*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK						
	20 mK	34 mK	58 mK	97 mK	134 mK	220 mK	310 mK
-100.0	51.9243	51.8583	51.7769	51.7298	—	51.6280	51.5850
-80.0	51.9155	51.8505	51.7698	51.7224	—	51.6204	51.5777
-68.0	51.9118	51.8462	51.7660	51.7174	51.6775	51.6156	51.5726
-60.1	51.9073	51.8425	51.7616	51.7137	51.6734	51.6115	51.5688
-50.0	51.9020	51.8371	51.7564	51.7080	51.6677	51.6061	51.5633
-39.9	51.8964	51.8310	51.7499	51.7016	51.6611	51.5999	51.5576
-30.1	51.8896	51.8243	51.7425	51.6946	51.6543	51.5936	51.5515
-20.0	51.8814	51.8157	51.7344	51.6868	51.6468	51.5867	51.5452
-14.1	51.8753	51.8102	51.7290	51.6822	51.6423	51.5826	51.5411
-7.9	51.8699	51.8041	51.7235	51.6774	51.6380	51.5786	51.5377
-5.0	51.8663	51.8013	51.7212	51.6751	51.6359	51.5771	51.5360
-4.0	51.8656	51.8002	51.7204	51.6746	51.6351	51.5764	51.5356
-3.0	51.8645	51.7995	51.7197	51.6737	51.6347	51.5759	51.5350
-2.0	51.8637	51.7986	51.7188	51.6731	51.6338	51.5749	51.5345
-1.0	51.8627	51.7977	51.7179	51.6725	51.6335	51.5745	—
-0.5	—	—	51.7177	—	—	—	—
0.0	51.8616	51.7970	51.7174	51.6720	51.6328	51.5740	51.5334
0.5	—	—	51.7177	—	—	—	—
1.0	51.8627	51.7975	51.7179	51.6725	51.6335	51.5745	—
2.0	51.8637	51.7986	51.7188	51.6731	51.6338	51.5749	51.5345
3.0	51.8645	51.7995	51.7197	51.6737	51.6347	51.5759	51.5350
4.0	51.8656	51.8002	51.7204	51.6746	51.6351	51.5764	51.5356
5.0	51.8663	51.8015	51.7212	51.6752	51.6358	51.5770	51.5361
7.9	51.8699	51.8041	51.7235	51.6774	51.6380	51.5786	51.5377
14.1	51.8753	51.8102	51.7290	51.6822	51.6423	51.5826	51.5411
20.0	51.8814	51.8157	51.7344	51.6868	51.6468	51.5867	51.5452
30.1	51.8896	51.8239	51.7425	51.6946	51.6543	51.5936	51.5520
39.9	51.8964	51.8310	51.7499	51.7016	51.6611	51.5999	51.5576
50.0	51.9020	51.8371	51.7564	51.7080	51.6677	51.6061	51.5633
60.1	51.9073	51.8425	51.7616	51.7137	51.6734	51.6115	51.5688
68.0	51.9118	51.8462	51.7654	51.7174	51.6772	51.6148	51.5726
80.0	51.9155	51.8505	51.7698	51.7224	—	51.6204	51.5777
100.0	51.9243	51.8583	51.7772	51.7298	—	51.6280	51.5850

Tabelle B.12: *R(T)-Daten für die Schicht SAu2 (ausgedünnt).*

T in mK	$R_\square$ in Ω für I_{Probe} in μA und B in mT								
	0.14 μA	0.34 μA	0.68 μA		1.4 μA	3.4 μA	6 .8 μA	13.6 μA	34 μA
	0 mT	0 mT	0 mT	60 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT	0 mT
2.8	11.0064	—	—	—	11.0068	—	—	—	—
2.9	—	—	—	—	—	11.0066	—	11.0048	11.0037
3.0	—	11.0067	11.0070	—	11.0068	—	—	—	—
3.1	—	11.0066	—	—	—	11.0065	—	11.0048	11.0037
3.4	11.0062	11.0065	—	—	11.0067	—	—	11.0048	—
3.6	11.0061	—	11.0067	—	11.0066	11.0064	—	—	—
3.7	—	11.0064	—	—	—	—	—	—	11.0037
3.9	11.0060	—	—	—	—	11.0063	—	11.0048	—
4.1	—	—	11.0065	—	11.0065	—	—	—	—
4.3	11.0059	11.0062	—	—	—	—	—	11.0048	11.0037
4.7	—	11.0062	—	—	—	11.0062	—	—	—
4.9	—	—	—	—	—	—	—	11.0047	11.0037
5.1	—	11.0061	11.0062	—	11.0063	—	—	—	—
5.5	11.0057	—	—	—	—	—	—	11.0047	11.0036
5.8	—	—	11.0061	—	—	11.0059	—	—	—
6.1	11.0056	11.0059	—	—	—	—	—	—	—
6.8	—	11.0058	—	—	11.0060	—	—	—	—
7.3	—	—	—	—	—	—	—	11.0046	—
7.5	—	—	—	—	—	11.0057	—	—	—
9.6	—	—	—	—	11.0055	—	—	—	—
10.1	—	—	—	—	—	—	—	11.0044	11.0036
10.8	—	11.0051	—	—	—	—	—	—	—
11.1	—	—	—	—	11.0052	—	—	—	—
12.0	—	—	—	—	—	—	—	—	11.0036
12.5	—	—	—	—	11.0049	—	—	—	—
12.6	—	11.0048	—	—	—	—	—	—	—
12.7	—	—	—	—	—	11.0048	—	—	—
13.9	—	—	—	—	—	—	—	11.0040	—
14.0	—	—	—	—	—	—	—	—	11.0035
15.6	11.0044	11.0043	—	—	11.0045	—	—	—	—
15.8	—	—	—	—	—	11.0044	—	—	—
16.0	—	—	—	—	—	—	—	11.0040	11.0034
20.0	—	11.0038	11.0039	11.0070	11.0039	11.0038	11.0037	11.0036	11.0032
23.0	—	11.0036	11.0035	11.0067	11.0035	11.0035	11.0034	11.0033	11.0030
25.0	11.0034	11.0033	11.0033	11.0065	11.0034	11.0032	11.0032	11.0031	11.0029
28.0	11.0030	11.0030	11.0031	11.0062	11.0031	11.0030	11.0029	11.0029	11.0028
34.0	11.0026	11.0026	11.0026	11.0059	11.0026	11.0026	11.0026	11.0025	11.0025
42.0	11.0022	11.0023	11.0022	11.0054	11.0021	11.0021	11.0021	11.0020	11.0020
58.0	11.0014	11.0014	11.0014	11.0048	11.0014	11.0014	11.0014	11.0014	11.0014
76.0	11.0009	—	11.0009	11.0042	11.0008	11.0009	11.0009	11.0009	11.0009
97.0	11.0004	11.0003	11.0003	11.0038	11.0004	11.0003	11.0004	11.0004	11.0004
112.0	11.0001	11.0000	10.9999	11.0034	11.0000	11.0000	11.0001	11.0001	11.0001
168.0	10.9990	10.9991	10.9991	11.0026	10.9991	10.9992	10.9992	10.9993	10.9992
220.0	10.9986	10.9984	10.9985	11.0021	10.9985	10.9986	10.9987	10.9987	10.9987
310.0	10.9977	—	10.9978	11.0013	10.9979	10.9979	10.9979	10.9980	10.9979
390.0	—	—	10.9973	11.0008	—	—	10.9975	10.9975	10.9975

Tabelle B.13: *R(B)-Daten für die Schicht SAu2.*

B in mT	$R_\square$ in Ω für T in mK								
	3 mK	10 mK	20 mK	58 mK	97 mK	134 mK	220 mK	310 mK	390 mK
-100.0	—	—	11.0068	11.0045	—	—	—	11.0008	11.0003
-80.0	—	—	11.0067	11.0044	—	—	—	11.0007	11.0002
-68.0	11.0081	11.0074	11.0067	11.0044	—	11.0026	11.0017	11.0007	11.0001
-60.1	11.0080	11.0074	11.0067	11.0044	—	—	11.0016	—	—
-50.0	—	—	11.0066	11.0043	—	—	11.0016	—	—
-39.9	—	—	—	11.0043	—	—	11.0015	—	—
-30.1	—	—	—	11.0041	—	11.0022	11.0013	11.0002	10.9996
-20.0	11.0076	11.0071	11.0062	11.0039	—	—	11.0009	11.0001	10.9994
-14.1	—	—	11.0060	11.0036	—	11.0018	11.0008	10.9998	10.9990
-7.9	—	—	11.0057	11.0033	11.0021	11.0014	11.0003	10.9993	10.9987
-5.0	—	—	11.0054	11.0030	11.0019	—	11.0000	—	10.9983
-4.0	11.0070	11.0063	—	11.0029	—	11.0009	10.9998	10.9988	10.9982
-3.0	—	—	11.0052	11.0027	11.0015	—	10.9996	—	10.9980
-2.0	—	—	—	11.0024	—	11.0004	10.9993	10.9983	10.9978
-1.0	—	—	11.0046	11.0020	11.0008	11.0000	10.9989	10.9979	10.9973
-0.8	11.0062	11.0055	11.0045	—	11.0007	10.9999	10.9988	10.9978	10.9972
-0.6	—	—	11.0043	—	11.0005	10.9998	10.9986	10.9977	10.9971
-0.4	—	—	11.0042	—	11.0004	10.9997	10.9985	10.9976	10.9970
-0.3	—	—	11.0040	—	11.0003	10.9996	10.9984	10.9975	—
0.0	11.0055	11.0048	11.0038	11.0013	11.0001	10.9994	10.9983	10.9974	10.9968
0.2	—	11.0051	11.0040	—	—	—	—	—	—
0.3	—	—	11.0041	—	11.0003	10.9996	10.9984	10.9975	—
0.4	11.0059	11.0053	11.0042	—	11.0004	10.9997	10.9985	10.9976	10.9970
0.6	11.0061	11.0054	11.0043	—	11.0005	10.9998	10.9986	10.9977	10.9971
0.8	11.0062	11.0055	11.0044	—	11.0007	10.9999	10.9988	10.9978	10.9972
1.0	11.0063	11.0056	11.0046	11.0020	11.0008	11.0000	10.9989	10.9979	10.9973
2.0	11.0065	11.0059	11.0049	11.0024	—	11.0004	10.9993	10.9983	10.9978
3.0	11.0068	11.0061	11.0052	11.0027	11.0015	—	10.9996	—	10.9980
4.0	11.0070	11.0063	11.0054	11.0029	—	11.0009	10.9998	10.9988	10.9982
5.0	11.0070	11.0064	11.0055	11.0030	11.0019	—	11.0000	—	10.9983
7.9	11.0072	11.0067	11.0057	11.0033	11.0021	11.0014	11.0003	10.9993	10.9987
14.1	11.0075	11.0071	11.0061	11.0036	11.0025	11.0018	11.0008	10.9998	10.9990
20.0	11.0077	11.0072	11.0063	11.0039	11.0027	11.0020	11.0010	11.0001	10.9994
30.1	11.0078	11.0074	11.0064	11.0041	11.0030	11.0023	11.0013	11.0003	10.9997
39.9	11.0079	11.0075	11.0066	11.0043	11.0032	11.0025	11.0015	11.0005	11.0000
50.0	11.0080	11.0076	11.0067	11.0044	11.0033	11.0026	11.0017	11.0007	11.0000
60.1	11.0080	11.0076	11.0068	11.0045	11.0035	11.0027	11.0017	11.0008	11.0003
68.0	11.0082	11.0076	11.0069	11.0046	11.0036	11.0028	11.0019	11.0009	11.0003
80.0	—	—	11.0070	11.0047	—	—	—	11.0009	11.0004
100.0	—	—	11.0071	11.0048	—	—	—	11.0011	11.0006

C. Literaturverzeichnis

[1] Anderson,P.W.
Phys. Rev. B **109** (1957) 1492

[2] Abrahams,E., Anderson,P.W., Licciardello,D.C., Ramakrishnan,T.V.
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 673

[3] Hikami,S., Larkin,A.I., Nagaoka,Y.
Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707

[4] Altshuler,B.L., Aronov,A.G., Lee,P.A.
Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1288

[5] Bergmann,G.
Phys. Rep. **107** (1984) 1

[6] Anderson,P.W., Abrahams,E., Ramakrishnan,T.V.
Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 718

[7] Gorkov,L.P., Larkin,A.I., Khmelnitsky,D.E.
JEPT Lett. **30** (1979) 228

[8] Buckel,W.
Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen
Weinheim: Physik-Verlag (1984)

[9] Bergmann,G
Z. Phys. B - Cond. Matt. **48** (1982) 5

[10] Fukuyama,H.
J. Phys. Soc. Jap. **50** (1981) 3407

[11] Bergmann,G., Wei Wei
Sol. Stat. Com. **71** (1989) 1011

[12] Lee,P.A., Ramakrishnan,T.V.
Phys. Rev. **26** (1982) 4009

[13] Peters,R.P., Bergmann,G
Journal of the Physical Society of Japan **54** (1985) 3478

[14] Mueller,R.M., Buchal,Chr., Folle,H.R., Kubota,M., Pobell,F.
Cryogenics, (1982) 395

[15] Pobell,F.
Matter and Methods at Low Temperatures,
Springer-Verlag, 1992

[16] Lounasmaa,O.V.
Experimantal Principles and Methods Below 1K,
Academic Press, Inc. 1974

[17] Schmidt,K.
Forschungszentrum Jülich, IFF, Private Mitteilung (1992)

[18] Saurenbach,F.
Forschungszentrum Jülich, ISI, Private Mitteilung (1992)

[19] Peters,R.-P.
Messung der magnetischen Streuzeit von Leitungselektronen in Kondosystemen
(Diss. Uni. Köln) D 38 (1986)

[20] Altshuler,B.L., Aronov,A.G., Khmelnitsky,D.E.
J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **15** (1982) 7367

[21] Blanc,R., Belzons,M.
Sol. Stat. Com. **27** (1978) 1137

[22] Wennberg,A.K.M., Ytterboe,S.N., Gould,C.M., Bolzer,H.M.
Phys. Rev. B **34** (1986) 4409

[23] Schmid,A.
Z. Phys. **259** (1973) 421

[24] Bergmann,G, Wei Wei
Sol. Stat. Com. **71** (1989) 1011

[25] Press,W.H., Flannery,B.P., Teukolsky,S.A, Vetterling,W.T.
Numerical Recipes in Pascal, Cambridge University Press, 1989

[26] Abramowitz,M., Stegun,I.A.
Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, Inc., New York

[27] Smith,T.I.
J. Appl. Phys. **44** (1973) 852

[28] Garrett,M.W.
J. Appl. Phys. **34** (1963) 2567

[29] Muething,K.A., Edwards,D.O., Feder,J.D., Gully,W.J., Scholz,H.N.
Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 485

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2759
Mai 1993
ISSN 0944-2952