

**Magnetowiderstand  
von ferromagnetischen  
elektronenlithographisch hergestellten  
Leiterbahnen**

Diplomarbeit  
zur Erlangung des Grades einer  
Diplomphysikerin

vorgelegt von

**Nathalie Reckers**

geb. am 11.11.1982  
in Gelsenkirchen

durchgeführt an der  
Fakultät für Naturwissenschaften  
der  
Universität Duisburg-Essen  
bei  
Prof. Dr. G. Dumpich

Duisburg, im September 2008

*Probleme kann man niemals mit derselben Denkweise lösen,  
durch die sie entstanden sind.*

Albert Einstein (1879-1955)

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Messplatz zur Magnetowiderstandsmessung bei Raumtemperatur aufgebaut. In diesem Messplatz ist es möglich, Widerstandsänderung mittels Lock-in-Technik zu detektieren und die Magnetowiderstandsänderungen mit einer Gleichstrom-Messung zu bestimmen.

Der Aufbau des neuen Magnetowiderstandmeßplatzes wird detailliert beschrieben und das Meßverfahren ausführlich erläutert. Messungen mit Lock-in-Technik bei Raumtemperatur ermöglichen eine um einen Faktor 10 bessere Auflösung des Messsignals. Die thermische Abschirmung des Meßaufbaus garantiert eine Temperaturstabilität von  $\Delta T = 20$  mK.

Erste Testmessungen sind an polykristalline Permalloy-Leiterbahnen vorgenommen worden, die mit Hilfe von hochauflösender Elektronenstrahlithographie hergestellt werden. Der Magnetowiderstand der Permalloy-Leiterbahnen wird in Abhängigkeit der Orientierung des äusseren Magnetfeldes zur Leiterbahnebene bzw. -achse, also der longitudinale, transversale und vertikale Magnetowiderstand, gemessen. Bei transversaler und vertikaler Geometrie wird das Magnetowiderstandsverhalten hauptsächlich durch den anisotropen Magnetowiderstandseffekt bestimmt. Es wird gezeigt, dass das Auflösungsvermögen  $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$  beträgt. Messungen in der longitudinalen Geometrie spiegeln das Ummagnetisierungsverhalten der Permalloy-Leiterbahnen wieder, die erzielten Widerstandsänderungen sind so gering, dass nur qualitative Aussagen möglich sind. Der Vergleich zwischen den Raumtemperaturmessungen und den Messungen bei tiefen Temperaturen zeigt, dass das geringe Messsignal für die beobachteten Widerstandsfluktuationen bei Zim-

---

mertertemperatur verantwortlich sind.

Weitere Messungen werden an einkristallinen, epitaktisch hergestellten Eisen-Leiterbahnen vorgenommen, die im Rahmen einer Doktorarbeit von C. Hassel hergestellt werden. Bei den untersuchten Eisen-Leiterbahnen liegt die Magnetisierungsrichtung und die leichte kristalline Achse parallel zur langen Leiterbahnachse. Betrachtet werden Messungen des transversalen Magnetowiderstandsverhalten, die vollständig mit Hilfe des anisotropen Magnetowiderstandeffektes erklärt werden können.

## Abstract

In the present diploma thesis a measurement setup was built to perform magnetoresistance measurements at room temperature. With this measurement setup, it is possible to detect the resistance change by use of the lock-in-technique as well as the magnetoresistance changes with a direct-current measurement.

The construction of the new magnetoresistance measurement setup is described in detail and the measurement procedure is explained precisely. It is shown, that at room temperature the measurements with the lock-in-technique lead to a resolution one order of magnitude larger than for conventional measurements. The thermal shield of the measurement setup guarantees a temperature stability from  $\Delta T = 20$  mK.

First measurements are performed with polycrystalline permalloy-wires, which are produced by means of high-resolution electron beam lithography. For these wires, the magnetoresistance is investigated for different orientations of the externally applied magnetic field concerning the wire axis. This leads to the longitudinal, transversal and perpendicular magnetoresistance. In transversal and perpendicular geometry, the magnetoresistance behavior is given by anisotropic magnetoresistance effects. It is shown that the resolution of the resistance measurements is in the order of  $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$ . The magnetization reversal behavior is investigated by longitudinal magnetoresistance measurements. In this geometry, the resistance changes are very small. Thus, only a qualitative evaluation of the magnetization reversal behaviour of the permalloy-wires is possible. A comparison of the measurements at room temperature with measurements at low temperature shows, that

---

the small measurement signals cause the observed fluctuations in the resistance at room temperature.

Further measurements are done at single crystalline, epitaxial iron-wires fabricated within a dissertation of C. Hassel. In these wires the magnetization and the easy axis of the magnetocrystalline anisotropy is orientated in the film plane and parallel to the long wire axis. By the investigation of the transversal magnetoresistance behavior the anisotropic magnetoresistance effect is explained.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Klassischer Widerstand . . . . .	9
2.2	Magnetowiderstandsbeiträge . . . . .	11
2.2.1	Lorentz-Magnetowiderstand . . . . .	11
2.2.2	Anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	12
2.3	Magnetische Anisotropie . . . . .	14
2.3.1	Magnetische Feldenergie . . . . .	14
2.3.2	Uniaxiale magnetokristalline Anisotropie . . . . .	17
2.3.3	Kubische magnetokristalline Anisotropie . . . . .	18
2.3.4	Bestimmung des Anisotropiefeldes nach Tumanski . . . . .	20
2.4	Epitaxie . . . . .	24
2.4.1	Keimbildung . . . . .	25
2.4.2	Wachstumsmoden . . . . .	26
2.4.3	Besonderheiten der Epitaxie . . . . .	28
2.5	Messung mittels Lock-in-Technik - Allgemeines Prinzip . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Experimentelles</b>	<b>33</b>
3.1	Probenpräparation . . . . .	33
3.1.1	Herstellung ferromagnetischer Leiterbahnen . . . . .	33
3.1.1.1	Polykristalline Leiterbahnen . . . . .	33
3.1.1.2	Epitaktische Eisen-Leiterbahnen . . . . .	35

3.1.2	Bedampfungsverfahren zur Herstellung der polykristallinen Strukturen . . . . .	40
3.2	Strukturelle Untersuchung . . . . .	42
3.2.1	Rasterelektronenmikroskop . . . . .	42
3.2.2	Probenlayout . . . . .	43
3.2.2.1	Beispiele . . . . .	46
3.2.3	Widerstandsmessungen . . . . .	47
3.3	Aufbau des Magnetowiderstandmessplatzes . . . . .	49
3.3.1	Messeinsatz . . . . .	50
3.3.2	Elektrischer Aufbau . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>61</b>
4.1	Temperaturmessung . . . . .	61
4.1.1	Langzeitmessung an Zimmertemperaturmagnetowiderstand- messplatz . . . . .	62
4.1.2	Temperaturkoeffizient der verwendeten Materialien . . . . .	63
4.1.2.1	Temperaturkoeffizient von Permalloy . . . . .	64
4.1.2.2	Temperaturkoeffizient von Eisen . . . . .	65
4.2	Polykristalline Permalloy-Leiterbahnen . . . . .	66
4.2.1	Messgeometrien . . . . .	66
4.2.1.1	Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene . . . . .	67
4.2.1.2	Magnetfeld transversal zur langen Leiterbahnachse	70
4.2.1.3	Magnetfeld longitudinal zur langen Leiterbahnachse	75
4.2.2	Vergleich mit Widerstandsmessung im Kryostaten . . . . .	78
4.2.3	Widerstandsmessung . . . . .	81
4.3	Epitaktische Eisen-Leiterbahnen . . . . .	81
4.3.1	Magnetfeld in der Schichtebene senkrecht zur Leiter- bahnachse . . . . .	82



<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>6 Anhang</b>	<b>91</b>
6.1 Meßprogramm . . . . .	91
6.2 Technische Zeichnungen . . . . .	92



# 1 Einleitung

In den letzten Jahren hat sich zunehmend gezeigt, dass es möglich ist, das magnetische Verhalten von ferromagnetischen Leiterbahnen aus ihrem Widerstandsverhalten in Abhängigkeit der Temperatur und eines äusseren Magnetfeldes abzuleiten ([1], [2]). Insbesondere bei Leiterbahnen mit Abmessungen im Nanometerbereich liefern Magnetowiderstandsmessungen wichtige Hinweise unter anderem über das Ummagnetisierungsverhalten, eine Information, die von einzelnen nanostrukturierten, ferromagnetischen Leiterbahnen nur schwer mit anderen Messverfahren aufgenommen werden kann. Da jedoch die magnetisch bedingten Widerstandsänderungen sehr klein sind, müssen Magnetowiderstands-Daten mit genügend hoher Genauigkeit aufgenommen werden. Typischer Weise müssen Widerstandsänderungen  $\Delta R$  mit einer Genauigkeit von  $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$  bestimmt werden [3].

Bisher wurden die meisten Messungen dieser Art bei tiefen Temperaturen vorgenommen, um thermische Einflüsse separieren bzw. unterdrücken zu können. Will man jedoch die gewonnenen Daten mit anderen magnetischen Kenngrößen vergleichen bzw. kombinieren, bedient man sich häufig magnetischer Messdaten, die bei Zimmertemperatur z.B. mittel Magnetkraftmikroskop aufgenommen wurden [2].

Es ist daher wünschenswert, Magnetowiderstandsmessungen zusätzlich zu den Messungen bei tiefen Temperaturen auch bei Zimmertemperatur durchführen zu können. Dabei besteht die Herausforderung darin, den Messaufbau und das Mess-

verfahren so zu gestalten, dass der Widerstand mit der bei tiefen Temperaturen erzielten Genauigkeit von  $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$  bestimmt werden kann.

Dieses Ziel sollte im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit durch einen neuen Versuchsaufbau erreicht werden, wobei zur Messung des elektrischen Widerstandes ein Lock-in-Verfahren implementiert werden sollte.

Eine weitere Motivation ist, dass Untersuchungen von spinabhängigem Transport eine wesentliche Voraussetzung für die Entwicklung und Anwendung in der Magnetoelektronik [4]. Zu den ersten bekannt gewordenen spinabhängigen Transportphänomenen gehört der Riesenmagnetowiderstand (GMR) [5]. Im Rahmen dieser Arbeit ist besonders das Verhalten von ferromagnetischen Leiterbahnen interessant. Der Magnetowiderstand einzelner ferromagnetischer Leiterbahnen wird hauptsächlich durch den Anisotropen Magnetowiderstand (AMR) beeinflusst. Dieser beruht auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung und führt zu einer Abhängigkeit des Widerstandes von der Orientierung von Strom zu Magnetisierung [6]. Ein neues interessantes spinabhängiges Phänomen ist das strominduzierte Schalten, dabei wird durch einem spinpolarisierten Strom eine Leiterbahn ummagnetisiert, beziehungsweise es werden einzelne Domänenwände bewegt (“Spin-Torque-Effekt“) [7]. Dieser Effekt wird bei dem sogenannten „Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory“ ausgenutzt [8]. Dabei wird davon ausgegangen, dass es eine kontrollierte Domänenwandbewegung in magnetischen Leiterbahnen durch einen kurzen gepulsten, spin-polarisierten Strom gibt. Die Untersuchung an diesem Effekt zeigt die Möglichkeit auf, dass es in Zukunft eine permanente Speichereinheit mit derselben hohen Arbeitsleistung und Betriebssicherheit wie in einer konventionellen Speichereinheiten geben kann, die jedoch mit geringeren Kosten wie eine konventionelle Festplatte verbunden ist.

Um das Verhalten von Leiterbahnen unter realen Bedingungen zu testen, ist es notwendig diese bei Zimmertemperatur zu untersuchen. Daher ist es sinnvoll einen

---

Messplatz aufzubauen, der es ermöglicht das magnetische Verhalten bei Zimmertemperatur näher zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die grundlegenden Widerstandsbeiträge erläutert, die für die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhalten relevant sind. Des weiteren wird darauf eingegangen, welche Anisotropiebeiträge in den beiden gemessenen Systemen auftreten können. Im weiteren wird darauf eingegangen welche Prozesse bei der Epitaxie geschehen, damit eine einkristalline Probe entsteht. Zum Schluss des Kapitel wird anhand eines einfachen Beispiels erklärt, wie es möglich ist einen Widerstand mittels Lock-in-Technik zu detektieren. Im dritten Kapitel wird auf den experimentellen Teil dieser Arbeit eingegangen, es wird auf Methoden zur Herstellung der untersuchten Nanostrukturen, der Charakterisierung und der Untersuchung von dieser eingegangen. Ausserdem wird der Aufbau des Zimmertemperaturmagnetomesswiderstandmessplatzes erläutert. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse und deren Diskussion vorgestellt. Es wird zunächst auf die Temperaturmessung des Messplatzes eingegangen und auf die ermittelten Temperaturkoeffizienten der verwendeten Strukturen. Anschliessend werden die Ergebnisse der Messungen an den polykristallinen Permalloy-Leiterbahnen vorgestellt und diskutiert und im Anschluss die Messungen an den epitaktisch gewachsenen Eisen-Leiterbahnen.



## 2 Theoretische Grundlagen

In Rahmen dieser Arbeit werden ferromagnetische Systeme auf ihr magnetisches Widerstandsverhalten untersucht. Somit wird im Folgenden darauf eingegangen, welche Mechanismen dafür ausschlaggebend sind. Dabei muss zunächst auf den Widerstand im Allgemeinen sowie den Magnetowiderstand - also den Widerstand als Funktion eines externen Magnetfeldes - eingegangen werden und auf die dadurch verursachten weiteren Widerstandsbeiträge, wie zum Beispiel den Lorentz-Magnetowiderstand und den anisotropen Magnetowiderstand. Im Rahmen dieses Kapitels wird erläutert auf welche Effekte diese Widerstandsbeiträge beruhen und wie sich der Widerstand demnach verändert.

Da in dieser Arbeit sowohl polykristalline als auch epitaktische Leiterbahnen untersucht werden, werden anschließend die Mechanismen epitaktischen Wachstums diskutiert.

Im Weiteren wird ausserdem mit einem einfachen Beispiel darauf eingegangen, wie es möglich ist, Widerstandsänderungen mittels Lock-in-Technik zu detektieren.

### 2.1 Klassischer Widerstand

Der Elektronentransport in Metallen wird durch eine einfache Näherung des Modells quasifreier Elektronen beschrieben [9]. Hierbei muss die Wellenfunktion des freien Elektrons an das periodische Potential des Kristallgitters angepasst werden. Die Elektronen werden dann als modulierte ebene Blochwellen  $\underline{\Psi}_k = u_k(\underline{r}) e^{i\cdot k\cdot r}$

beschrieben. Bei  $u_k(\underline{r})$  handelt es sich dabei um einen gitterperiodischen Modulationsfaktor. Ursachen für Elektronenstreuung und für die endliche Leitfähigkeit im Kristallgitter sind Abweichungen von der strengen Periodizität des Gitters. Dabei kann man zwischen verschiedenen Streuprozessen unterscheiden. Es wird differenziert zwischen inelastischer, temperaturabhängiger Streuung, zum Beispiel an Phononen, und elastischer, temperaturunabhängiger Streuung an Fehlstellen und Fremdatomen. Bei hohen Temperaturen ist der Widerstand hauptsächlich durch die inelastische Streuung gegeben, bei tiefen Temperaturen überwiegt die Störstellenleitung. In der quasi-klassischen Betrachtung nach Boltzmann wird der spezifische Widerstand ( $\rho = 1/\sigma$  mit  $\sigma$  als Leitfähigkeit) wie folgt beschrieben [9]:

$$\rho = \frac{m_e^*}{n \cdot e^2} \cdot \frac{v_F}{\lambda} \quad (2.1)$$

Bei  $m_e^*$  handelt es sich um die effektive Elektronenmasse,  $n$  ist die Elektronendichte,  $e$  die Elementarladung,  $v_F$  die Fermi-Geschwindigkeit und  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Bei tiefen Temperaturen ist der Widerstand durch den temperaturunabhängigen *Restwiderstand*  $\rho_0$  gegeben.

$$\rho_0 = \frac{m_e^*}{n \cdot e^2} \cdot \frac{v_F}{\lambda_e} \quad (2.2)$$

Die elastische Streulänge  $\lambda_e$  ist abhängig von der Konzentration von Störstellen im Metall. Für polykristalline Materialien kann  $\lambda_e$  durch die mittlere Korngröße abgeschätzt werden. Das Widerstandsverhalten ist stark von der Phononstreuung und somit von der Temperatur abhängig, bei tiefen Temperaturen wird eine  $T^5$ -Abhängigkeit gefunden und bei hohen Temperaturen eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur [9].

Mit Hilfe der *Matthiesen'schen Regel* kann der Widerstand in einen temperaturunabhängigen und einen temperaturabhängigen Anteil getrennt werden.

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{Ph}(T) \quad (2.3)$$



Ein Maß für die Unordnung eines Systems ist das sogenannte Restwiderstandsverhältnis  $\Gamma$ . Dieses wird gegeben durch [10]:

$$\Gamma = \frac{R(300K)}{R(4,2K)} \quad (2.4)$$

Je größer  $\Gamma$  ist, umso höher ist die Ordnung des Systems.

## 2.2 Magnetowiderstandsbeiträge

Die bisher diskutierten Effekte sind unabhängig von einem externen Magnetfeld. Experimentell wird jedoch gefunden, dass sich der Widerstand als Funktion des Magnetfeldes verändert. Im Folgenden werden Mechanismen erläutert, die zu einer Veränderung des Widerstandes im Magnetfeld führen können.

### 2.2.1 Lorentz-Magnetowiderstand

Der Lorentz-Magnetowiderstand (LMR, engl. **L**orentz **M**agneto**r**esistance) wird dadurch erzeugt, dass die Elektronen in einem Metall durch ein äußeres Magnetfeld  $B$  abgelenkt werden. In einem äußeren Magnetfeld werden die bewegten Ladungsträger durch die Lorentzkraft

$$\underline{F}_L = q \cdot \underline{v} \times \underline{B} \quad (2.5)$$

von ihrer geradlinigen Bewegung auf eine Kreisebahn abgelenkt. Damit erhöht sich die zurückgelegte Wegstrecke der Elektronen. Dies führt zu einem Anstieg des Widerstandes mit zunehmender Magnetfeldstärke. Die Orientierung des Magnetfeldes ist zudem entscheidend für die durch den LMR verursachten Widerstandsänderungen. Ist das Feld parallel zur Stromrichtung orientiert, so sind die verursachten Widerstandsänderungen vernachlässigbar klein. Da das Kreuzprodukt in Gleichung 2.5 in paralleler Orientierung Null wird und somit die Lorentzkraft  $\underline{F}_L = 0$  ist. Ist das Feld jedoch senkrecht zum Strom orientiert, so

wird unter Annahme isotroper Streuung für polykristalline Proben eine quadratische Zunahme des Lorentz-Magnetowiderstandes mit dem Magnetfeld erwartet [11]. Durch das *Kohler*-Gesetz kann der relative Widerstandsanstieg des Lorentz-Magnetowiderstandes näherungsweise ausgedrückt werden [11]:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = \left( \frac{e \cdot B}{m_e^*} \cdot \tau_e \right)^2 \quad (2.6)$$

$\rho_0$  ist hierbei der Widerstand bei  $B = 0$  T. Die quadratische Zunahme des Widerstandes gilt im Bereich von kleinen Magnetfeldern. Der Beitrag durch den LMR kann wie folgt abgeschätzt werden: Die mittlere freie Weglänge in polykristallinen Materialien beträgt etwa 6 nm [10] und die Fermigeschwindigkeit in der Größenordnung von  $v_F = 1 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$  [12]. Für ein Magnetfeld von  $B = 200$  mT ergibt sich dann der Wert für die relative Widerstandsänderung  $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ .

### 2.2.2 Anisotroper Magnetowiderstand

Der *Anisotrope Magnetowiderstand* (AMR, engl. **A**nisotropic **M**agnetoresistance) ist im Gegensatz zum klassischen Widerstand nicht direkt von der Richtung des äußeren Magnetfeldes in Bezug auf die Stromrichtung abhängig, sondern vom Winkel zwischen der Magnetisierung innerhalb der Probe und der Stromrichtung.

Der Grund für das Auftreten des AMR ist die Spin-Bahn-Streuung [11]. Die Leitungselektronen besitzen eine größere Streuwahrscheinlichkeit, wenn sie sich parallel zur Richtung der Magnetisierung bewegen im Vergleich zu dem Fall, dass sie sich senkrecht dazu bewegen.

In Abbildung 2.1 ist der spezifische Widerstand einer  $Ni_{0,9942}Co_{0,0058}$ -Legierung in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei  $T = 77$  K (entnommen aus [6]) zu sehen. Die Messung wurde für einen polykristallinen Film durchgeführt, welcher in Remanenz innerhalb der Schichtebene magnetisch ungeordnet ist. Das Feld wurde parallel zum Strom ( $\rho_{||}$ ) und senkrecht zum Strom ( $\rho_{\perp}$ ) angelegt. Zum besseren

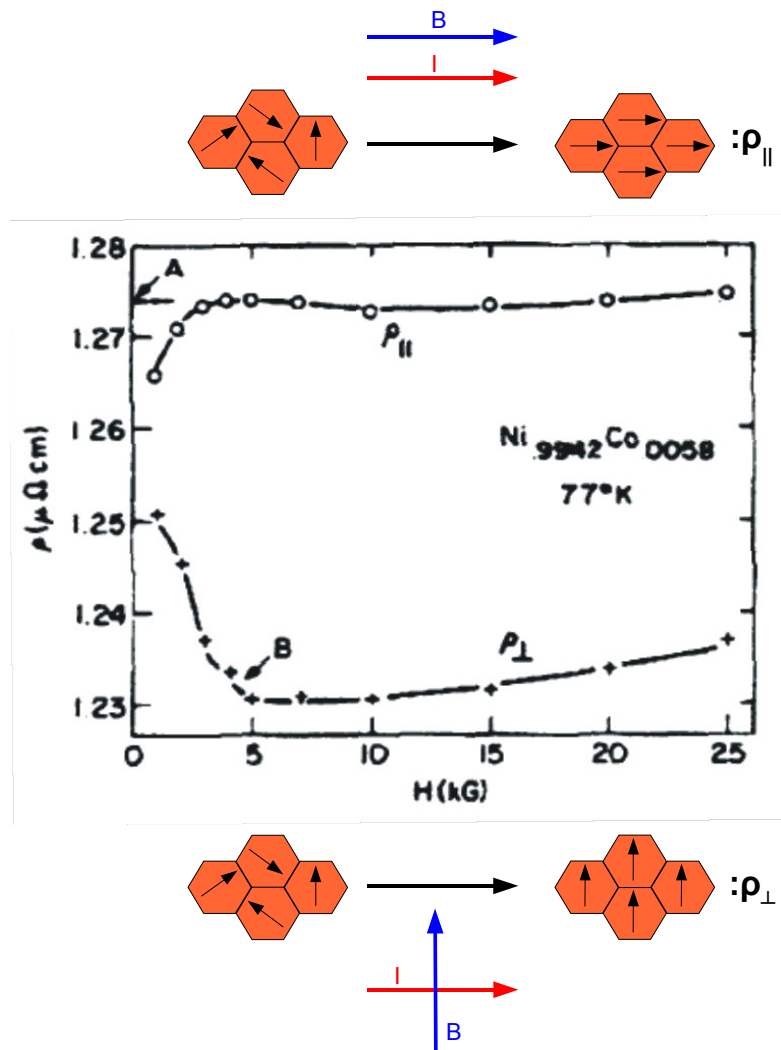


Abbildung 2.1: Longitudinaler und transversaler Magnetowiderstand von  $Ni_{0,9942}Co_{0,0058}$  (entnommen aus [6])

Verständnis wurde zudem oberhalb (unterhalb) des Diagramms eine Skizze gezeichnet, die die Orientierungen für die mit  $\rho_{||}$  ( $\rho_{\perp}$ ) bezeichnete Messung darlegt. Das linke Bild zeigt jeweils den remanenten Zustand, das rechte Bild die Magnetisierung in Sättigung. Zusätzlich sind die Strom- und Magnetfeldrichtungen eingezeichnet. Die Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel  $\alpha$  zwischen der Magnetisierung

und der Stromrichtung ergibt sich nach [6] zu:

$$\rho = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cdot \cos^2 \alpha \quad (2.7)$$

$\Delta\rho$  ist die aus dem AMR resultierende Widerstandsänderung. Diese ist gegeben durch die Differenz aus maximalem und minimalem Widerstand in paralleler bzw. senkrechter Ausrichtung der Magnetisierung bezüglich der Stromrichtung.

$\frac{\Delta R}{R}$  kann bei bulk-Proben Werte von bis zu 1% erreichen. Für dünne Filme ist der Widerstandsunterschied zwischen den beiden Orientierungen typischerweise im Bereich von einigen Promill. Mit Hilfe von AMR-Messungen ist es möglich, das Ummagnetisierungsverhalten *einzelner* Leiterbahnen zu untersuchen [13].

### 2.3 Magnetische Anisotropie

Die magnetische Anisotropie in einem Ferromagneten beschreibt die Abhängigkeit der freien Energie von der Richtung der Magnetisierung relativ zu den strukturellen Achsen des Materials bzw. zu den durch die äussere Form gegebenen Vorzugsrichtungen. Hierbei wird unterschieden zwischen Kristallanisotropie, die durch Spin-Bahn-Wechselwirkung erzeugt wird und von der kristallinen Struktur (d.h. den kristallographischen Richtungen im Material) abhängt, und der Formanisotropie, die ein Resultat der durch Dipol-Dipol-Wechselwirkungen verursachten anisotropen Streufeldenergie ist. Da das Ummagnetisierungsverhalten von den in der ferromagnetischen Probe vorhandenen Anisotropien abhängt, müssen diese zum Verständnis des Magnetowiderstandsverhaltens näher betrachtet werden.

#### 2.3.1 Magnetische Feldenergie

Die magnetische Feldenergie kann in zwei Teile aufgeteilt werden, in die *externe Feldenergie* und in die *Streufeldenergie*. Die externe Feldenergie oder auch Zeeman-Energie ist abhängig von der Orientierung der Magnetisierung bezüglich eines von

aussen angelegtem Magnetfeld  $B_{ex} = \mu_0 H_{ex}$ . Die Energie folgt dann aus dem Vektorprodukt und dessen Intergration über das Probenvolumen:

$$E_{H_{ex}} = -\mu_0 \int_{V_{Probe}} \underline{M} \cdot \underline{H}_{ex} dV \quad (2.8)$$

Für ein homogenes externes Magnetfeld und eine homogen magnetisierte Probe hängt diese Energie nur noch von der relativen Orientierung des magnetischen Moments  $m = M \cdot V$  und des externen Feldes ab:

$$E_{H_{ex}} = -\mu_0 \underline{M} \cdot \underline{H}_{ex} = -\underline{M} \cdot \underline{B}_{ex} \quad (2.9)$$

Der zweite Teil der magnetischen Feldenergie, die Formanisotropie, ist mit dem magnetischen Feld verbunden, welches durch die Form des magnetischen Körpers selbst erzeugt wird. Wird von der Maxwell-Gleichung  $div \underline{B} = div(\mu_0 \underline{H} + \mu_0 \underline{M}) = 0$  ausgegangen, ergibt sich für das Streufeld  $\underline{H}_d$ , welches durch die Divergenz der Magnetisierung  $\underline{M}$  erzeugt wird:

$$div \underline{H}_d = -div \underline{M} \quad (2.10)$$

Die Energie des Streufeldes ist das Produkt aus der Magnetisierung und dem Streufeld, integriert über das Probenvolumen [14]:

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \int_{V_{Probe}} \underline{M} \cdot \underline{H}_d dV \quad (2.11)$$

Für die Berechnung des Streufeldes soll als einfaches Beispiel eine unendlich ausgedehnte magnetische Schicht angenommen werden. Liegt die Magnetisierung in der Filmebene, ist die Divergenz der Magnetisierung und somit auch das Streufeld Null. Ist ein Teil der Magnetisierung parallel zur Filmmormalen orientiert, treten an den Rändern der Schicht Divergenzen der Magnetisierung auf, die zu einem Streufeld innerhalb der Probe führen. Dieser Fall ist in Abbildung 2.2 schematisch gezeigt. Hier ist ein Querschnitt der unendlich ausgedehnten Schicht entlang

der (x,y)-Ebene gezeigt. Beispielhaft sind drei Richtungen der Magnetisierung mit verschiedenen Winkeln bezüglich der Filmmormalen und das zugehörige Streufeld gezeigt. Je kleiner der Winkel zwischen Schichtnormalen und der Magnetisierung ist, je größer ist das Streufeld. Es ist maximal, wenn die Magnetisierung senkrecht zur Schicht steht. Das Streufeld außerhalb der Schicht ist Null, da auch die Magnetisierung Null ist. Wenn man von diesem einfachen Fall ausgeht, lässt sich die differen-

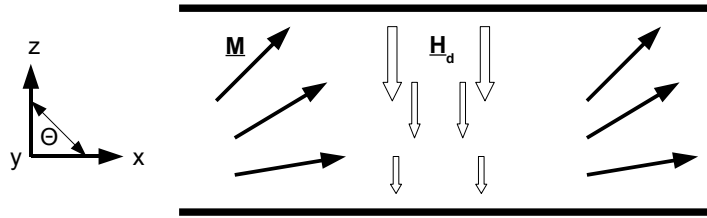


Abbildung 2.2: Querschnitt einer unendlich ausgedehnte Schicht entlang der (x,y)-Achse

tielle Gleichung 2.10 integrieren. Daraus ergibt sich für das Entmagnetisierungs- oder Streufeld  $\underline{H}_d$  und seine Energiedichte  $e_d$ :

$$\begin{aligned} \underline{H}_d &= M_S m_3(z) \underline{e}_3, \\ e_d &= -\frac{1}{2} \underline{H}_d \cdot \underline{M} = \frac{1}{2} M_S^2 \mu_0 m_3^2(z) \end{aligned} \quad (2.12)$$

$m_3(z)$  ist hierbei die Magnetisierung in z-Richtung. Die Energiedichte  $e_d$  hat die Form einer uniaxialen Anisotropieenergie, wenn Gleichung 2.12 in Kugelkoordinaten übertragen wird:

$$e_d = \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \cos^2 \Theta \quad (2.13)$$

$\Theta$  ist der Winkel zwischen der Filmmormalen und der Magnetisierung. Die Formanisotropie resultiert allein aus den geometrischen Abmessungen der Probe sowie der Magnetisierung  $M$  des verwendeten Materials. Sie ist maximal, wenn die Magnetisierung senkrecht zur Schicht orientiert ist.

Ähnliche Überlegungen zur Formanisotropie einer schmalen Leiterbahn führen zum gleichen Ergebnis, nur dass die Anisotropieenergie minimal ist, wenn die Magnetisierung entlang der Leiterbahnachse orientiert ist. In Abwesenheit von magnetokristalliner Anisotropie dominiert allein die Formanisotropie von Leiterbahnen [13]. Für die Formanisotropieenergiedichte gilt:

$$e_d = -\frac{1}{2} \cdot N_z \cdot \mu_0 \cdot M_S^2 \cdot \cos^2 \Theta \quad (2.14)$$

$N_z$  ist der sogenannte Entmagnetisierungsfaktor. Für eine Schicht mit endlichen Parametern muss in senkrechter Orientierung der Magnetisierung der Entmagnetisierungsfaktor  $N_z \neq 1$  sein.

### 2.3.2 Uniaxiale magnetokristalline Anisotropie

Eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie entsteht durch Symmetriebrechung innerhalb eines Festkörpers. Im hcp-Kobalt ist zum Beispiel die c-Achse aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkung anisotrop gegenüber den anderen Kristallachsen. Auch "künstlich" kann eine uniaxiale Anisotropie durch die Präparation von Multilagenschichten geschaffen werden [15]. Hier ist die Symmetriebrechung an den Grenzflächen zwischen den Einzellagen Grund für eine ausgezeichnete Richtung senkrecht zur Schichtebene. Für diese Art der Anisotropieenergiedichte gilt in erster nicht verschwindender Ordnung:

$$e = E_u = K_u \cdot \sin^2 \Theta \quad (2.15)$$

Der Winkel  $\Theta$  ist der Winkel der in der ausgezeichneten Richtung senkrecht zur Ebene und der Magnetisierung liegt.  $K_u$  ist die sogenannte Anisotropiekonstante. Zwei Fälle für  $K_u$  sind zu unterscheiden. Für den Fall, dass  $K_u$  positiv ist, ist die ausgezeichnete Richtung eine "leichte" Richtung der Magnetisierung, d. h. dass die Magnetisierung bevorzugt in dieser Richtung liegt. Ist  $K_u$  negativ, muss

Energie (z. B. durch ein äußeres Magnetfeld) aufgewendet werden, um die Magnetisierung in dieser Richtung auszurichten. Auch in der Filmebene können uniaxiale Anisotropien auftreten, die zu einer ausgezeichneten Achse führen. Dies kann etwa durch anisotrope Verspannungen in der Filmebene oder auch durch gerichtete Stufenkanten verursacht werden.

### 2.3.3 Kubische magnetokristalline Anisotropie

In einkristallinen Systemen mit kubischer Symmetrie trägt auch die kubische magnetokristalline Anisotropie zur freien Energie des Ferromagneten bei. Der Ausdruck der freien Energiedichte für kubische Symmetrie bei (110)-orientierten dünnen Filmen lautet [16]:

$$F_{kub} = \frac{K_4}{4} \left\{ \cos^4 \Theta + \sin^4 \Theta [\sin^4 \Phi + \sin^2 2\Phi] + \sin^2 2\Theta \left( \cos^2 \Phi - \frac{\sin^2 2\Phi}{2} \right) \right\} \quad (2.16)$$

Hier ist  $\Phi$  der in der Ebene liegende Winkel zwischen der Magnetisierung und der leichten Achse in [001]-Richtung.  $\Theta$  ist der Polarwinkel der Magnetisierung relativ zur Filmmormalen.

Im Fall, der in dieser Arbeit verwendeten Fe(110)-Strukturen, liegt die Magnetisierung aufgrund der Formanisotropie in der Filmebene. Daher wird der Winkel  $\Theta = \frac{\pi}{2}$ , damit vereinfacht sich die Gleichung 2.16 zu:

$$F_{kub} = \frac{K_4}{4} (\sin^4 \Phi + \sin^2 2\Phi) \quad (2.17)$$

Berücksichtigt man nun noch einen uniaxialen Term in der Filmebene, wie er für die verwendeten Strukturen gefunden wird [16], folgt:

$$F_{kub} + F_u = \frac{K_4}{4} (\sin^4 \Phi + \sin^2 2\Phi) + K_u \sin^2 \Phi \quad (2.18)$$

In Abbildung 2.3 sind alle Beiträge der freien Energiedichte zu sehen. Dabei wurden die in [16] ermittelten Werte von  $K_4$  und  $K_u$  verwendet. Der Beitrag, der



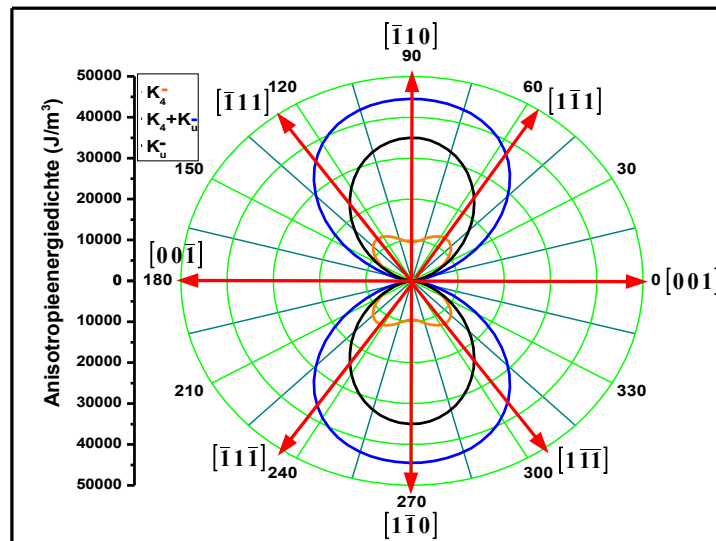


Abbildung 2.3: Polarplot der kubischen magnetokristallinen Anisotropie, der uniaxialen Anisotropie und der Summe aus beiden Anisotropiebeiträgen.

durch  $K_4$  verursacht wird, ist orange gekennzeichnet. Der  $K_u$ -Beitrag ist schwarz eingezeichnet und die Summe aus beiden Beiträgen ist blau gekennzeichnet.

Zunächst betrachte man den kubischen Anisotropiebeitrag. Hier liegt die leichte Achse in den  $\langle 001 \rangle$ -Richtungen, die mittelschwere Achse in den  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen und die schwere Achse in den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen.

Wenn man nun den Beitrag der uniaxialen Anisotropie betrachtet, wird sichtbar, dass diese nur eine leichte und schwere Achse besitzt. Die leichte Achse liegt in den  $\langle 001 \rangle$ -Richtungen und die schwere Achse liegt in den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen.

Wie zu sehen ist, überlagert der Anteil von  $K_u$  den Anteil von  $K_4$ . Dadurch liegt die schwere Achse in den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen, die mittelschwere Achse in den  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen und die leichte Achse in den  $\langle 001 \rangle$ -Richtungen.

### 2.3.4 Bestimmung des Anisotropiefeldes nach Tumanski

Um die Gleichung 2.7 besser zu verstehen, müssen die mathematischen Hintergründe näher betrachtet werden. Dazu ist für beliebige Magnetisierungsrichtungen entscheidend, welcher Winkel  $\Theta$  zwischen der Stromrichtung  $\underline{J}$  und  $\underline{M}$  eingeschlossen wird. Mit Hilfe des Widerstandstensors aus [17]

$$\hat{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & -\rho_H & 0 \\ \rho_H & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

erhält man für das, in Komponenten der Stromdichte  $\underline{J} = \underline{E}/\rho$  geschriebene, elektrische Feld den folgenden Ausdruck:

$$\underline{E} = \rho_{\perp} \left[ \underline{J} - \left[ \hat{\underline{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \hat{\underline{M}} \right] + \rho_{\parallel} \left[ \hat{\underline{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \hat{\underline{M}} + \rho_H \hat{\underline{M}} \times \underline{J} \quad (2.20)$$

$$\underline{E} = \rho_{\perp} \underline{J} + [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] \left[ \hat{\underline{M}} \cdot \underline{J} \right] \cdot \hat{\underline{M}} + \rho_H \hat{\underline{M}} \times \underline{J} \quad (2.21)$$

Hierbei ist  $\rho_{\perp}$  der spezifische Widerstand bei senkrecht zum Strom angelegtem Magnetfeld,  $\rho_{\parallel}$  der spezifische Widerstand bei parallel zum Strom angelegtem Magnetfeld und  $\rho_H$  ist der spezifische Hallwiderstand. Die Gleichungen können durch Abbildung 2.4 veranschaulicht werden.

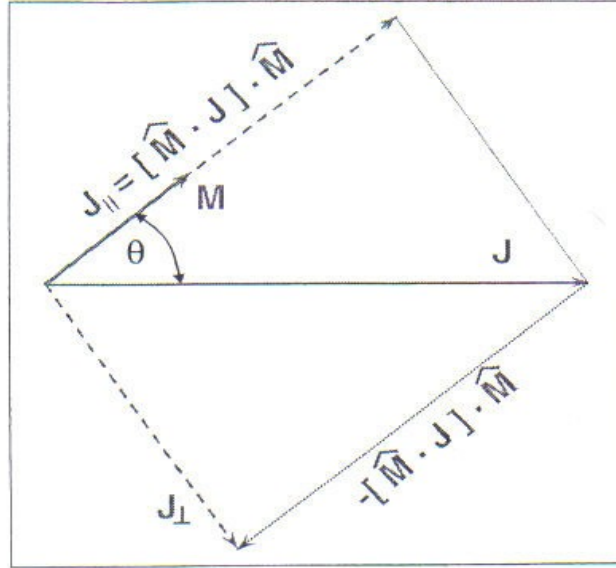


Abbildung 2.4: Vektorbild zur Ableitung der Formel 2.21 [17], Darstellung der verschiedenen Vektorbilder mit den einzuschließenden Winkeln

Wird die Gleichung 2.21 mit  $\underline{J}$  multipliziert, erhält man die Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel  $\Theta$ :

$$\frac{\underline{E} \cdot \underline{J}}{J^2} = \rho = \rho_{\perp} + (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \cos^2 \Theta = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \Theta = \rho_{||} - \Delta\rho \sin^2 \Theta \quad (2.22)$$

Dies folgt aus  $\rho_H (\hat{\underline{M}} \times \underline{J}) \cdot \underline{J} = \rho_H (\underline{J} \times \underline{J}) \cdot \hat{\underline{M}} = 0$ . Damit folgt:

$$\underline{E} \cdot \underline{J} = \rho_{\perp} \underline{J} \cdot \underline{J} + (\rho_{||} - \rho_{\perp}) (\hat{\underline{M}} \cdot \underline{J})^2 + 0 = \rho_{\perp} + (\rho_{||} - \rho_{\perp}) J^2 \cos^2 \Theta \quad (2.23)$$

Im Folgenden wird nun ein dünner ferromagnetischer Film mit einer uniaxialen Anisotropie in der Filmebene betrachtet. Wenn kein externes magnetisches Feld  $\underline{B}$  angelegt wird, liegt der resultierende Magnetisierungsvektor  $\underline{M}$  entlang der Anisotropieachse. Dies ist ersichtlich in Abbildung 2.5, wo  $L$  die Anisotropieachse bezeichnet. In dieser bezeichnet  $\underline{B}$  das externe magnetische Feld mit seinen Richtungen  $B_x$  und  $B_y$ ,  $I_w$  bezeichnet die Richtung der langen Leiterbahnachse,  $\varphi$  ist der

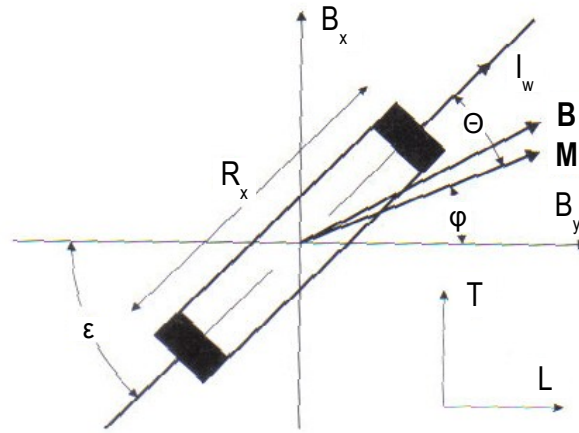


Abbildung 2.5: Modell eines einfachen ferromagnetischen Magnetowiderstand mit seinen Abhängigkeiten(L-Anisotropieachse)[18]

Winkel zwischen Magnetisierung und Magnetfeldrichtung,  $\Theta$  der Winkel zwischen Magnetisierung und Leiterbahnachse und  $\epsilon$  der Winkel zwischen Magnetfeldrichtung und Leiterbahnachse. Um die Magnetisierungsrichtung zu ändern, wird das magnetische Feld senkrecht zur Anisotropieachse angelegt. Das magnetische Feld ist hierbei in der Filmebene orientiert. Es wird vorausgesetzt, dass die gemessene Feldkomponente  $B_x$  senkrecht zur resultierenden leichten Achse der Magnetisierung ist. Der Einfachheit halber soll die y-Achse als Anisotropieachse festgelegt werden, wie in Abbildung 2.5 zu erkennen ist.

Zudem werden einfache Voraussetzungen angenommen. Zum Einen, dass der dünne Film homogen magnetisiert ist und zum Anderen, dass die Magnetisierungsänderung durch kohärente Rotation der Magnetisierung vollzogen wird.

Die Richtung des Magnetisierungsvektors  $\underline{M}$  kann durch Minimierung des magnetischen Anteils der freien Energiedichte des Systems hergeleitet werden. Diese Energiedichte  $e$  wird beschrieben als:

$$e = -\underline{B} \cdot \underline{M} + K_u \sin^2 \varphi \quad (2.24)$$

$\varphi$  ist der Winkel der Magnetisierung bezüglich der Anisotropieachse und  $K_u$  die uniaxiale Anisotropiekonstante. Die Gleichung 2.24 kann in zwei Beiträge aufgespalten werden, die Feldenergiedichte  $-\underline{B} \cdot \underline{M}$  und die Anisotropieenergiedichte  $K_u \sin^2 \varphi$ . Das externe Magnetfeld  $\underline{B}$  besteht aus den zwei Komponenten  $B_x$  und  $B_y$ . Die Magnetisierung  $\underline{M}$  wird durch den Winkel  $\varphi$  und der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  ausgedrückt, also durch  $M_S \sin \varphi$  und  $M_S \cos \varphi$ . Zudem wird die Anisotropie durch das Anisotropiefeld  $B_K$  gemäß  $K_u = \frac{1}{2} B_K M_S$  ausgedrückt. Dadurch folgt für die Gleichung 2.24:

$$e = -B_x M_S \sin \varphi - B_y M_S \cos \varphi + \frac{1}{2} B_K M_S \sin^2 \varphi \quad (2.25)$$

Aus der Minimierung der Energie bezüglich des Magnetisierungswinkels  $\varphi$  erhält man:

$$\frac{\partial e}{\partial \varphi} = 0 \Rightarrow \frac{\partial e}{\partial \varphi} = -B_x M_S \cos \varphi + B_y M_S \sin \varphi + B_K M_S \sin \varphi \cos \varphi = 0 \quad (2.26)$$

Für kleine Winkelwerte  $\varphi$  kann angenommen werden, dass  $\cos \varphi \approx 1$  und  $\tan \varphi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \approx \sin \varphi$ . Aus Gleichung 2.26 folgt dann die gesuchte Abhängigkeit von  $\varphi = f(B)$ , die dann ausgedrückt werden kann als:

$$\sin \varphi = \frac{B_x}{B_K + B_y} \quad (2.27)$$

Wenn nun die Magnetisierung in Richtung Anisotropieachse ( $\epsilon = 0$ ) gelegt wird, ist der Winkel  $\Theta$  zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Stromrichtung gleich dem Winkel  $\varphi$ .

$$\varphi = \Theta \quad (2.28)$$

Damit ist es dann möglich, den Winkel  $\Theta$  als Funktion des gemessenen Feldes  $B_x$  auszudrücken.

$$\sin \Theta = \frac{B_x}{B_K + B_y} \quad (2.29)$$

Mit der Gleichung 2.22 führt dies zu folgendem Ausdruck des Widerstandes entlang der Anisotropieachse:

$$R(B) = R_{\parallel} - \Delta R \frac{B_x^2}{(B_y + B_K)^2} \quad (2.30)$$

Damit ergibt sich für das Anisotropiefeld:

$$B_K = -B_y + \sqrt{\Delta R \frac{B_x^2}{R(B) - R_{\parallel}}} \quad (2.31)$$

In dem betrachteten Fall wäre  $B_y = 0$ . Man beachte, dass Gleichung 2.31 nur für kleine Winkel  $\varphi$ , d.h. für nicht zu große Magnetfelder, gilt.

## 2.4 Epitaxie

Epitaxie beschreibt das Wachstum dünner Schichten auf kristallinen Substraten, wobei eine feste Orientierung zwischen den kristallographischen Achsen des Filmes und denen des Substrates vorliegen muss [19].

Die Morphologie dünnster Adsorbatschichten kann die Struktur ferromagnetischer Filme und somit deren magnetische Eigenschaften entscheidend beeinflussen. Daher eignen sich zum Aufwachsen dünner Filme besonders definierte (Ein-)Kristalloberflächen, denn durch diese werden dem Film schon beim Aufbringen wichtige Strukturinformationen eingeprägt.

Es werden zwei Arten von Epitaxie unterschieden, Homoepitaxie und Heteroepitaxie. Die Homoepitaxie beschreibt das Wachstum von Filmen, die der gleichen Atomart angehören wie die der Unterlage. Dieses Wachstum kann häufig als ideal angesehen werden, da es sich um eine Fortführung des Kristallgitters handelt. Dennoch können auch hier kinetische Effekte auftreten, die eine 100%-ige Weiterführung des Kristallgitters verhindern.

Die Heteroepitaxie ist das Wachstum von Filmen, die eine andere Atomart haben als die des Substrats. Zu den Effekten, die schon bei der Homoepitaxie das

Wachstum der Schicht stören, treten hier weitere Einflüsse auf, die die strukturellen und magnetischen Eigenschaften der Schicht bestimmen. In der Heteroepitaxie treten oft Verspannungen durch Gitterfehlpassungen oder Rekonstruktionen an der Oberfläche auf.

### 2.4.1 Keimbildung

Zur Entstehung eines epitaktischen Films werden ein bzw. mehrere Adsorbatteilchen (Adatome) aufgebracht, die anschliessend durch Keimbildung nukleieren. Bei

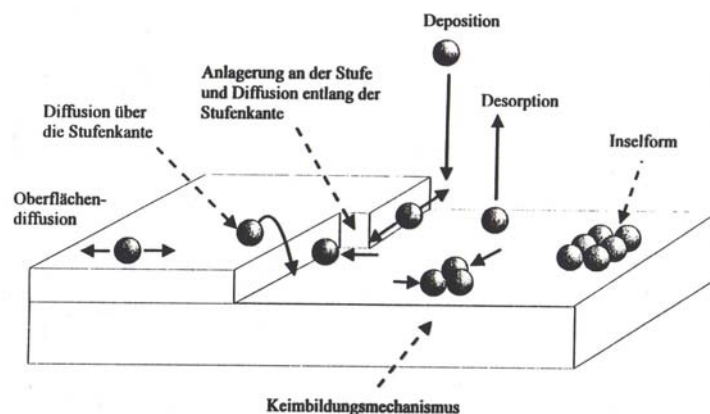


Abbildung 2.6: Keimbildungsprozesse auf einem Substrat mit Stufenkante [20]

der Keimbildung wird zwischen zwei Mechanismen unterschieden, die Abscheidung der Adsorbatatome aus der Gasphase und der Keimbildung an Defekten.

In Abbildung 2.6 ist ein Substrat mit einer Stufenkante zu sehen. Ausserdem sind die entsprechenden Keimbildungsmechanismen dort dargestellt.

Teilchen können durch das Aufdampfen auf die Oberfläche gelangen. Wie man in Abbildung 2.6 erkennen kann, treffen Teilchen auf das Substrat. Dabei verspürt es ein Potentialfeld, welches aus Dipol- und aus kovalenten Wechselwirkungen zum Substrat und/oder schon bereits vorhandenen Adteilchen besteht. Aufgrund seiner

Bewegung besitzt das Teilchen Energie, welches es nach dem Auftreffen auf der Oberfläche rasch abgeben muss, damit es nicht wieder desorbiert. Diese Energie wird vom Substratgitter aufgenommen, jedoch kann das Teilchen auch einen Teil seiner Energie behalten und sich auf der Oberfläche bewegen. Auch hierbei ist es einem Potential ausgesetzt, welches besonders an bestimmten Adsorptionsplätzen (etwa Muldenplätze) bindend ist. Bei Metall/Metall-Systemen kann eine sehr grosse Beweglichkeit der Adteilchen bereits bei Zimmertemperatur vorliegen.

An bestimmten Stellen, zum Beispiel an Stufenkanten (siehe Abbildung 2.6), sind die Potentialmulden oder Potentialüberhöhungen besonders stark ausgeprägt. Diese Adsorptionsplätze werden meistens zuerst besetzt, wobei solche Atome dann selbst als Keimbildungszentren dienen können[21]. Der Mechanismus, der hier die Ursache für die Keimbildungszentren ist, nennt sich heterogene Keimbildung bzw. Nukleation. Dabei spielen oft Stufenkanten und Defekte eine entscheidene Rolle. Im Gegensatz dazu steht die homogene Keimbildung, bei der stabile Keime auf den glatten Terrassenflächen entstehen. Es kommt eher zur homogenen Keimbildung, wenn die Oberflächenenergie des Adsorbats grösser ist als die Summe aus der Grenzflächenenergie und der Oberflächenenergie des Substrats.

Die Transportprozesse können sich in Abhängigkeit vom System und der Temperatur für viele Teilchen wiederholen, bevor es zur Keimbildung kommt. Dies kann auf einer idealen Oberfläche dadurch verursacht werden, dass zwei Adteilchen aneinander stossen und dann aneinander haften bleiben.

### 2.4.2 Wachstumsmoden

Nachdem der Prozeß der Keimbildung abgeschlossen ist, schließt sich (teilweise nach Durchlaufen eines Übergangzustandes) das Wachstum von Inseln an. Der Übergang zwischen diesen beiden Prozessen kann man damit erklären, dass Teilchen viel häufiger mit stabilen Keimen zusammenstossen als mit anderen frei be-



weglichen Teilchen oder nicht stabilen Keimen [22]. Beim Wachstum von grossen Inseln kommt es zu einer Übersättigung, die möglicherweise verhindert, dass weitere Keimbildung möglich ist, wenn diese Inseln zusammenstoßen.

Um diese Wachstumsvorgänge weiter zu klassifizieren dient eine Einteilung in

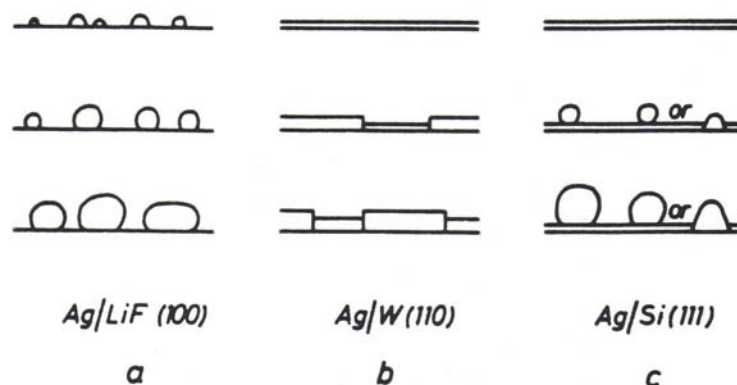


Abbildung 2.7: Verschiedene Wachstumsmodi in Nukleationsexperimenten[20]: a) Volmer-Weber-Wachstum, b) Frank-van-der-Merwe-Wachstum und c) Stranski-Krastanov-Wachstum

drei Wachstumsmodi. In Abbildung 2.7 sind die drei verschiedenen Wachstumsmodi von Silber auf verschiedenen Substraten zu sehen. Zunächst wird das Volmer-Weber-Wachstum (Abb. 2.7a) betrachtet, welches auch als Inselwachstum bezeichnet wird [23]. Der Film kann mit Inseln aufwachsen, das heisst, neue Atomlagen werden bereits begonnen, bevor die untere Lage komplett gefüllt ist. Ein weiterer Wachstumsmodus ist das Frank-van-der-Merwe-Wachstum (Abb. 2.7b). Dieses wird auch als Lagenwachstum bezeichnet. Hier kommt es zu reinem Lagenwachstum. Der Film wächst als Insel auf dem Substrat auf und innerhalb einer Insel werden erst neue Atomlagen gebildet, wenn die untere Lage komplett gefüllt ist [23]. Die dritte Wachstumsmode nennt sich Stranski-Krastanov-Wachstum (Abb. 2.7c) und wird auch als Lagen- plus Inselwachstum bezeichnet. Hierbei handelt es sich

um eine Kombination aus Lagen- und Inselwachstum, wobei Inseln auf kompletten Monolagen aufwachsen.

### 2.4.3 Besonderheiten der Epitaxie

Eine Besonderheit der Epitaxie ist die Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. **M**olecular **B**eam **E**pitaxie), wobei ein Partikelstrahl direkt auf die Probe gelenkt wird. Hierbei handelt es sich um physikalische Abscheidung oder chemische Reaktion innerhalb der Präparationskammer. Voraussetzung für die MBE ist die Präparation im Ultrahochvakuum (UHV) bei einem Basisdruck besser als  $10^{-9}$  mbar um Verunreinigungen der hergestellten Filme zu vermeiden. Typische Wachstumsraten für die Filme sind 0,01-1 Monolagen pro Sekunde (ML/s). Durch die bekannten Wachstumsraten erhält man definierte Dicken.

## 2.5 Messung mittels Lock-in-Technik - Allgemeines Prinzip

Wie im Weiteren noch ersichtlich wird, ist ein wesentlicher Bestandteil der Widerstandsmessung der Lock-in-Verstärker. Im Folgenden soll das Prinzip erläutert werden, das ermöglicht, mittels Lock-in-Technik einen Widerstand zu messen. Hierfür dient als Erklärung die Abbildung 2.8. Der schwarz umrahmte Teil ist der schematische Aufbau des Lock-in-Verstärkers. Der rot umrandete Teil ist ein sehr vereinfachtes Beispiexperiment.

Zunächst betrachte man das Beispiexperiment im rot umrandeten Teil. Hier wird angenommen, dass ein Probenwiderstand von  $R_S=0,1 \Omega$  vorliegt. Als Nebenbedingung wird vorgegeben, dass der Strom auf maximal  $1 \mu A$  begrenzt sei. Damit ergibt sich dann, dass die maximal angelegte Spannung an der Probe  $U_S = R \cdot I \approx 100$  nV ist. Die in dem Experiment benutzte Spannung ist eine Wechselspannung (AC-Spannung) von  $1 V_{rms}$  mit einer Frequenz  $f_R$ . Zwischen der AC-Spannungsquelle

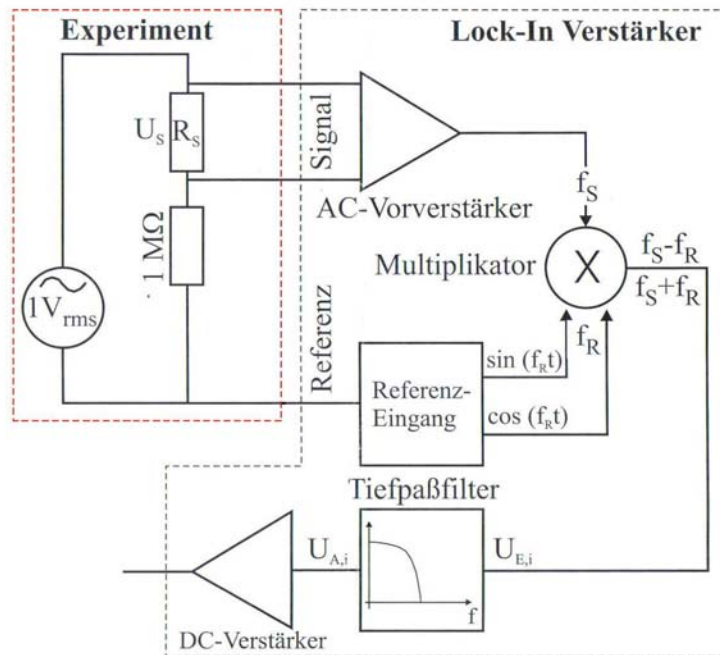


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Lock-in-Verstärkers. In rot: Das einfache Experiment; in schwarz: Abläufe in einem Lock-in-Verstärkers

und dem Probenwiderstand ist ein Widerstand mit dem Wert  $R=1\text{ M}\Omega$  in Reihe geschaltet. Dies dient dazu den Strom  $I$  auf  $I=1\text{ }\mu\text{A}$  zu begrenzen.

Bei dem eigentlichen Experiment wird einerseits ein Signal von dem Probenwiderstand  $R_S$  bei  $f_R$  aufgenommen und andererseits wird zusätzlich ein Referenzsignal auf den Lock-in-Verstärker gegeben, um ihn auf die Frequenz festzulegen, bei der das Messsignal detektiert werden soll.

Nun betrachte man den Fortlauf im schwarz umrandeten Teil der Abbildung 2.8. Der Lock-in-Verstärker bekommt ein Referenzsignal  $\sin(f_r \cdot t)$  und gibt  $\sin(f_r \cdot t)$  und ein um  $90^\circ$  phasenverschobenes Signal (hier:  $\cos(f_r \cdot t)$ ) an den Multiplikator aus. Von der Probe kommt ein Signal der Form  $U_S \cdot \cos(f_S \cdot t + \rho)$ , dieses ist

phasenverschoben durch die Probe. Anschliessend wird dieses verstärkt und zusammen mit den beiden Signalen vom Lock-in-Verstärker auf einen Multiplikator gegeben. Durch die Multiplikation entstehen zwei Eingangsspannungssignale  $U_{E,i}$ . Unter Anwendung der Additionstheoreme lassen diese sich wie folgt umformen.

$$U_{E,1} := U_S \cdot \cos(f_R \cdot t) \cdot \cos(f_S \cdot t + \varphi) = \frac{1}{2} \cdot U_S \cdot \cos[(f_R + f_S) \cdot t + \varphi] + \cos[(f_R - f_S) \cdot t + \varphi] \quad (2.32)$$

$$U_{E,2} := U_S \cdot \sin(f_R \cdot t) \cdot \cos(f_S \cdot t + \varphi) = \frac{1}{2} \cdot U_S \cdot \sin[(f_R + f_S) \cdot t + \varphi] + \sin[(f_R - f_S) \cdot t + \varphi] \quad (2.33)$$

Die nun erhaltenen Eingangssignale werden in einen Tiefpass eingespeist., der auf-

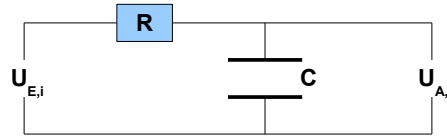


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines Tiefpaßfilters

grund einer grossen Zeitkonstante  $\tau = R \cdot C$  als Integrator wirkt. In diesem Fall ergibt sich dann folgendes:  $I = \frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dU_A}{dt}$  mit  $Q = C \cdot U$ . Daraus folgt dann  $U_E \approx I \cdot R = R \cdot C \cdot \frac{dU_A}{dt}$ . Dies gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, dass diese Bedingung erfüllt ist:  $v \gg \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot C} \rightarrow R \gg \frac{1}{\omega \cdot c} = |R_C|$ . Es muss somit die Zeitkonstante erheblich grösser gegenüber der Periode des AC-Signals sein. Damit ergibt sich nun:  $U_E = U_R + U_C = I \cdot R + I \cdot |R_C| \approx I \cdot R$ . Dadurch erhält man einen integralen Zusammenhang zwischen  $U_{A,i}$  und  $U_{E,i}$ .

$$U_{A,i} = \frac{1}{R \cdot C} \cdot \int_0^t U_{E,i} dt \rightarrow U_{A,i} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T U_{E,i} dt \quad (2.34)$$

Es gelten nun folgende Beziehungen:

$$\frac{1}{T} \cdot \int_0^T \sin(a \cdot f \cdot t + \varphi) dt = 0 \quad (2.35)$$

$$\frac{1}{T} \cdot \int_0^T \cos(a \cdot f \cdot t + \varphi) = 0 \quad (2.36)$$

Die Gleichungen 2.5 und 2.36 beschreiben die Tatsache, dass das Integral der harmonischen Funktionen sinus und cosinus über eine Periode gleich Null ist. Hier wird ersichtlich, dass nur für  $f_S = f_R$  ein Beitrag entsteht, wenn man die Gleichungen 2.32 und 2.33 nochmal näher betrachtet. Somit schneidet der Tiefpass alle hohen Frequenzen ab. So wird ersichtlich, dass es für die beiden Eingangssignale nur zwei Lösungen geben kann. Es folgt:

$$U_{A,1} = \frac{1}{2} \cdot U_S \cdot \cos(\varphi) \quad (2.37)$$

$$U_{A,2} = \frac{1}{2} \cdot U_S \cdot \sin(\varphi) \quad (2.38)$$

Aus diesen Ergebnissen kann man sowohl die Information des Probensignals als auch die der Phase erhalten.

$$U_S = \sqrt{U_{A,1}^2 + U_{A,2}^2} \quad (2.39)$$

$$\tan^{-1} \left( \frac{U_{A,2}}{U_{A,1}} \right) = \varphi \quad (2.40)$$



## **3 Experimentelles**

### **3.1 Probenpräparation**

#### **3.1.1 Herstellung ferromagnetischer Leiterbahnen**

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden Magnetowiderstands-Untersuchungen an magnetischen Leiterbahnen mit unterschiedlichen Leiterbahnbreiten durchgeführt. Die untersuchten Leiterbahnen werden mittels hochauflösender Elektronenstrahlithographie (HR-EBL) hergestellt. Der Vorteil dieser Technik liegt in der Variabilität und Flexibilität, da die Leiterbahnen - bestehend aus beliebigen Metallen mit Breiten bis hinunter auf 30 nm - in beliebiger Geometrie und Schichtdicke hergestellt werden können.

##### **3.1.1.1 Polykristalline Leiterbahnen**

Als Substrat dienen hier (100)- orientierte Galliumarsenid-Substrate (GaAs), welche mit Tellur dotiert sind. Mit der Dotierung wird eine Restleitfähigkeit erzeugt, die eine elektrostatische Aufladung der Probe verhindert, die eine Zerstörung der Strukturen herbeiführen könnte. Die Abmessungen der Substrate betragen 3,95 mm×3,95 mm×0,525 mm.

Abbildung 3.1 zeigt die einzelnen Prozessschritte, die für die Elektronenstrahlithographie nötig sind. Alle Prozessschritte werden unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um eine Verunreinigung der Probe zu vermeiden. Im ersten Schritt

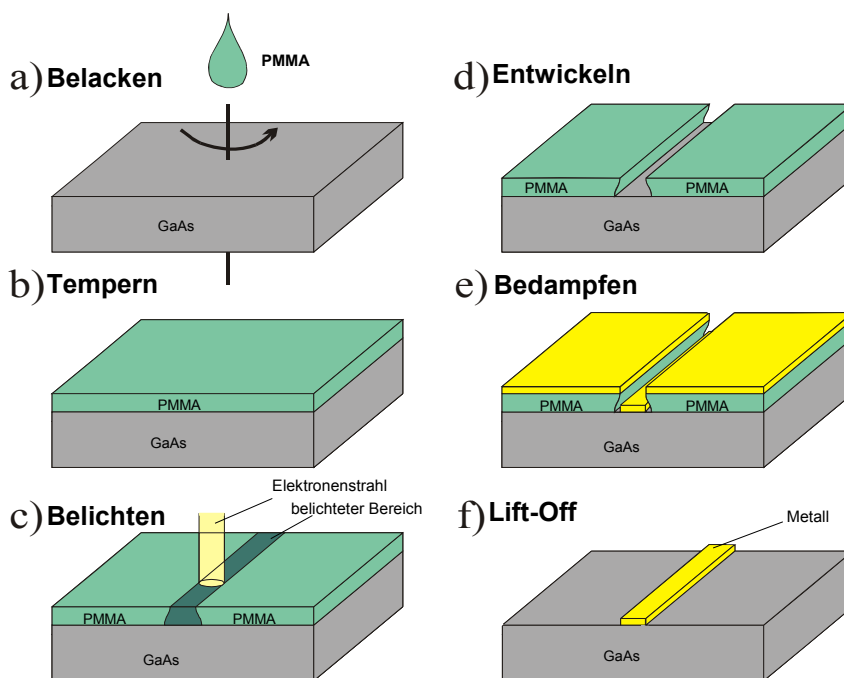


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Elektronenstrahlolithographie in ihren Einzelschritten

wird das GaAs-Substrat mittels eines Aceton-Ultraschallbades gereinigt. Im Anschluss daran wird ein Tropfen eines elektronenempfindlichen Lackes auf das Substrat aufgebracht und bei typischerweise 10000 U/min für 30 Sekunden aufgeschleudert. Dies dient zur gleichmässigen Verteilung des Lackes auf der Oberfläche (Abb. 3.1a). Bei dem Lack handelt es sich um einen PMMA-Fotolack (**P**oly**m**eth**yl**-**m**eth**ac**rylat) des Typs 600K mit einem Feststoffanteil von 7%. Anschliessend wird der Lack bei 150°C für 10 Minuten auf einer Heizplatte getempert, um reproduzierbare Lackeigenschaften zu erhalten (Abb. 3.1b). Die Parameter des Lackes bezüglich der Schleuderzeit, der Temperzeit und -temperatur wurden in einer vorangegangenen Diplomarbeit optimiert [3]. In einem Rasterelektronenmikroskop (SEM, engl. **S**canning **E**lectron **M**icroscope) des Typs Leo 1530 mit angeschlos-



sener Schreibeinheit der Firma Raith mit der Software Elphy Plus wird der Lack belichtet (Abb. 3.1c). Die Belichtung erfolgt hierbei mit einer Beschleunigungsspannung von  $U = 20$  kV. Der verwendete Elektronenstrom ist üblicherweise  $I = 194$  pA. Die Dosis, mit der die Struktur belichtet wird, beträgt  $200 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ . Nachdem der Belichtungsprozess abgeschlossen ist, wird das Substrat in einen kommerziellen Entwickler der Firma Allresist (75% MIBK (Methylisobuthyleketon), 25% Isopropanol) eingetaucht und dort für zwei Minuten entwickelt. Dabei werden die belichteten Stellen des Lackes herausgelöst (Abb. 3.1d). Anschliessend wird dieser Prozess durch einen Stopper des Typs AR600-60 unterbrochen. Nach diesem Prozessschritt können nun beliebige Materialien in die entstandene Lackmaske aufgedampft werden (Abb. 3.1e). Durch den sogenannten Lift-Off wird die Herstellung der Leiterbahnen beendet. Hierbei wird der Lack in einem  $80^\circ\text{C}$  warmen Acetonbad auflöst und damit auch die darauf befindliche Metallschicht abgelöst (Abb. 3.1f).

#### 3.1.1.2 Epitaktische Eisen-Leiterbahnen

In Abbildung 3.2 ist der schematische Ablauf der Präparation einer epitaktischen Eisen-Leiterbahn gezeigt. Zunächst wird auf ein gereinigtes Galliumarsenidsubstrat mit der Kristallorientierung (110) durch Epitaxie ein Eisenfilm aufgewachsen [16]. Dieser wird mit einer 2 nm dicken Silberschicht, da Silber nicht mit dem Eisen interagiert und Platin und Eisen voneinander trennt, und einer 3 nm dicken Platinschicht abgedeckt, um Oxidation zu vermeiden (Abb. 3.2a). Im nächsten Präparationsschritt wird ein Negativ-Lack der Firma Allresist des Typs AR-N7520 auf das Substrat aufgebracht und wie schon zuvor in Kapitel 3.1.1.1 mittels Elektronenstrahlithografie entlang einer Linie belichtet und entwickelt. Der Negativ-Lack hat die Besonderheit, dass beim Entwickeln nur die belichteten Stellen des

Lackes stehen bleiben (Abb. 3.2b). Anschliessend wird das belichtete Substrat in eine vorhandene Sputteranlage eingebaut und durch Argonionen, die auf das Substrat mit einer Energie von 0.5 keV beschleunigt werden, wird der Film, der nicht unter dem Lack liegt, abgetragen (Abb. 3.2c). Als Abschluss des Herstellungsprozesses wird auch hier ein Lift off in warmen Aceton durchgeführt. Zurück bleibt die epitaktische Eisen-Leiterbahn.

Bei epitaktisch gewachsenen Eisen-Filmen in (110)-Orientierung liegt die magneti-

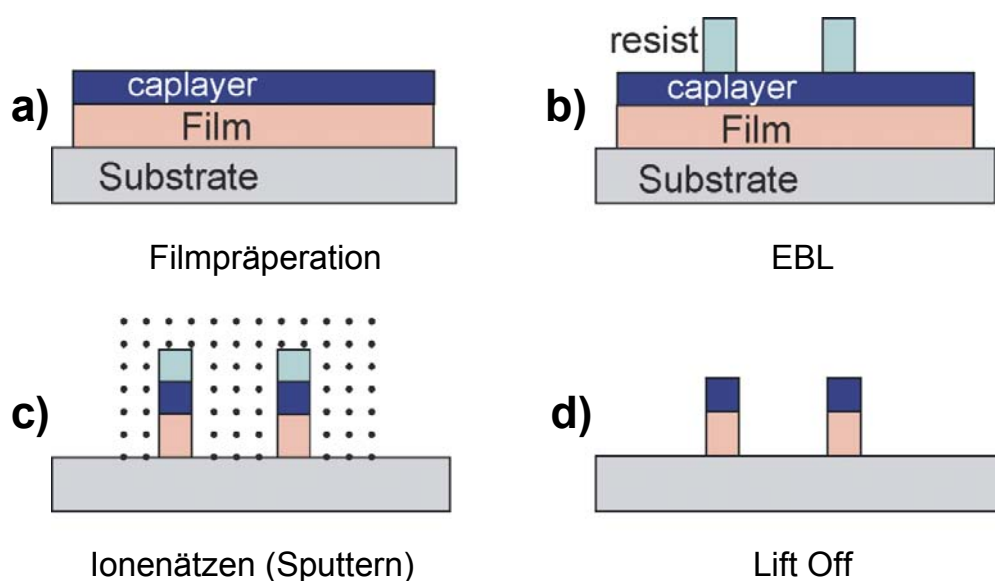


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Präparation von Eisen-Leiterbahnen

sche Anisotropie mit uniaxialem sowie vierzähligem (kubischem) Charakter in der Ebene vor. Werden Leiterbahnen, wie oben beschrieben, aus dieser Schicht hergestellt, muss zusätzlich die Formanisotropie der Leiterbahn mit berücksichtigt werden.  $\langle 110 \rangle$ -orientierten Leiterbahnen besitzen eine leichte Richtung der magnetokristallinen Anisotropie senkrecht zur langen Leiterbahnachse. Durch Variation der Leiterbahnbreite wird die Größe der Formanisotropie beeinflusst, welche die Ori-

entierung der Magnetisierung parallel zur Leiterbahnachse bevorzugt. Abhängig von der Breite der Leiterbahn stellt sich nun die Magnetisierung in Remanenz senkrecht (für breite Leiterbahnen) oder parallel (für schmale Leiterbahnen) zur langen Leiterbahnachse ein [24].

In Abbildung 3.3a) die kristallographischen Achsen dargestellt. Wie in [19] gezeigt

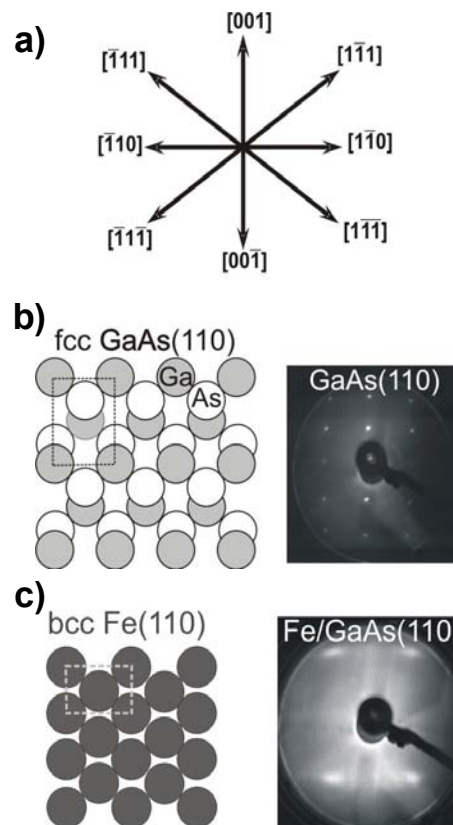


Abbildung 3.3: Gitterstrukturen von Eisen und Galliumarsenid mit den zugehörigen LEED-Bildern

wurde, sind die leichten Richtungen in dem System Fe/GaAs(110) sowohl für die uniaxiale als auch für die 4-zählige Anisotropie die  $[100]$ -Richtungen. Für die uniaxiale Anisotropie sind demnach die senkrecht zur  $[001]$ -Richtung liegenden  $[110]$

und  $[1\bar{1}0]$ -Richtungen die schweren Richtungen, für die 4-fach Anisotropie sind die  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen, während die  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen mittelschwere Richtungen sind. Abbildung 3.3b) zeigt die Aufsicht auf eine (110)-Oberfläche von Galliumarsenid und das zugehörige LEED-Bild (LEED= **L**ow **E**nergy **E**lectron **D**efraction), nachdem einer UHV-Reinigungs- und Ausheizprozedur der Probe durchgeführt wurde, die in [16] im Detail beschrieben wird. Bei der Gitterstruktur handelt es sich um eine fcc-Struktur (fcc = **f**ace **c**enter **c**ubic). Es ist zu erkennen, dass die Gallium- und die Arsenatome in  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ -Richtung relativ zueinander verschoben sind (fcc-Gitter mit 2-atomiger Basis). In die Struktur ist die Einheitszelle eingezeichnet. Üblicherweise wird diese Struktur auch Zinkblende-Struktur genannt [10]. Die Darstellung der Einheitszelle im Realraum stimmt nicht mit dem LEED-Bild überein, da dort eine Übertragung in den reziproken Raum stattfindet. Daher ist das Abbild der Einheitszelle um  $90^\circ$  gedreht. Die Tatsache, dass scharfe Punkte im LEED Bild erkennbar sind, zeigt eindeutig, dass eine geordnete Oberflächenstruktur vorliegt, die es ermöglicht definiert Eisen darauf abzuschneiden.

In Abbildung 3.3c) wird die Gitterstruktur von Eisen und das zugehörige LEED-Bild gezeigt. Bei der Gitterstruktur handelt es sich um eine bcc-Struktur (bcc = **b**ody **c**enter **c**ubic). Auch hier ist die Einheitszelle eingezeichnet. Auch hier findet man im LEED Bild definierte Punkte, die belegen, dass epitaktisches Wachstum des Eisens vorliegt.

Eisen wächst relativ versetzungsfrei auf Galliumarsenid auf, da die Gitterfehlanpassung bei den beiden Strukturen relativ gering ist (1,4%). Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Gitterkonstante von Galliumarsenid ungefähr zweimal so gross ist wie die von Eisen [16].

Abbildung 3.4 zeigt in einem Polarplot die für Fe(110) auftretenden Energiedichten. Als Grundlage für die Anisotropieenergiedichte diene Gleichung 2.14, es wurde ein Entmagnetisierungsfaktor von  $N_z=0,1$  angenommen. In rot sind die Beiträge

aller Energiedichten, die sich zusammensetzen aus der Formanisotropieenergiedichte  $e_d$ , der kubischen Anisotropieenergiedichte  $k_4$  und der uniaxialen Anisotropieenergiedichte  $k_U$ , zu sehen. Ausserdem ist der Beitrag der Summe von  $k_4 + k_U$  in blau eingezeichnet und der Anteil von  $e_d$  in magenta. Betrachtet man zunächst nur die Formanisotropie, so sieht man dass diese ein Maximum in der  $[100]$ -Richtung hat und ein Minimum in der  $[110]$ -Richtung. Dies bedeutet, dass hierfür die leichte Richtung die  $[110]$ -Richtungen sind. Betrachtet man die Beiträge der kristallinen und uniaxialen Anisotropie, so wird die Drehung der leichten Richtung in die Richtung der leichten Formanisotropieachse ersichtlich. Betrachtet man nun die Gesamtenergiedichte, so sieht man, dass diese ein Minimum in der  $[110]$ -Richtung hat, demnach ist bei dieser Leiterbahnbreite die Formanisotropie größer als die anderen auftretenden Anisotropien und gibt somit die effektive Anisotropie vor.

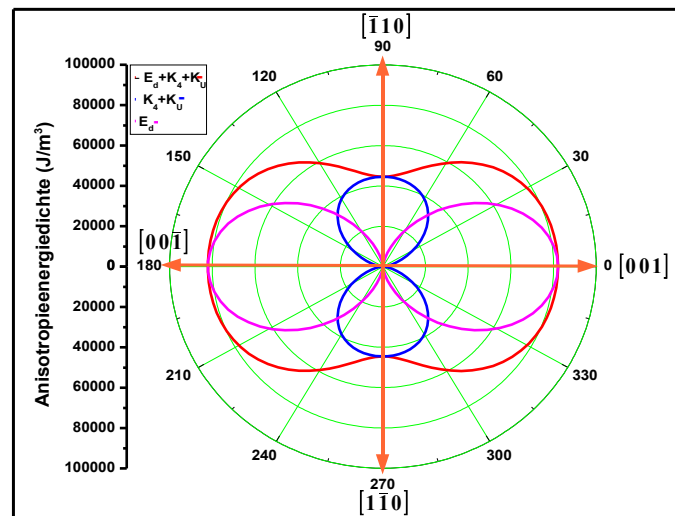


Abbildung 3.4: Polarplot von allen Energiedichten in Eisen(110). Die Daten für die Anisotropien wurden aus [16] entnommen

### 3.1.2 Bedampfungsverfahren zur Herstellung der polykristallinen Strukturen

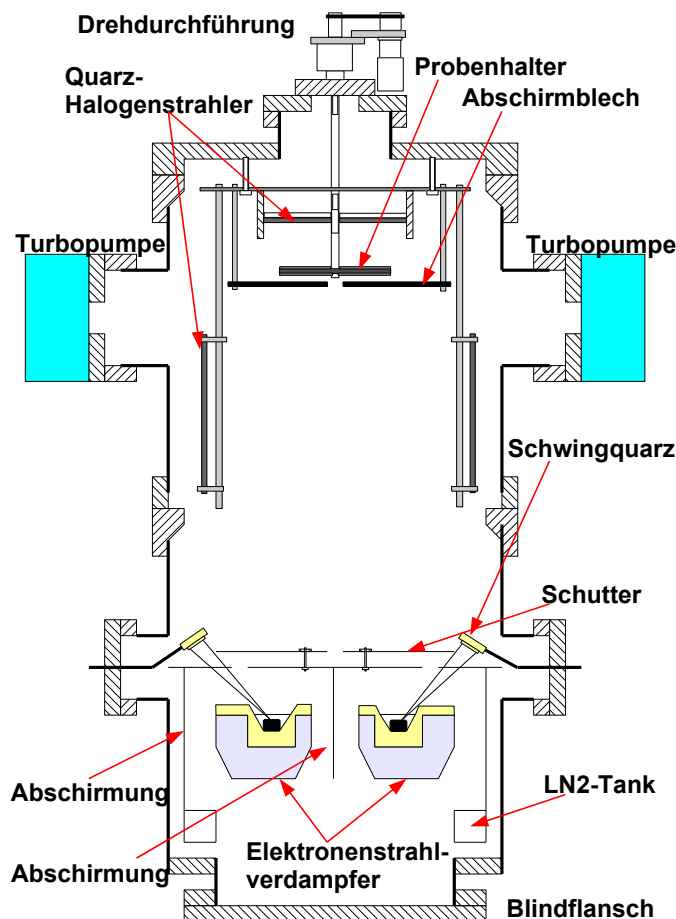


Abbildung 3.5: Rezipient der Aufdampfanlage

Die hier verwendete Aufdampfanlage wurde im Rahmen einer Dissertation aufgebaut und ausführlich beschrieben [25]. Somit wird im Folgenden nur auf die wesentlichen, für die später beschriebenen Aufdampfprozesse benötigten Merkmale eingegangen. In dieser Aufdampfanlage können magnetische Metalle wie Kobalt, Eisen, Nickel oder Permalloy ( $Ni_{76}Fe_{24}$ ) und nicht-magnetische Metalle wie Platin, Kupfer, Gold und Titan aufgedampft werden. Der Prozess des Bedampfens geschieht unter Hochvakuum (Basisdruck  $p_B = 8 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ ). Abbildung 3.5

zeigt den Rezipienten der Aufdampfanlage im Querschnitt. Im oberen Bereich der Anlage befinden sich acht Quarzhalogenstrahler, die zum Ausheizen der Anlage dienen. Vor dem Aufdampfen wird der LN<sub>2</sub>-Tank und die Quellenabschirmung mit flüssigem Stickstoff befüllt. Dies dient zur Verbesserung und Stabilisierung des Drucks während des Aufdampfens. Im oberen Teil des Rezipienten ist ausserdem der Probenhalter montiert. Hier gibt es zwei verschiedene Ausführungen. Zum Einen gibt es einen achtfach unterteilten Probenhalter, der es ermöglicht, jeweils nur eine Position zu bedampfen. Damit ist es möglich, acht verschiedene Schichten aufzudampfen, ohne die Anlage zu öffnen. Zum Anderen gibt es einen Keil mit einem Neigungswinkel von 7,5°, auf dem die Proben befestigt werden. Dieser hat den Vorteil, dass die Aufdampfrichtung senkrecht zur Substratoberfläche ist. In ferromagnetischen Schichten, die unter schrägem Aufdampfwinkel hergestellt wurden, wird oft eine unerwünschte uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene gefunden [26]. Dieser Keil soll gewährleisten, dass die Schichten absolut senkrecht aufgedampft werden. Die Aufdampfanlage ist mit zwei getrennt ansteuerbaren Elektronenstrahlverdampfern ausgestattet, die Platz für je vier Schiebetiegel bieten.

Die verwendeten Aufdampfmaterialien sind von sehr hoher Reinheit (> 99,995%). Die Aufdampfraten, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, liegen zwischen 0,3-0,6 Å/s. Mit Hilfe von AFM-Messungen (AFM=**A**tomic **F**orce **M**icroscope) an Referenzschichten wird die Schichtdicke der Aufdampfanlage regelmässig kalibriert. Dadurch wird eine Genauigkeit bei den Schichtdicken von 5% gewährleistet.

## 3.2 Strukturelle Untersuchung

### 3.2.1 Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop ist das zentrale Element zur Herstellung und für die Untersuchung der ferromagnetischen und nichtmagnetischen Nanostrukturen. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau des Rasterelektronenmikroskop

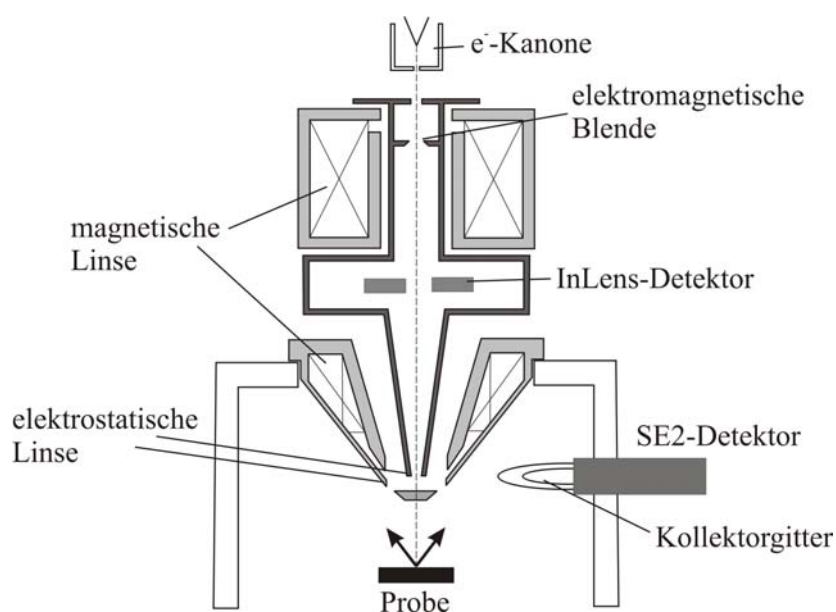


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Aufbaus des Rasterelektronenmikroskops (nach [27])

der Firma Leo (Typ 1530). Aus der thermischen Feldemissionskathode (ZrO/W-Kathode) treten Elektronen (Primärelektronen) aus und werden in der Elektronenkanone mit Beschleunigungsspannung 200 V bis 30 kV beschleunigt. Innerhalb der Elektronenkanone herrscht ein Druck von  $p = 5 \cdot 10^{-10}$  mbar, damit werden Wechselwirkungen mit Luftmolekülen vermieden. Der Elektronenstrahl wird in der Elektronenröhre fokussiert und gesteuert. Dies geschieht über ein System aus ma-



netischen Linsen und Kondensatoren. Überlicherweise befindet die Probe sich in einem Abstand von 5 mm unterhalb der Elektronenröhre. Trifft nun der Elektronenstrahl auf die Probe, werden dort Sekundärelektronen ausgelöst, die wiederum von verschiedenen Detektoren gemessen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden im Wesentlichen zwei Detektoren verwendet. Zum Einen der SE2-Detektor, dieser dient insbesondere für die Detektion von Sekundärelektronen bei grossen Abständen zwischen der Elektronenröhre und der Probe ( $> 5$  mm). Zum Anderen den InLens-Detektor, der im wesentlichen zur Detektion der SE1-Elektronen (Sekundärelektronen, die durch Primärelektronen erzeugt werden) dient. Dieser Detektor befindet sich in der Elektronensäule und liefert sehr gute Ergebnisse bei niedrigen Beschleunigungsspannungen, die zum Beispiel bei der Aufnahme von Bildern verwendet werden. Durch eine niedrige Beschleunigungsspannung wird gewährleistet, dass nur Sekundärelektronen aus der Probenoberfläche austreten. Es werden also keine Informationen aus der Tiefe erhalten, sondern es wird nur ein Abbild der Oberfläche erzeugt.

Es besteht eine Abhängigkeit zwischen der Austrittswahrscheinlichkeit der Sekundärelektronen und aus dem zu untersuchenden Material und dessen Oberflächenbeschaffenheit. Daher ist es möglich, dass auf der Probe unterschiedliche Materialien klar unterschieden werden können. Ausserdem kann auch die Morphologie der Leiterbahnen untersucht werden. Das Auflösungsvermögen des Mikroskops liegt bei 2 nm, damit ist es möglich auch die Korngrenzen polykristalliner Leiterbahnen abzubilden.

### 3.2.2 Probenlayout

Damit die hergestellten Leiterbahnen mittels Magnetowiderstandsmessungen charakterisiert werden können, ist es nötig diese mit nicht-magnetischem Material in Form von Kontaktpads zu kontaktieren. Indem man nicht-magnetisches Materi-

al verwendet, verhindert man eine Beeinflussung des Ummagnetisierungsverhalten der Leiterbahn. Die Kontaktierung wird durch die sogenannte 2-Schritt-EBL realisiert. Dieses Verfahren wurde bereits in vielen anderen Arbeiten verwendet und hat sich dort bewährt [1,2,3,28]. Normalerweise werden erst die Leiterbahnen hergestellt und dann mit Zuleitungen und Kontaktpads versehen. Da die Permalloy Leiterbahnen an der Oberfläche oxidieren, werden hier zuerst die Zuleitungen und Kontaktpads präpariert und danach die Leiterbahn auf die Zuleitungen positioniert. Die Zuleitungen sind aus Platin und haben eine Schichtdicke von 10 nm.

Für den ersten Schritt wird ein Lack des Typs PMMA-MA6% verwendet. Dieser

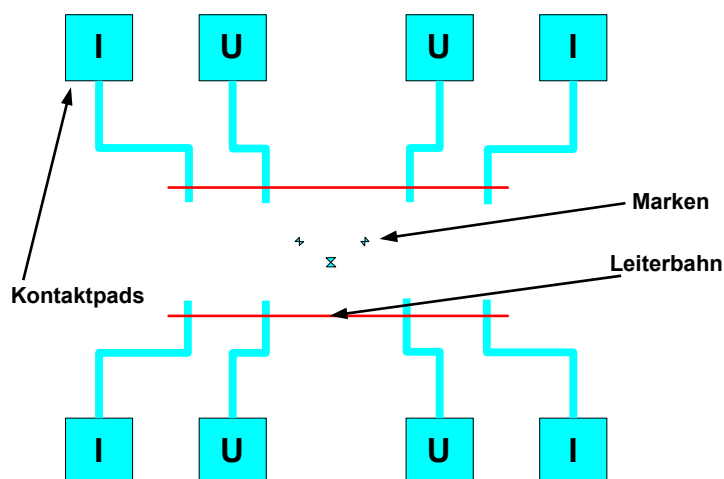


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Probenlayouts

zeichnet sich durch seine hohe Empfindlichkeit aus. Der Lack wird mit 6000 U/min aufgeschleudert, danach wird er für 10 Minuten bei 150°C getempert. Die Schichtdicke des Lacks beträgt laut AFM-Messungen 150 nm. Der Belichtungsprozess erfolgt bei einer Beschleunigungsspannung von  $U=5$  keV und einer Elektronen-Dosis von  $25 \frac{\mu C}{cm^2}$ . Hier wird eine Blende mit einem Durchmesser von  $60 \mu m$  verwendet, dadurch hat der Elektronenstrom einen Wert von  $I=1000$  pA. Die Belichtungsdu-

er ist somit im Vergleich zu dem verwendeten Lack aus Unterkapitel 3.1.1 erheblich verkürzt.

Im zweiten EBL-Schritt wird dann, wie schon im vorherigen Kapitel beschrieben, die Leiterbahnen hergestellt. Hierfür ist es nötig, dass die Leiterbahnen mit hoher Genauigkeit auf die Zuleitungen zu den Kontaktpads gebracht werden. Daher ist es notwendig im ersten EBL-Schritt zusätzlich Marken in das Layout einzubringen und auf diese bei Durchführung des zweiten EBL-Schritts exakt einzustellen. Die minimale Abweichung beim Positionieren beträgt 50 nm.

Wie ein solches Layout beispielhaft aussieht, kann man aus Abbildung 3.7 ersehen. In türkis sind die Kontaktpads und die Zuleitungen gekennzeichnet, in rot sind die Leiterbahnen zu sehen und in der Mitte zwischen den Leiterbahnen sind die Marken zur Positionierung zu erkennen. Ausserdem ist mit I und U gekennzeichnet, welche Belegung die Kontaktpads haben werden. U steht für die Spannung und I für den Strom.

Im Anschluss werden die Substrate mit einem Tropfen Leitsilber auf spezielle 16-polige IC-Chipcarrier aufgeklebt. Mit Hilfe eines Drahtbonders wird mit einem Aluminiumdraht von  $20\mu\text{m}$  Durchmesser der elektrische Kontakt von den Kontaktpads der Leiterbahnen zum Chipcarrier hergestellt. In Abbildung 3.8 ist ein

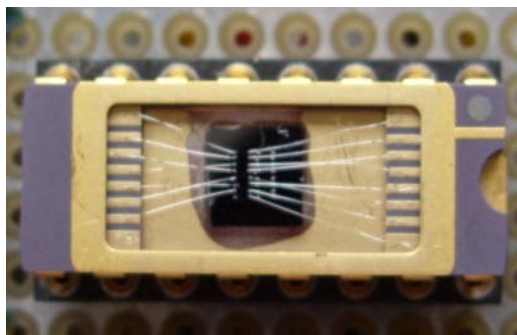


Abbildung 3.8: Foto eines verwendeten 16-poligen IC-Chipcarriers

Chipcarrier mit dem aufgeklebten Substrat und der gebondeten Probe zu sehen. Wie man erkennen kann, verbinden die Aluminiumdrähte die Kontaktflächen mit dem Chipcarrier.

#### 3.2.2.1 Beispiele

Abbildung 3.9 zeigt zwei SEM Aufnahmen von zwei Layouts, die mit unterschiedlichen Detektoren aufgenommen wurden. Das linke Bild wurde mittels des InLens-Detektors aufgenommen. Hier sind Verunreinigungen durch den Lift-off Prozess auf dem Substrat zu erkennen. Das rechte Bild wurde mittels SE2-Detektor aufgenommen. Der unterschiedliche Materialkontrast von Pt und dem GaAs-Substrat ist hier besonders gut zu erkennen. Zudem erhält man, aufgrund der Position des Detektors im SEM (siehe Abbildung 3.6), einen dreidimensionalen Eindruck von der Probe.

Abbildung 3.10 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Probe, in dem eine Lei-

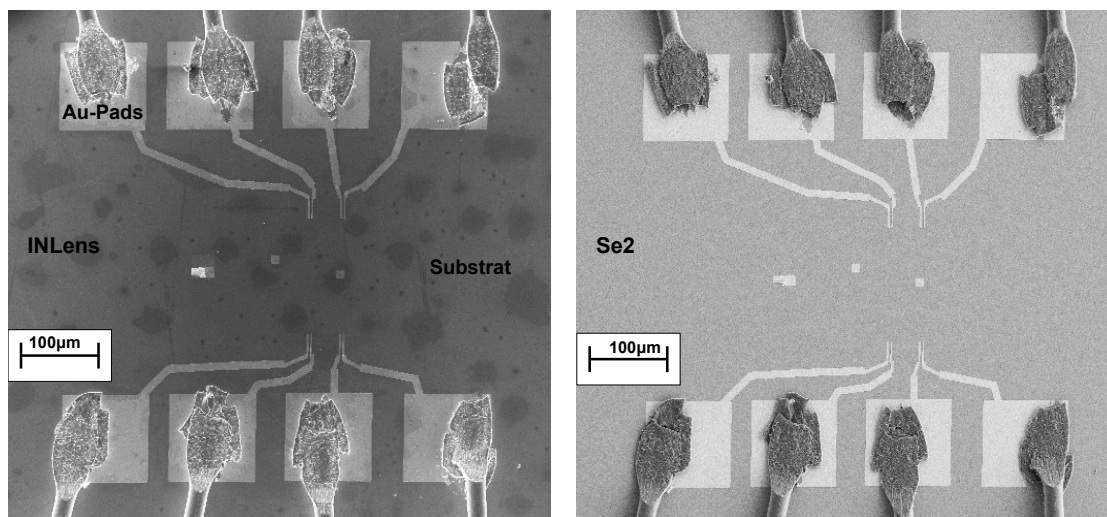


Abbildung 3.9: Links: SEM-Aufnahme mittels InLens-Detektor aufgenommen. Rechts: SEM-Aufnahme mittels SE2-Detektors

terbahn zu erkennen ist. Über die Zuleitungen an den Enden der Leiterbahn wird

der Strom eingepägt und die Spannungsabgriffe befinden sich etwas weiter mittig, getrennt von den Stromzuleitungen. Die Justiermarke im oberen Bereich des Bildes wurde im zweiten Schritt der EBL belichtet, so dass auf ihr im belichteten Bereich Py abgelagert wurde.

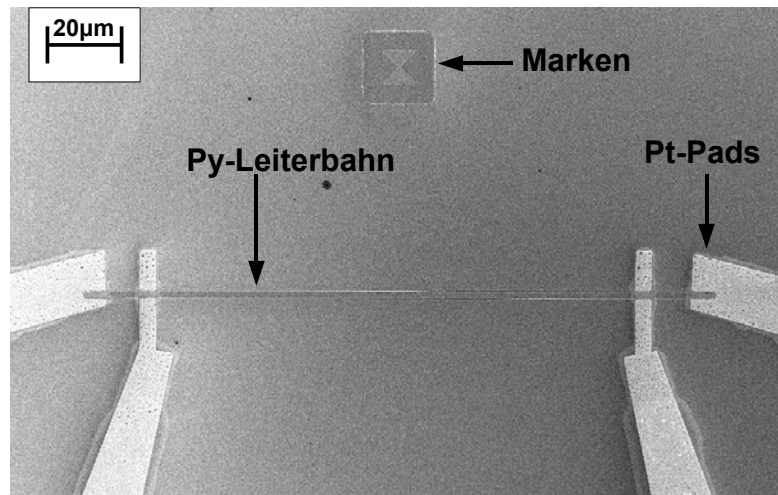


Abbildung 3.10: SEM-Aufnahme der Py-Leiterbahn

### 3.2.3 Widerstandsmessungen

Abbildung 3.11 zeigt den schematischen Aufbau des  $^4\text{He}$ -Badkryostaten, der für die Tieftemperaturwiderstandsmessungen benutzt wird. Der Kryostat wurde im Rahmen einer Dissertation [2] gebaut und dort ausführlich beschrieben. Nachfolgende Veränderungen der Messapparatur sind in [29] beschrieben.

Das Magnetfeld wird von einer im Heliumbad befindlichen supraleitenden Spule erzeugt. Die bipolare Stromquelle, welche die Spule mit einem Strom von bis zu 92 A speist, ist von der Firma Cryogenic, Typ SMS 120C. Dadurch kann ein Magnetfeld mit maximal 5 T erzeugt werden, welches mit einer Genauigkeit von  $B=$

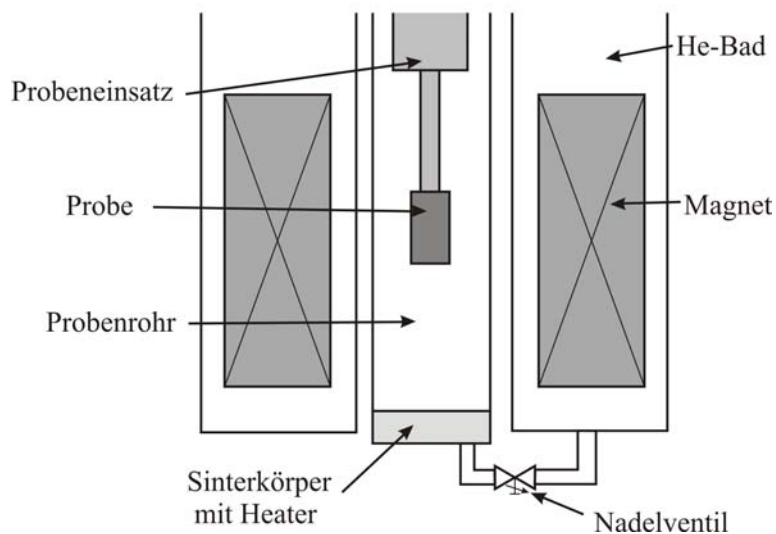


Abbildung 3.11: Aufbau des  $^4\text{He}$ -Kryostaten

1 mT ausgelesen wird. Das Probenrohr ist über ein Nadelventil mit dem Helium-Bad verbunden. Es lässt sich die Temperatur des in das Probenrohr eingelassenen Helium-Gasstromes über den Sinterkörper mit Heizer regeln. Desweiteren wird die Probe auf einem Probenhalter befestigt und dann in das Probenrohr eingeführt. Am Kopf des Probenhalters befindet sich der Probenhalter, auf dem der Stecksockel für die IC-Chipcarrier angebracht ist. Ausserdem befindet sich dort auch ein Cerrox<sup>®</sup>-Temperatursensor. Es stehen zwei verschiedene Probenhalter zur Verfügung. Bei einem Probenhalter liegt das Magnetfeld in der Substratebene, hier können Magnetowiderstandsmessungen in transversaler und longitudinaler Geometrie durchgeführt werden. Bei dem anderen Probenhalter kann in senkrechter Geometrie gemessen werden, dafür ist der Probenhalter waagrecht im Probenrohr ausgerichtet.

Der Widerstand der Proben wird in Vierpunkt-Geometrie gemessen, dies geschieht mit Hilfe einer 16 Hz-AC-Widerstandsmessbrücke der Firma Linear Research (Typ LR700) mit einer Widerstandsaufösung von  $\Delta R/R = 10^{-6}$ . Typischerweise wer-

den die Messungen im Bereich von  $100\Omega \leq R \leq 10k\Omega$  durchgeführt. Es sollen Aufheizeffekte der Leiterbahnstrukturen vermieden werden, deshalb werden nur niedrige Messströme von  $I = 300nA - 10\mu A$  und Substrate verwendet, welche eine ausreichend hohe Wärmeleitfähigkeit aufweisen [1]. Die Widerstandsmessungen können in einem Temperaturbereich von etwa  $1,4K < T < 295K$  durchgeführt werden. Wegen der hohen Temperaturstabilität werden die Magnetowiderstandsmessungen jedoch üblicherweise bei  $T = 4,2K$  durchgeführt.

### 3.3 Aufbau des Magnetowiderstandmessplatzes

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Messplatz zur Messung des Magnetowiderstandes bei Zimmertemperatur aufgebaut. Der Messaufbau für die Widerstandsmessung bei Zimmertemperatur wurde in einen bestehenden Messaufbau integriert, der bisher ausschließlich für die Untersuchung des Magnetooptischen-Kerr-Effekts (MOKE) benutzt wurde. Der schon vorhandene Aufbau gibt daher die Messanordnung und -geometrie des neuen Messplatzes vor.

In dem neuen Messplatz ist es möglich, die Widerstandsänderung mittels Lock-in-Technik zu detektieren. In Abbildung 3.12 ist eine Übersicht des gesamten Aufbaus gezeigt. Es ist der benutzte Magnet zu sehen, zwischen dessen Polschuhe der neue Messeinsatz senkrecht integriert wurde. Vor dem Magneten sind die Kabel zur Verschaltung zu erkennen. Links von dem Magneten ist das Netzgerät des Magneten zu sehen, auf dem ein Teil der benötigten Messgeräte steht. Hinter dem Magneten sind weitere Messgeräte zu sehen, die ihre Anwendung gefunden haben. Auf die genaue Zusammenstellung des Aufbaus wird im weiteren eingegangen.

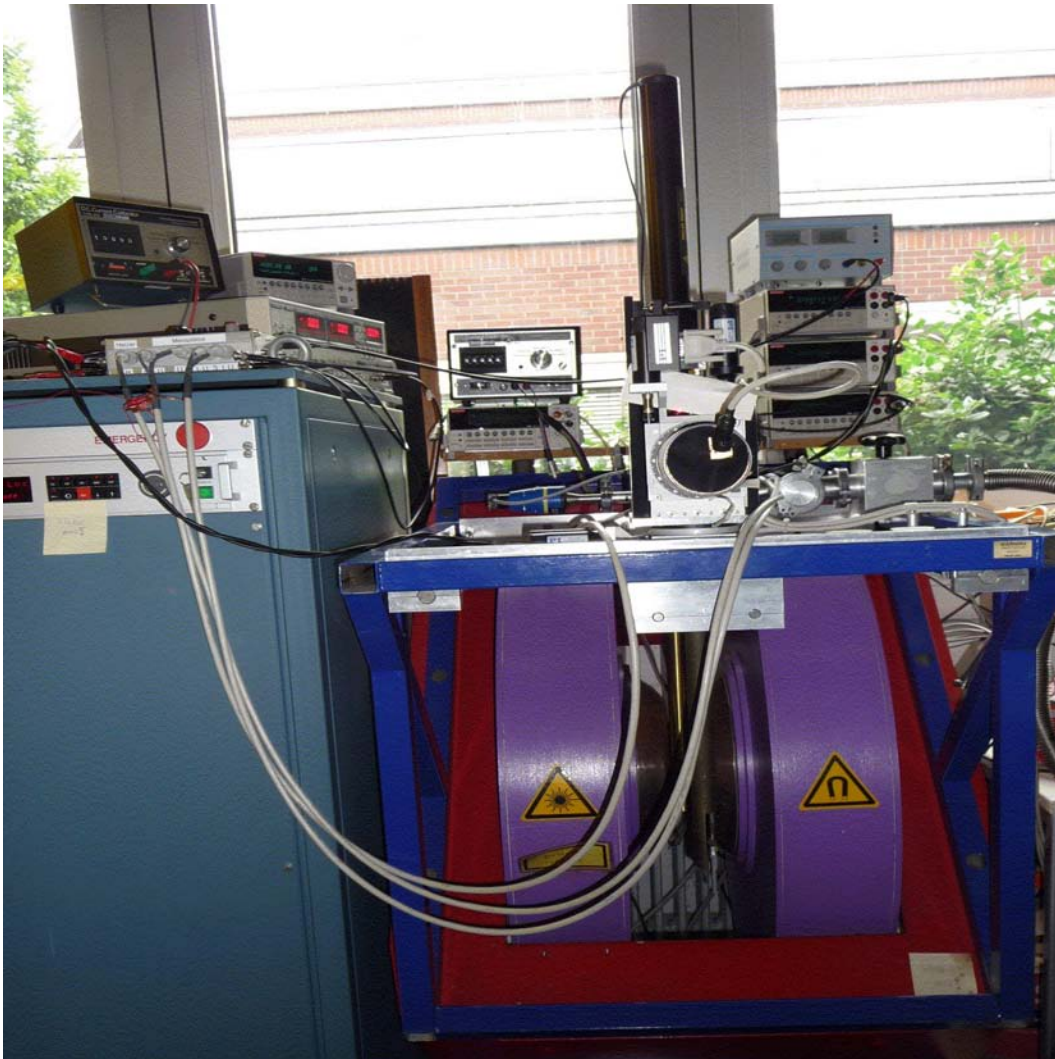


Abbildung 3.12: Ansicht des gesamten Aufbaus

#### 3.3.1 Messeinsatz

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messeinsatz besteht aus einem Probenhalter, einem Probenrohr mit Aufsatzdose und einer Aussenhülse.

In Abbildung 3.13 ist der Probenhalter aus Kupfer im Detail von oben zu sehen. Kupfer wird hier verwendet um Thermospannungen an den Messkontakten



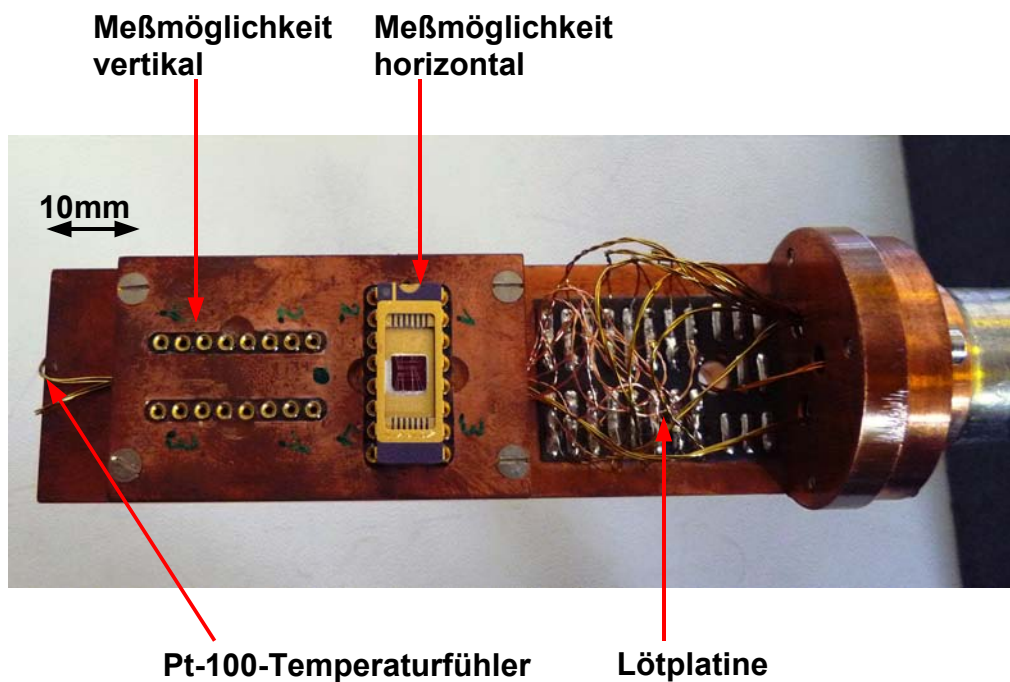


Abbildung 3.13: Ansicht des Probenhalters im Detail von oben

zu vermeiden, da es eine gleichmäßige Wärmeverteilung über den gesamten Probenhalter gewährleistet. Der Aufsatz, in dem die Messkontakte eingelassen sind, ist durch vier Schrauben am Halter befestigt und somit bei Bedarf austauschbar. Auf der Unterseite des Aufsatzes ist eine Platine angebracht (nicht gezeigt in Abbildung 3.13), in der die Enden der Messkontakte eingelötet sind und von der aus die Zuleitungen nach aussen geführt werden. Die Platine ist aus einem dünnen Material, um auch hier eine gute Wärmeankopplung an den Aufsatz zu erreichen und einen Temperaturgradienten zu verhindern. Die nach aussen geführten Zuleitungen sind aus Kupferdraht der Stärke  $100 \mu\text{m}$ . Die Kupferzuleitungen werden wiederum auf eine Löt-Platine geführt. Von dort aus werden Zuleitungen aus Manganin, welche eine Stärke von  $0,2 \text{ mm}$  haben, durch das Probenrohr weitergeführt. Aufgrund

unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeiten werden hier zwei verschiedene Materialien für die Drähte verwendet. Manganin hat im Vergleich zu Kupfer eine niedrigere Wärmeleitfähigkeit und verringert somit die thermische Ankopplung nach aussen und damit das Auftreten von Thermospannungen. In dem Aufsatz sind zwei Anordnungen von Messkontakten eingelassen. Diese geben die Möglichkeit die Probe transversal und horizontal zum Magnetfeld in Vierpunkt-Geometrie zu messen.

Die Temperatur der Probe soll möglichst in Probennähe geschehen, jedoch ist das Anbringen des Temperaturfühlers direkt am Chipcarrier nicht möglich. Der Pt-100-Temperaturfühler des Typs Geisinger Pt100/4 befindet sich in einer eng tolerierten Bohrung im Halter und ist mit Silikonfett thermisch an diesen angekoppelt. Die Toleranz des Temperaturfühlers liegt bei  $\pm 0,3$  °C.

Rückseitig sind zwei Heizwiderstände des Typs BI technologies SMHP 20 angebracht. Diese sind miteinander in Reihe geschaltet und haben jeweils einen Widerstand von  $R=10 \Omega$  und eine maximale Leistung von  $P=20$  W. Dadurch dass die beiden Heizwiderstände auf den Halter aufgelötet sind, ist eine gute Wärmeübertragung ermöglicht. Die Heizwiderstände dienen als weitere Option, um der Forderung nach einer hohen Temperaturstabilität gerecht zu werden. Durch die Möglichkeit zu heizen, können Temperaturfluktuationen, die im Bereich der Widerstandsänderung liegen, eliminiert werden.

Für eine reine Messung mittels Lock-in-Technik wäre diese Vorkehrungen zur Verhinderung von Thermospannungen nicht nötig, da jedoch auch Messungen mit reinem Gleichstrom möglich sein sollen und auch in Messungen Gleichströme mit Wechselströmen kombiniert werden, ist diese Art des Aufbaus unvermeidlich, da die Gleichstrommessung sehr sensitiv auf Temperaturfluktuationen und Thermospannungen reagiert.

In Abbildung 3.14 ist das Probenrohr mit Aufsatzdose und Probenhalter von vorne und von hinten zu sehen. Das Probenrohr wird senkrecht zwischen die Pol-

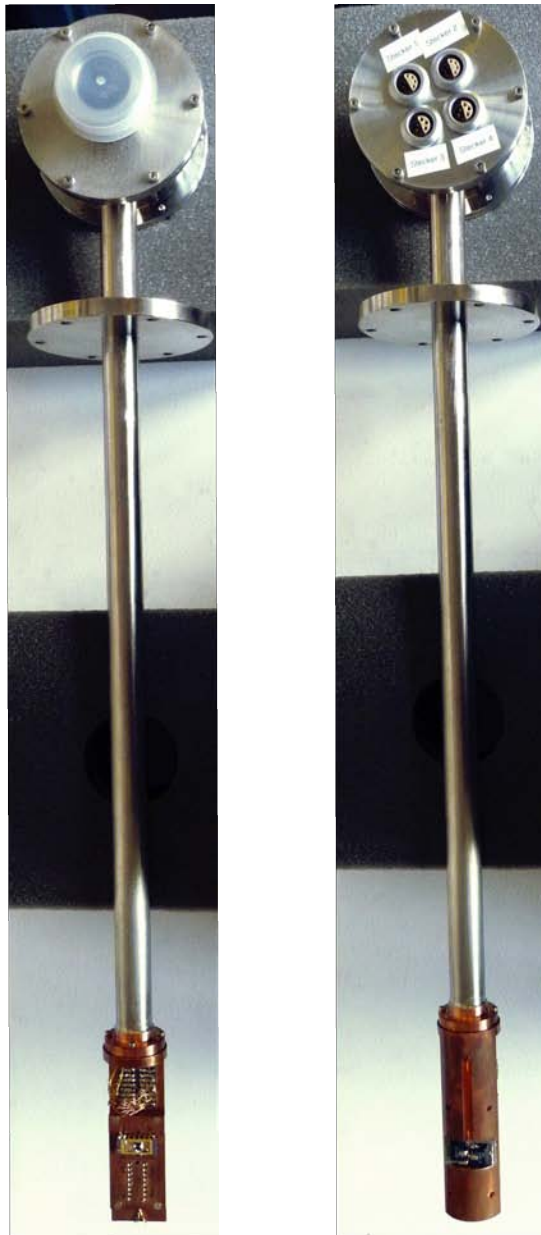


Abbildung 3.14: Ansicht des Probenrohrs mit Aufsatzdose und Probenhalter. Links: Von vorne, rechts: Von Hinten



Abbildung 3.15: Ansicht der Aufsatzdose im Detail

schuhe eingesetzt. Das Probenrohr ist aus Edelstahl und gewährleistet somit eine thermische Entkopplung nach aussen. Zudem handelt es sich bei dem Probenrohr um ein Rohr aus nicht-magnetischen Edelstahl, um eine Beeinflussung der Homogenität des Magnetfeldes zu verhindern. Zur thermischen Entkopplung kann der Messeinsatz über das Probenrohr evakuiert werden. Alle Zuleitungen werden durch das Probenrohr zur Aufsatzdose geführt.

Da der Messeinsatz senkrecht in den Magneten eingesetzt wird, befindet sich der Probenhalter genau in der Mitte der Polschuhe, die einen Durchmesser von  $d=25$  cm haben. Die Grösse der Polschuhe gewährleistet ein homogenes Magnetfeld am Ort der Probe.

In Abbildung 3.15 ist die Aufsatzdose im Detail zu sehen. Hier sind vier vakuumgeeignete Lemosa-Anschlussdosen Modell HGG 2S-308 und HGG 2S-306 gezeigt, über die kann auf die zu messenden Proben zugegriffen werden kann. Drei von den vier Anschlussdosen sind belegt, eine dient als Reserve. Über die Anschlussdosen mit der Bezeichnung *Stecker 1* und *Stecker 2* kann auf die Proben zugegriffen wer-

den. Über die Anschlussdose mit der Bezeichnung *Stecker 4* kann auf den Heizer und den Platin-100-Temperaturfühler zugegriffen werden. An der Rückseite ist ein Kleinflansch zur Evakuierung angebracht.

#### 3.3.2 Elektrischer Aufbau

Der elektrische Aufbau besteht aus drei Messkreisläufen und einem Steuerkreislauf. Der erste Messkreislauf dient zur Temperaturmessung, der zweite zur Magnetfeldbestimmung und der dritte zur Magnetowiderstandsmessung. Über den Steuerkreislauf wird die Heizung geregelt.

Der Messkreislauf für die Temperatur besteht aus dem Temperaturfühler, der

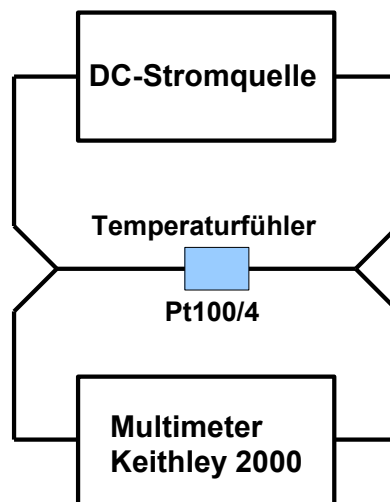


Abbildung 3.16: Schaltplan des Messkreislaufs für die Temperatur

mittels der Vierpunktmessmethode ausgelesen wird, einem Multimeter und einer Gleichstromquelle. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.16 zu sehen. Um einen konstanten Messstrom einzuprägen wird eine DC-Stromquelle (DC=Direct Current)

der Firma Time Electronics Limited (Tonbridge Kent England) benutzt. Der Messstrom beträgt bei diesem Temperaturfühler üblicherweise  $I=1\text{ mA}$ . Die Spannung, die über den Widerstand des Temperaturfühlers abfällt, wird von einem Multimeter des Typs Keithley 2000 ausgelesen. Durch die Spannungsänderungen und den bekannten Strom kann die Widerstandsänderung bestimmt werden. Aus dieser Widerstandsänderung kann die Temperaturänderung berechnet werden.

Der Steuerkreislauf der Heizung besteht aus den beiden in Reihe geschalteten

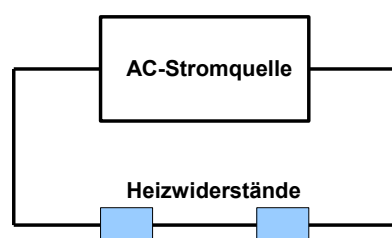


Abbildung 3.17: Schaltplan des Steuerkreislaufs für die Heizung

Heizwiderständen am Probenhalter, und einer AC-Stromquelle des Typs Laboratory Power Supply PS-303 D. Bei dieser Stromquelle wird sowohl die ausgegebene Spannung als auch der ausgegebene Strom angezeigt, somit wird gewährleistet, dass die Leistung der Heizwiderstände nicht überschritten wird. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.17 zu sehen.

Der Messkreislauf zur Magnetfeldbestimmung besteht aus einer Hallsonde, die mittels Vierpunktmessmethode ausgelesen wird, einem Multimeter und einer Gleichstromquelle. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.18 zu sehen. Um einen konstanten Messstrom einzuprägen wird eine DC-Stromquelle der Firma Time Electronics Limited (Tonbridge Kent England) benutzt. Der Messstrom beträgt bei dieser Hallsonde üblicherweise  $I=100\text{ mA}$ . Die Spannungsänderung über die Hallsonde wird von einem Multimeter des Typs Keithley 2000 ausgelesen. Der erhaltene

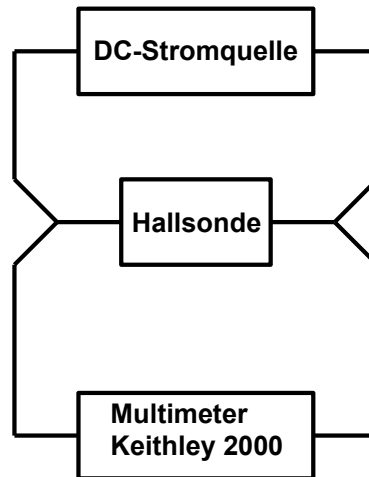


Abbildung 3.18: Schaltplan des Messkreislaufts für die Magnetfeldbestimmung

Spannungswert wird mit einem bestimmten Faktor multipliziert und somit das Magnetfeld bestimmt.

Der Messkreislauf der Magnetowiderstandsmessung ist in Abbildung 3.19 gezeigt. Er besteht aus einem Lock-in-Verstärker der Marke Stanford Research Systems des Modells SR830 DSP, einer Stromquelle der Firma Keithley des Typs 6221 DC and AC Current Source (AC=AlternatingCurrent), eines Multimeters des Typs Keithley 2000, eines Verschaltungsgehäuses und dem Probenwiderstand. Das Grundprinzip der Schaltung beruht auf einer ähnlich Schaltung von [30].

Die Wege des AC -und DC -Stroms sind in Abbildung 3.19 aufgezeigt, die blauen Pfeile kennzeichnen den DC-Anteil und die roten Pfeile den AC-Anteil. Der Referenz Ausgang des AC-Referenz-Spannungsgenerator (Sine-Out) des Lock-in-Verstärkers ist über ein 100 k $\Omega$ -10-Gang-Potentiometer und einem 10 k $\Omega$  - Metallfolienwiderstand mit dem Stromanschluss des Probenwiderstandes verbunden. Hier werden üblicherweise Spannungen von 1 bis 5 V ausgegeben und die Messfrequenz, die am Lock-in-Verstärker eingestellt ist, hat den Wert einiger kHz. Parallel

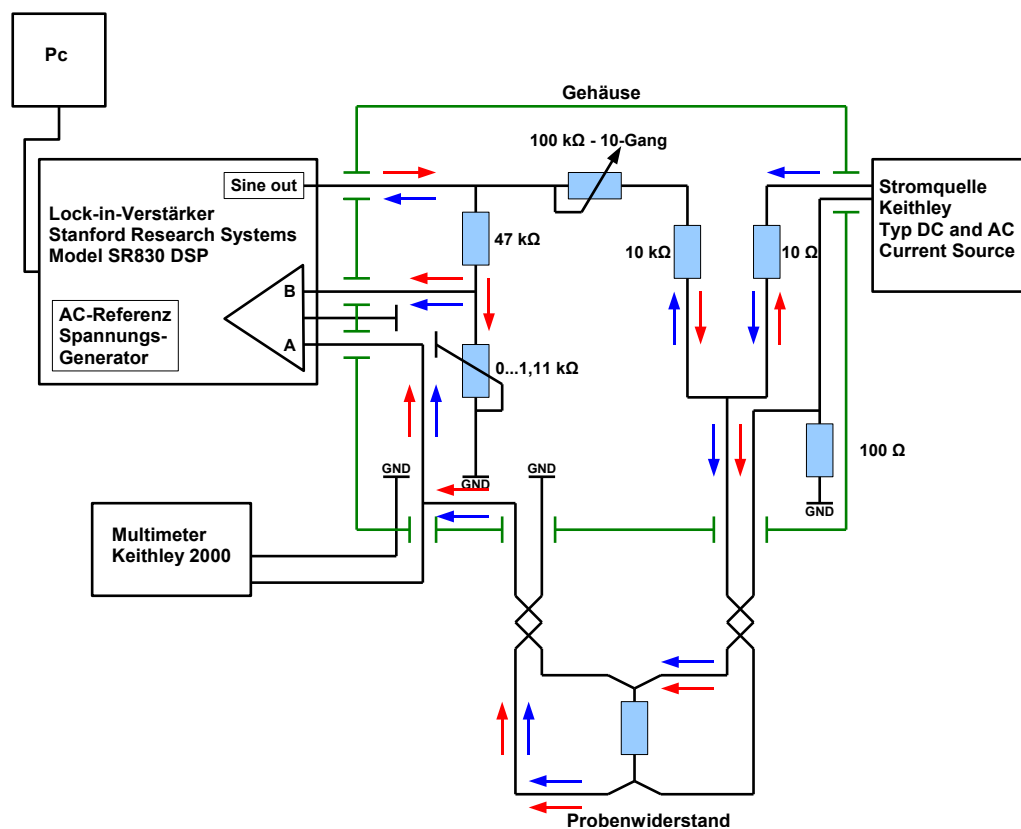


Abbildung 3.19: Schaltplan des Magnetowiderstandsmesskreislaufs. Rote Pfeile: AC-Strom, blaue Pfeile: DC-Strom

wird von der Stromquelle der Firma Keithley des Typs 6221 DC and AC Current Source ein reiner DC-Strom aus dem Stromausgang ausgegeben und über einen  $10\ \Omega$ -Metallfolienwiderstand auf den Stromanschluss der Probe gegeben. Der übliche Messstrom beträgt hier Werte zwischen einigen  $\mu\text{A}$  und  $\text{mA}$ . Sowohl der Stromanschluss des Probenwiderstandes als auch die Stromquelle ist über einen  $100\ \Omega$ -Widerstand im Gehäuse geerdet. Der Probenwiderstand wird mittels Vierpunkt-Messgeometrie ausgelesen. Der AC-Strom enthält nun einen DC-Offset und wird über die Spannungsabgriffe der Probe in den A-Kanal des Lock-in-Verstärkers ein-



gespeist. Parallel dazu kann die Spannungsänderung auch vom Multimeter des Typs Keithley 2000 ausgelesen werden, dieses kann nur die AC-Spannung oder die DC-Spannung detektieren.

Wie man in der Abbildung 3.19 ersehen kann, fließt der AC-Anteil des Stroms nicht allein zum Probenwiderstand, sondern teilt sich zuvor über das 100 k $\Omega$ -10-Gang-Potentiometer und einem 47 k $\Omega$ -Metallfolienwiderstand und dahinter in Reihe geschaltete Trimpotentiometer, die in der Summe einen Widerstand von 0 bis 1,1 k $\Omega$  ergeben, auf. Der zweite Anteil des Stroms wird in den B-Kanal des Lock-in-Verstärkers eingespeist und dient hier als Referenz.

Die Messung mit dem Lock-in-Verstärker wird dann mit der Differenz aus dem A-Signal und dem B-Signal vorgenommen. Dies dient dazu die Messempfindlichkeit zu erhöhen. Über die Trimpotentiometer wird ein ähnlich grosses Signal wie das von der Probe eingestellt. Durch die Differenzbildung wird das Signal fast Null oder sehr klein, so wird im Idealfall nur die Widerstandsänderung gemessen.

Ausserdem fließt der DC-Anteil nicht vollständig über den Probenwiderstand, sondern auch in Richtung des B-Eingangs des Lock-in-Verstärkers und über diesen Weg auch in den Referenz-Ausgang des Lock-in-Verstärkers. Der Lock-in-Verstärker ist aber mit einem kapazitiven Widerstand von 50  $\Omega$  mit dem Stromkreis verbunden und wird somit nicht von DC-Strom beeinflusst. Genauso kann der Wechselstromanteil nicht nur über den Probenwiderstand fließen, sondern auch in Richtung der Stromquelle.

Das Magnetfeld wird durch einen Magneten der Firma Bruker erzeugt. Das Netzteil dieses Magnets ist vom Typ B-MC1. Hierbei handelt es sich um einen bipolares Netzteil, das Feld kann also in beide Richtungen angelegt werden. Die zu erreichenden Felder liegen bei  $-2$  bis  $+2$  Tesla.



## 4 Ergebnisse und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein neuer Magnetowiderstandsmessplatz aufgebaut werden, der es ermöglicht, sowohl bei Zimmertemperatur zu messen, als auch mittels Lock-in-Technik Magnetowiderstandsmessungen durchzuführen (AC-Messungen), bei gleichzeitig fließendem Gleichstrom (DC) durchzuführen. AC-Widerstandsmessungen werden z.B. zwingend benötigt, um das sogenannte strominduzierte Schalten aufgrund des Spin-Torque-Effektes untersuchen zu können [31]. Im Folgenden wird gezeigt, dass es mit dem Messaufbau möglich ist, Magnetowiderstandsmessungen verschiedener Probensysteme mit beliebig orientierten Magnetfeldern bei Zimmertemperatur mit hoher Auflösung durchführen zu können. Zusätzlich wird eine Vergleich mit Magnetowiderstandsmessungen bei  $T=4,2$  K durchgeführt.

### 4.1 Temperaturmessung

Sowohl an dem Zimmertemperaturmessplatz aus Kapitel 3.2.3 als auch an dem Tieftemperaturmessplatz aus Kapitel 3.3 ist eine Temperaturbestimmung möglich. Für den Zimmertemperaturmessplatz wurde eine Langzeitmessung durchgeführt, um das Temperaturverhalten darzustellen.

Mit der Temperaturmessung des Messplatzes aus Kapitel 3.2.3 wurden die Temperaturkoeffizienten der Materialien bestimmt, die in den beiden gemessenen Systemen verwandt werden.

## 4.1.1 Langzeitmessung an Zimmertemperaturmagnetowiderstandmessplatz

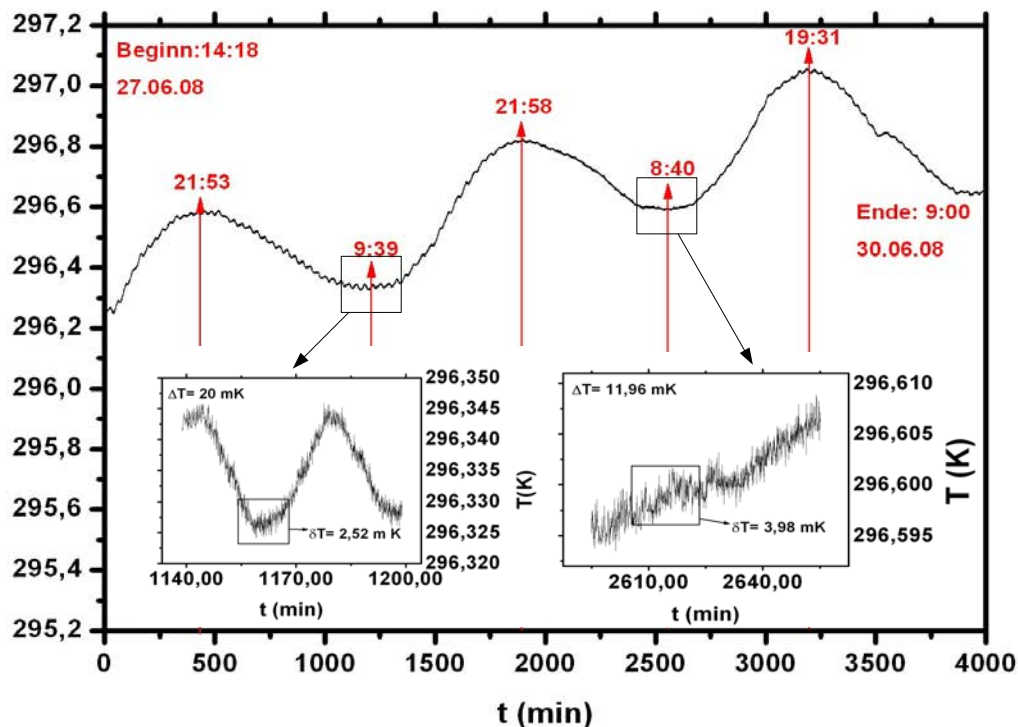


Abbildung 4.1: Langzeitmessung der Temperatur über ungefähr 67 Stunden. Insets: Hochfrequente Temperaturänderungen an zwei Beispielen

In Abbildung 4.1 ist eine Langzeitmessung über ungefähr 67 Stunden zu sehen. Start der Messung ist Freitagmittag gegen 14 Uhr und Ende der Messung Montag gegen 9 Uhr. Wie deutlich zu erkennen ist, gibt es Hoch- und Tiefpunkte in der Messung. Die Hoch- und Tiefpunkte erscheinen in einem Abstand von ungefähr 12 Stunden zueinander. Zudem sind die Hoch- und Tiefpunkte verschoben zur tatsächlichen Tagestemperatur, die Verschiebung beträgt ungefähr 12 Stunden. Die maximale Tagestemperatur wird laut der Messung Nachts erreicht und die minimale Tagestemperatur morgens. Dies deutet auf eine träge Übertragung der Aussentemperatur auf den Messplatz hin. Ausserdem ist an der Abbildung 4.1

zu ersehen, dass die eigentliche Proben­temperatur immer beeinflusst wird durch die von aussen vorgegebene Temperatur. Bei jeder Messung wird der Temperaturanstieg oder -abfall zu sehen sein. Um eine möglichst konstante Aussentemperatur während der Messung zu erhalten, wäre es sinnvoll eine Messung zu starten, die um den Zeitpunkt der Hoch- oder Tiefpunkte liegt. Damit wäre gewährleistet, dass die Temperatur von der Aussentemperatur kaum beeinflusst wird. Es ist jedoch nicht praktikabel Messungen an zwei Tageszeitpunkten durchzuführen, daher kann zur Korrektur der Messdaten eine lineare Funktion abgezogen werden, die den eventuell verursachten entstandenen Temperaturdrift korrigiert. Jedoch wird auch ersichtlich, dass der gesamte Temperaturdrift unterdrückt werden muss, um eine möglichst stabile und exakte Messung zu erhalten.

In Abbildung 4.1 zudem hochfrequente Schwingungen zu sehen. Mit Hilfe der beiden Insets werden diese hervorgehoben. Zum Einen sieht man dort die Schwingungen über einen typischen Messzeitraum, hier liegt die Temperaturänderung in der Grössenordnung von  $\Delta T=20$  mK. Zum Anderen sind die hochfrequenten Schwingungen hervorgehoben, dies sind jedoch keine Temperaturänderungen, die durch die Aussentemperatur erzeugt werden, sondern sind auf den verwandten Temperaturfühler und seine Ungenauigkeit zurückzuführen. Diese liegt in einer Grössenordnung von  $\delta T=2-5$  mK vor.

### 4.1.2 Temperaturkoeffizient der verwendeten Materialien

Die Bestimmung der Temperaturkoeffizienten erfolgt in dem Tieftemperaturmagnetowiderstandsmessplatz. Dieser kann bestimmt werden, weil die Temperatur fortlaufend gemessen wird, während die Probe langsam erwärmt wird.

## 4.1.2.1 Temperaturkoeffizient von Permalloy

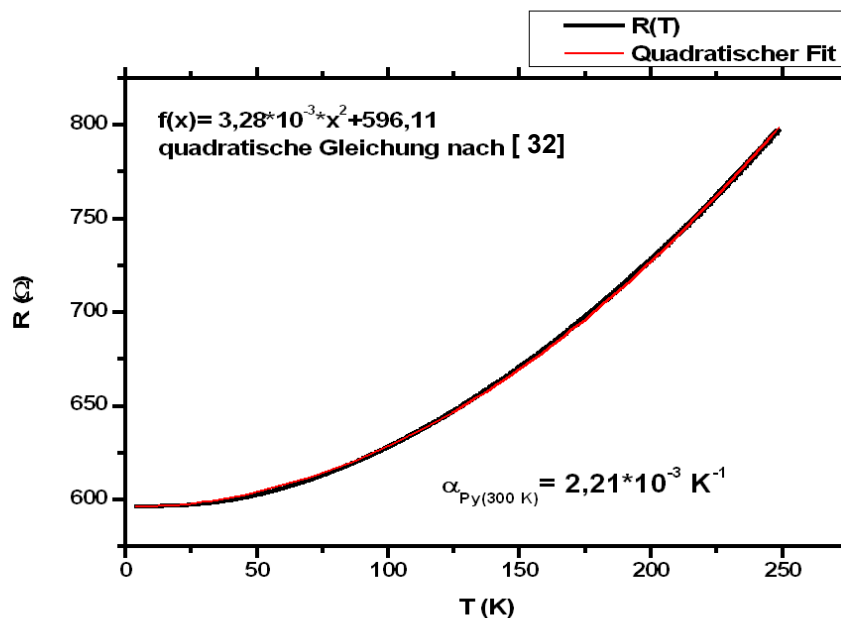


Abbildung 4.2: Widerstand einer Py-Leiterbahn als Funktion der Temperatur mittels dieser wird der Temperaturkoeffizient bestimmt.)

In Abbildung 4.2 ist eine typische  $R(T)$ -Kurve für eine Py-Leiterbahn der Breite  $w = 2500$  nm zu sehen. Die Messkurve beginnt bei  $T = 4,2$  K und endet bei  $T = 250$  K. Aus diesem Verlauf ist es dann möglich den Temperaturkoeffizienten zu extrapolieren, dies erfolgt mittels eines parabolischen Fits [32]. Aus diesem erhält man die Gleichung  $f(x) = 3,28 \cdot 10^{-3} \cdot x^2 + 596,11$ , mittels der Ableitung erhält man den Temperaturkoeffizienten bei 300 K, dieser hat den Wert  $\alpha_{Py300K} = 2,21 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ . Zum Vergleich betrachte man die Literaturwerte aus [32]. Hier wird der spezifische Widerstand betrachtet, der sich ergibt aus  $\rho = R \cdot \frac{q}{l}$ ,  $q$  ist der Querschnitt der Leiterbahn und  $l$  die Länge. Die Gleichung aus der Literatur setzt sich zusam-

men aus  $\rho(T) = \rho_0 + A \cdot T^2$  mit  $\rho_0 = 22,3 \mu\Omega\text{cm}$  und  $A = 1,3 \cdot 10^{-3} \frac{\mu\Omega\text{cm}}{\text{K}}$ . Damit ergibt sich für den theoretischen Wert  $\alpha_{Py_{300K}} = 5,60 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Die Werte liegen somit in der gleichen Größenordnung.

Zusätzlich kann das Maß für die Unordnung des vorliegenden Systems anhand des sogenannten Restwiderstandsverhältnisses gemessen werden. Damit erhält man den Wert  $\Gamma = \frac{R(300\text{K})}{R(4,2\text{K})} = 1,50$ .

#### 4.1.2.2 Temperaturkoeffizient von Eisen

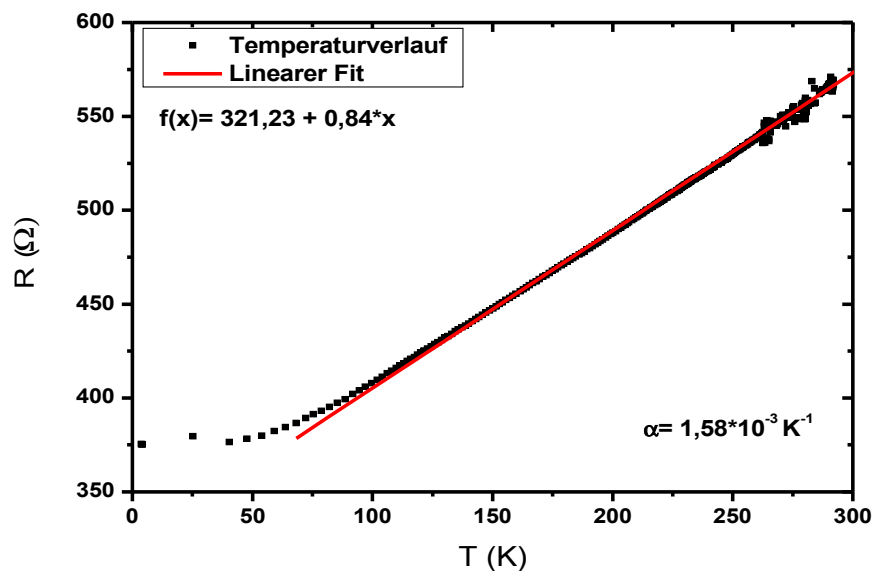


Abbildung 4.3: Widerstand einer Fe-Leiterbahn als Funktion der Temperatur mittels dieser wird der Temperaturkoeffizient bestimmt.

Auch für das verwendete Eisen-System ist eine Temperaturkoeffizientbestimmung möglich. In Abbildung 4.3 ist ein typischer Verlauf zu sehen. Die Kurve

beginnt bei  $T=4,2$  K und endet bei  $T=291$  K. Der Temperaturkoeffizient wird mittels einer Geraden bestimmt. Dafür wird die Gerade nur in den linearen Verlauf der Kurve gelegt. Damit erhält man für den Temperaturkoeffizienten aus der Steigung der Geraden den Wert  $\alpha_{Fe}=1,58 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ . In der Literatur ist der Wert  $\alpha_{Fe_{Lit}}=6,57 \cdot 10^{-3} K^{-1}$  angegeben [33]. Diese Abweichung erklärt sich dadurch, dass es sich in bei dem Literaturwert um einen bulk-Wert handelt, denn es ist zu erwarten, dass  $R(Schicht) \ll R(bulk)$ .

Zusätzlich kann das Maß für die Unordnung des vorliegenden Systems anhand des sogenannten Restwiderstandsverhältnisses gemessen werden. Damit erhält man den Wert  $\Gamma = \frac{R(300K)}{R(4,2K)} = 1,53$ .

## 4.2 Polykristalline Permalloy-Leiterbahnen

Als erstes System wurden polykristalline Permalloy-Leiterbahnen untersucht. Aufgrund der Polykristallinität hat man keinen Einfluss von Kristallanisotropien zu berücksichtigen und als einzige Anisotropie tritt lediglich die Formanisotropie auf. An vergleichbaren Strukturen wurden vielfach Messungen durchgeführt [34, 35, 36]. Somit handelt es sich um ein einfaches Modellsystem, um Magnetowiderstandsmessungen durchzuführen und damit den Messplatz und das Lock-in-Verfahren zu testen.

### 4.2.1 Messgeometrien

In Kapitel 3.3.1 wurde bereits darauf hingewiesen, dass es möglich ist, die Proben in verschiedenen Geometrien zu messen. Die Py-Leiterbahnen wurden in unterschiedlichen Geometrien gemessen, einmal mit dem Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene und einmal mit dem Magnetfeld in der Schichtebene, aber senkrecht



und parallel zur langen Leiterbahnachse. Mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen ist es möglich, dass Ummagnetisierungsverhalten *einzelner* Leiterbahnen zu untersuchen [13]. Der Widerstand ist bei nicht zu grossen Magnetfeldern und in Abwesenheit von Domänen im Wesentlichen durch den anisotropen Magnetowiderstand gegeben. Er ist hier abhängig von der relativen Orientierung der magnetischen Momente in der Leiterbahn und der Stromrichtung (vgl. Kap. 2.2.2). Für die Messung wurden Permalloy-Leiterbahnen mit Breiten zwischen 2500 nm und 4500 nm und einer Länge von 190  $\mu\text{m}$  mittels Zwei-Schritt-EBL hergestellt. Platin besitzt eine Schichtdicke von 10 nm, wobei die Schichtdicke der Permalloy-Leiterbahnen 30 nm beträgt. In Abbildung 3.7 in Kapitel 3.2.2 ist die Probengeometrie schematisch gezeigt. Der Widerstand wird in einer Vierpunkt-Geometrie gemessen [1].

### 4.2.1.1 Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene

Es wurden Magnetowiderstandsmessungen in einem äusseren Magnetfeld von  $B = -1,95 \text{ T}$  bis  $B = +1,95 \text{ T}$  senkrecht zur Probenebene durchgeführt. Die untersuchte Py-Leiterbahn hat eine Breite von 4500 nm. Um den gemessenen Effekt zu verifizieren, wurde zunächst immer zuerst eine DC-Widerstandsmessung durchgeführt und anschliessend die AC-Widerstandsmessung mittels Lock-in-Technik. In Abbildung 4.4 ist die DC-Messung zu sehen, dabei handelt es sich um eine Mittelung der Messung, denn das Feld wird zunächst von  $B = -1,95$  bis  $+1,95 \text{ T}$  verändert und danach in entgegengesetzter Feldrichtung zurück geregelt. Daher werden zwei Messkurven erhalten, die gemittelt wurden. Wenn nun  $B = 0 \text{ T}$  als Ausgangspunkt betrachtet wird, sind alle Momente mehr oder weniger entlang der langen Leiterbahnrichtung ausgerichtet, der maximale Widerstand beträgt  $R = 1589,49 \Omega$ . Bei Anlegen eines positiven Magnetfeldes in Richtung von  $B = +1,95 \text{ T}$  wird eine Widerstandsabnahme beobachtet, die auf die kohärente Drehung der

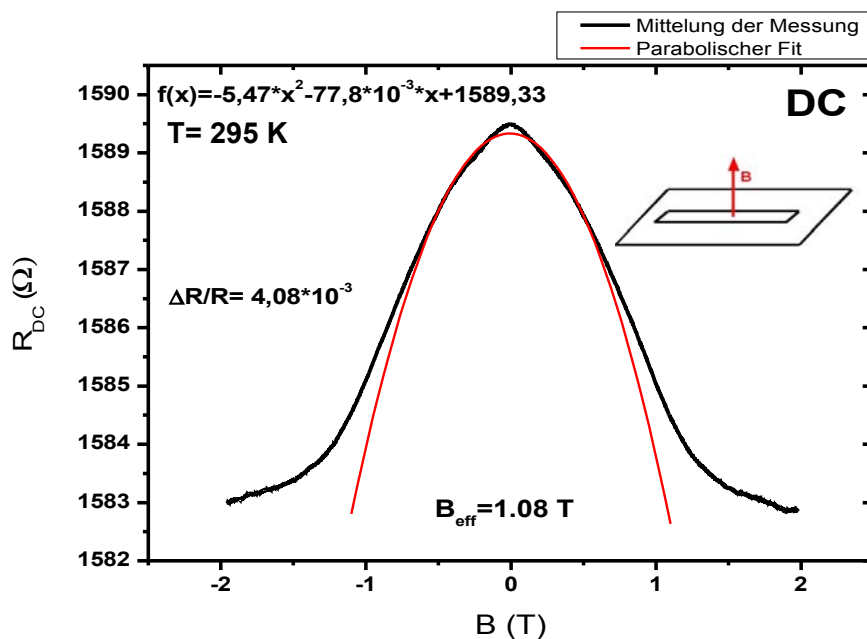


Abbildung 4.4: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4500 nm bei Zimmertemperatur. Es wurde eine reine DC-Messung durchgeführt. Das B-Feld ist senkrecht zur Leiterbahnnachse angelegt.

magnetischen Momente in Richtung des äusseren Magnetfeldes zurückzuführen ist. Schliesslich geht die Widerstandsänderung in einen sättigungähnlichen Zustand über. Jedoch wird die Sättigung nicht vollständig erreicht, sondern man beobachtet einen ansatzweise lineare Widerstandsabnahme. Dies lässt darauf schliessen, dass es noch einen zusätzlichen Magnetowiderstandseffekt gibt. Nahe liegt die Vermutung, dass es sich um den Spin-Disorder-Magnetowiderstand handelt. Bei diesem wird die Spin-Flip-Streuung durch das externe Magnetfeld unterdrückt und der Widerstand wird weiter verringert [37]. Vergleicht man den Kurvenverlauf in posi-

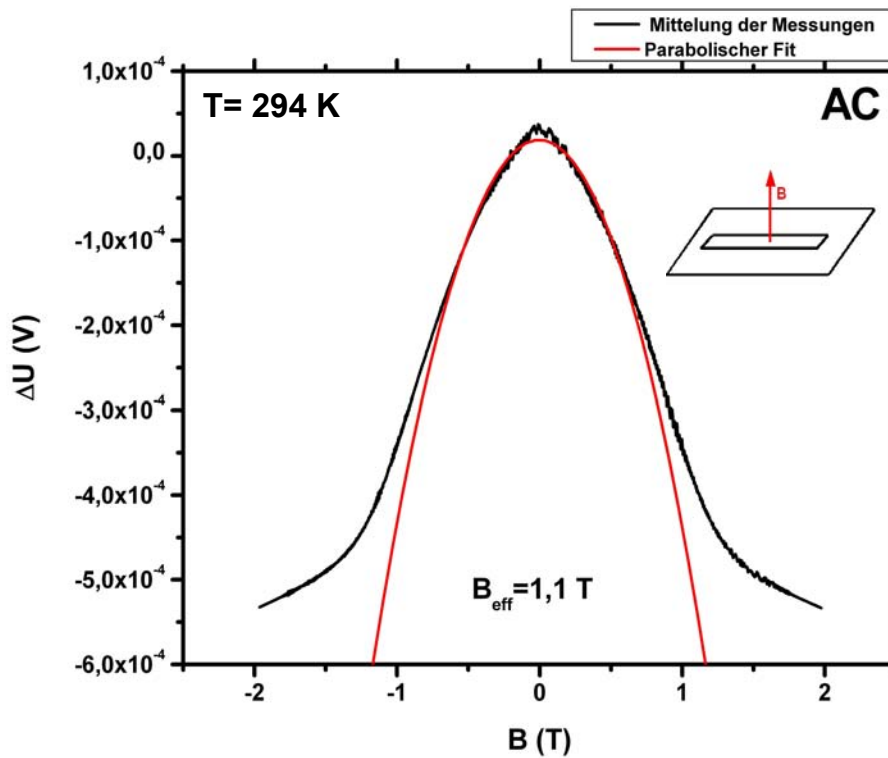


Abbildung 4.5: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4500 nm bei Zimmertemperatur. Es wurde eine reine AC-Messung durchgeführt. Das B-Feld ist senkrecht zur Leiterbahnachse angelegt.

tiver und negativer Feldrichtung, so sieht man, dass dieser symmetrisch ist. Hierbei handelt es sich um den Verlauf einer typischen AMR-Kurve. Wird angenommen, dass es sich bei dem Widerstandswert bei  $B = \pm 1,95$  T um den Sättigungswert handelt, wird eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 6,49 \Omega$  erhalten. Damit ergibt sich eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 4,08 \cdot 10^{-3}$ , der AMR-Effekt hat also eine Grösse von 0,4%. In der Literatur wird der AMR-Effekt im Bereich von

0,2% und 1,17% angegeben [38], was mit dem erhaltenen Wert übereinstimmt.

Zudem wurde eine Parabel in die Kurve angepasst, die auf dem Modell von Tumanski beruht (vgl. Kap. 2.3.4). Dieses Modell gilt nur für kleine Felder, weshalb die Parabel zu grösseren Feldern hin die gemessenen Daten nicht mehr beschreibt. Als Ergebniss erhält man für das effektive Magnetfeld  $B_{eff} = 1,08$  T.

Bei genauem Betrachten ist ein spitzer Zulauf der Kurve zu erkennen, der auf ein Messproblem hindeutet. Das Magnetfeld wird per Hand verändert und für jede Messung muss die ideale Geschwindigkeit zur Veränderung des Magnetfeldes gefunden werden. Entweder wurde in diesem Fall das Feld zu langsam oder zu schnell geändert, woraus der spitze Zulauf der Kurve resultiert.

In Abbildung 4.5 eine AC-Widerstandsmessung an derselben Leiterbahn gezeigt. Hierbei wurde ebenfalls das externe Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene angelegt und im Bereich von  $-1.95 < B < +1.95$  variiert. Hier wird deutlich, dass der Kurvenverlauf dem aus Abbildung 4.4 sehr ähnlich ist. Der Parabelfit liefert  $B_{eff} = 1,1$  T. Der Unterschied von 1,85% zwischen DC- und AC-Messung ist somit vernachlässigbar klein. Es können jedoch nur Werte der Spannungsänderung angezeigt werden und keine Widerstandswerte, weshalb die DC-Messung als Referenz benutzt wird.

### 4.2.1.2 Magnetfeld transversal zur langen Leiterbahnachse

Es wurden Magnetowiderstandsmessungen in einem äusseren Magnetfeld von  $B = -0,5$  bis  $B = +0,5$  T durchgeführt, dabei ist das Magnetfeld in der Probenebene, aber senkrecht zur langen Leiterbahnachse, orientiert. Die untersuchte Leiterbahn hat eine Breite von 4500 nm. Auch hier wurde eine DC-Messung und eine AC-Messung durchgeführt.

In Abbildung 4.6 ist die DC-Messung zu sehen, welche eine Mittelung der Messung wiedergibt, die genauso wie in Abbildung 4.4 durchgeführt wurde. Wenn die Kurve

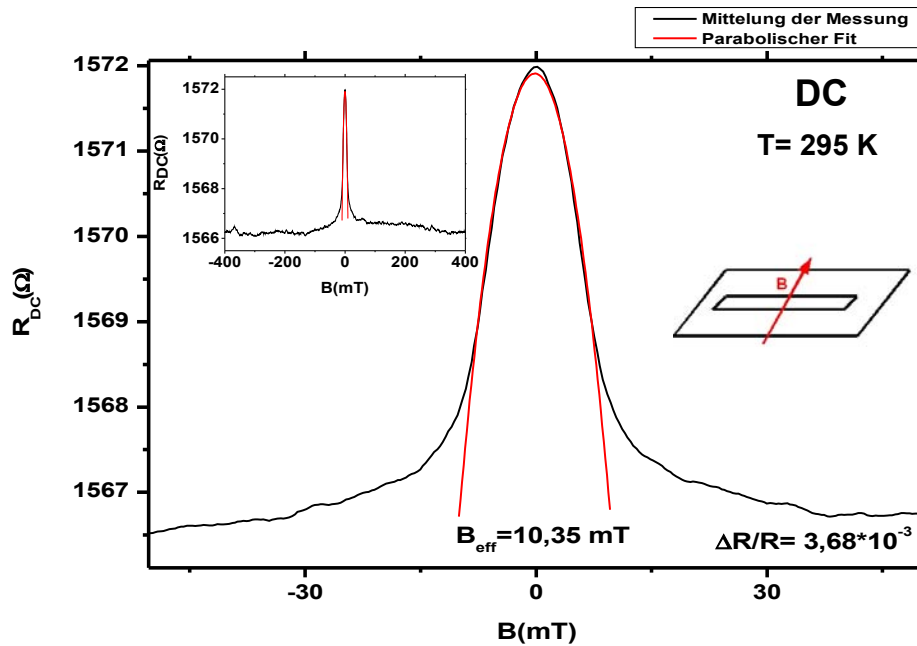


Abbildung 4.6: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4500 nm bei Zimmertemperatur. Es wurde eine reine DC-Messung durchgeführt. Das B-Feld liegt in der Substratebene senkrecht zur Leiterbahn.

nun näher betrachtet wird, beginne man bei  $B=0$  T, sind dort alle magnetischen Momente mehr oder weniger entlang der langen Leiterbahnachse ausgerichtet, der maximale Widerstand liegt bei  $R=1571,98 \Omega$ . Nun wird dem Verlauf der Kurve in Richtung von  $B=+0,5$  T gefolgt, es zeigt sich, dass auch hier eine Widerstandsabnahme mit zunehmendem Feld beobachtet wird. Diese ist jedoch deutlich steiler als bei den zuvor diskutierten Messungen. Die magnetischen Momente drehen sich in Richtung des externen Feldes. Bei einem Feld von  $B \approx 10,35$  mT sättigt der Widerstand auf einen Wert von  $R=1566,22 \Omega$ .

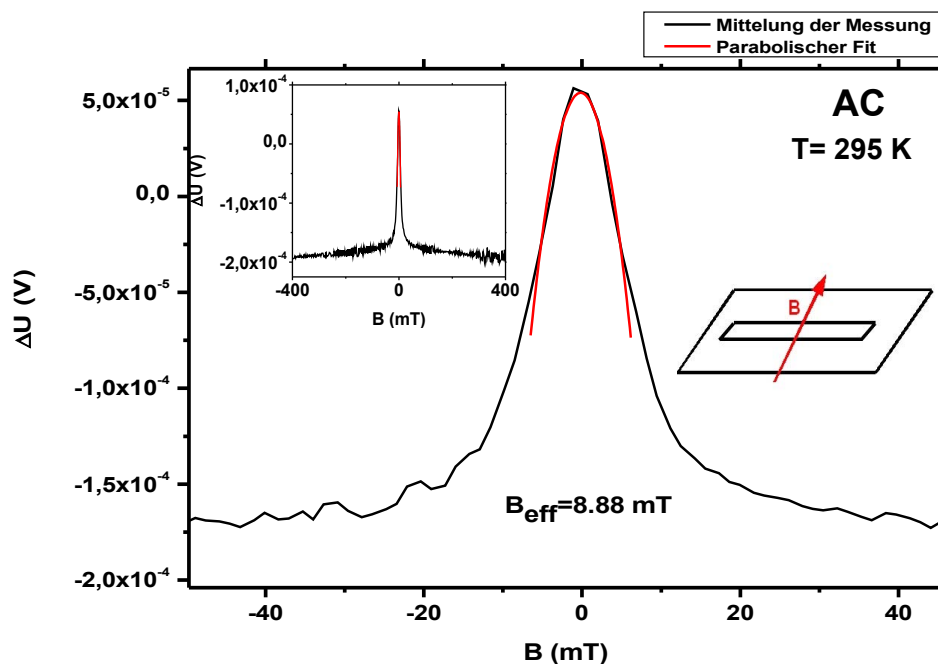


Abbildung 4.7: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4500 nm bei Zimmertemperatur. Es wurde eine reine AC-Messung durchgeführt. Das B-Feld liegt in der Substratenebene senkrecht zur Leiterbahn.

Es ergibt sich eine Widerstandsänderung von  $\Delta R = 5,82 \Omega$ . Somit handelt es sich um eine relative Widerstandsänderung von  $\frac{\Delta R}{R} = 3,68 \cdot 10^{-3}$ , damit hat der AMR-Effekt eine Grösse von 0,4%. Wie bereits bei der senkrecht zur Schichtebene erfolgten Messung, wurden auch diese Daten an eine quadratische Funktion angepasst. Die Fitfunktion ist in Abbildung 4.6 ebenfalls dargestellt und beschreibt die Messung sehr gut. Aus diesem Fit ergibt sich ein effektives Anisotropiefeld von  $B_{eff} = 10,35 \text{ mT}$ .

Aufgrund der in der Ebene geringeren Formanisotropie werden nun nur noch kleine

Felder benötigt, um eine vollständige Ausrichtung der magnetischen Momente zu erreichen. Der Entmagnetisierungsfaktor ist kleiner als bei der senkrechten Geometrie.

In Abbildung 4.7 ist die zugehörige AC-Messung zu sehen. Auch hier zeigt sich ein vergleichbarer Verlauf wie in Abbildung 4.6. Der Wert, der durch die quadratische Anpassung erhalten wird, beträgt  $B_{eff} = 8,88$  mT. Dies entspricht einer Abweichung von 16,55%. Die grössere Abweichung im Vergleich zu der Abweichung bei der senkrechten Geometrie ergibt sich dadurch, dass hier ein Vergleich im mT-Bereich erfolgt und in der senkrechten Geometrie im T-Bereich.

Es ist möglich, theoretisch die Entmagnetisierungsfaktoren der Leiterbahnen zu berechnen und aus diesen dann auch das Anisotropiefeld  $B_K$ , wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, zu berechnen. Bei der Berechnung wird davon ausgegangen, dass es sich um ein idealen Quader handelt, in dessen Zentrum der Ursprung des Koordinatensystems liegt. Die exakten Berechnungsgleichungen finden sich in [39]. Für die Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren werden die Parameter der Leiterbahn benötigt, um zusätzlich das Anisotropiefeld  $B_k$  zu bestimmen, wird die Magnetisierung benötigt. Die Magnetisierung von Permalloy beträgt in diesem Fall  $M=840 \text{ k} \frac{\text{A}}{\text{m}}$  (aus der FMR (**Ferromagnetische Resonanz**)) und die Leiterbahn ist 4500 nm breit, 30 nm hoch und 190  $\mu\text{m}$  lang. Damit ergibt sich dann die Tabelle 4.1 für die beiden Geometrien. Die Entmagnetisierungsfaktoren sind in beiden Geometrien gleich, da die Leiterbahn in beiden Fällen die gleichen Parameter hat. Die Anisotropieenergien unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Messgeometrie.

Für die in der Schichtebene liegende Geometrie wird ein Anisotropiefeld mit dem Wert  $B_K=14,25$  mT erhalten. Zu dem gemessen Wert von  $B_{eff}=9,615$  mT ergibt sich damit ein Unterschied von 32,5%. Für die senkrechte Geometrie wird ein Anisotropiefeld von  $B_K=1040$  mT erhalten. Zu dem gemessen Wert von  $B_{eff}=1090$

Tabelle 4.1: Vergleichswerte der experimentell bestimmten effektiven B-Felder und den theoretisch berechneten Entmagnetisierungsfaktoren, Anisotropieenergien und Anisotropiefeld zwischen der senkrechten Geometrie (senkrecht) und der transversalen Geometrie (transversal) für eine Py-Leiterbahn der Breite 4500 nm

Geometrie	$B_{eff}$ [mT]	$N_x$	$N_y$	$N_z$	$k_u$ [ $\frac{J}{m^3}$ ]	$B_k$ [mT]
senkrecht	1090	0,014	0,00025	0,986	$4,3699 \cdot 10^5$	1040
transversal	9,615	0,014	0,00025	0,986	5983,31	14,25

mT ergibt sich damit ein Unterschied von 4,8%. Die Abweichung kann entstehen, weil bei dem Berechnungsmodell von einem idealen Quader ausgegangen wird, dies ist bei den Leiterbahnen nicht vollständig der Fall, jedoch sollte der Einfluss dadurch gering sein. Die Abweichung bei der senkrechten Geometrie ist erheblich kleiner als bei der transversalen. Dies ist wieder auf die unterschiedlichen Betrachtungsbereiche zurückzuführen. Im mT-Bereich erzeugt die Messgenauigkeit einen grösseren Fehler als im T-Bereich.

Ausserdem kann an dieser Messung eine Abschätzung des Auflösungsvermögen anhand des Rauschens gemacht werden. Es sollen die AC- mit der DC-Messung verglichen werden. Die DC-Messung wird als Vergleich für die AC-Messung genutzt. Es wird also der maximale Widerstand aus der DC-Messung angenommen und die Magnetowiderstandsänderung in der DC-Messung wird entsprechend auf die Spannungsänderungen der AC-Messung normiert. Es werden nur die Änderungen in der Sättigung betrachtet, welche dann das Rauschen wiedergeben mit  $\delta R$ . Dadurch wird die Tabelle 4.2 erhalten. Aus der Langzeittemperaturmessung aus Kapitel 4.1.1 wird  $\Delta T = 20$  mK erhalten, damit kann abgeschätzt werden, wie gross das maximale thermische Rauschen mit  $\frac{\delta R}{R} = \alpha_{Py} \cdot \Delta T$  ist. Mit  $\alpha_{Py_{300K}} = 2,21 \cdot 10^{-3} K^{-1}$  wird dann  $\frac{\delta R}{R} = 4,42 \cdot 10^{-5}$  erhalten. Das thermische Rauschen ist also um eine Grössenordnung kleiner als das aus der Messung bestimmte Rauschen. Somit



Tabelle 4.2: Vergleichswerte des Auflösungsvermögen zwischen der AC- und DC-Messung an einer Py-Leiterbahn der Breite 4500 nm

Messung	$\delta R$ [m $\Omega$ ]	$\frac{\delta R}{R}$
DC	191,3	$1,22 \cdot 10^{-4}$
AC	277,6	$1,77 \cdot 10^{-4}$

kann gefolgert werden, dass es sich nicht um thermisches sondern um elektrisches Rauschen handelt.

#### 4.2.1.3 Magnetfeld longitudinal zur langen Leiterbahnachse

Um die Leiterbahn vollständig zu charakterisieren, wurde abschließend eine Magnetowiderstandsmessung in longitudinaler Geometrie - Magnetfeld parallel zur langen Leiterbahnachse - in Magnetfeldern von  $B = +10$  mT bis  $B = -6$  mT durchgeführt. Die untersuchte Leiterbahn hat eine Breite von 4500 nm.

In Abbildung 4.8 ist die DC-Messung zu sehen, hierbei handelt es sich um eine Einzelmessung, ausserdem ist in dem Inset noch eine weitere Einzelmessung zu sehen. In diesem kann man die Reproduzierbarkeit der Messung erkennen, jedoch wird auch deutlich, dass eine genaue Charakterisierung schwierig ist. Ausserdem ist die Widerstandsänderung sehr viel kleiner als in den vorher gezeigten Fällen, was es auch schwerer macht die Messung genau zu charakterisieren. Das Feld wurde über sehr kleine Bereiche von  $B = -6$  mT bis  $B = +10$  mT variiert. Vor Beginn der ersten Messung wurde die Leiterbahn in einem Magnetfeld von  $B = +0,5$  T aufmagnetisiert, anschliessend wurde die Messung in entgegengesetzter Magnetfeldrichtung ausgeführt und es wurden mehrere Durchläufe des Feldes durchgeführt. Die blaue Pfeile sollen den Messverlauf verdeutlichen. Mit abnehmendem Magnetfeld nimmt der Widerstand ab, erreicht dann bei einer bestimmten Feldstärke - dem Koerzitivfeld  $B_C$  - ein Minimum und steigt dann wieder monoton an. Bei weiterer Abnahme

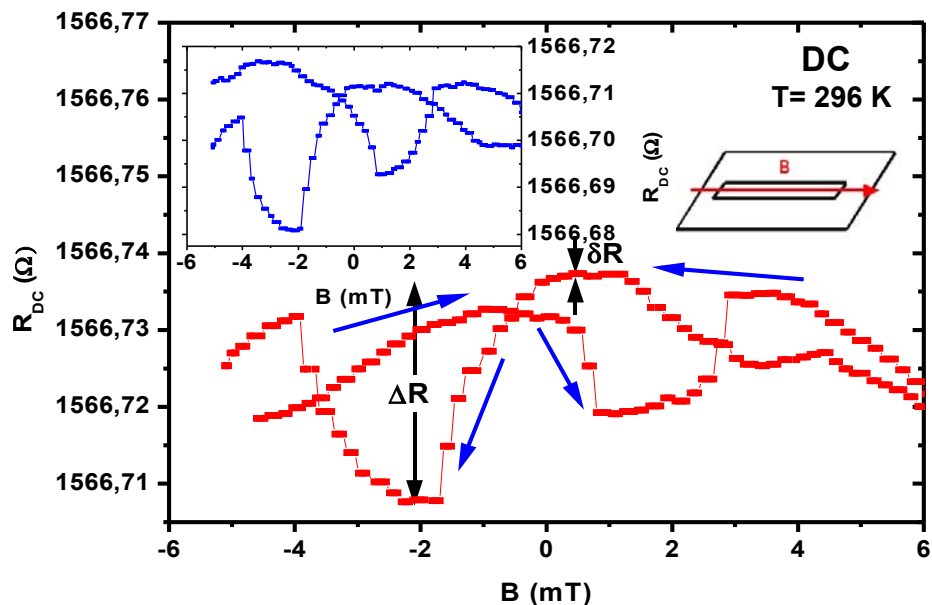


Abbildung 4.8: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4500 nm bei Zimmertemperatur. Es wurde eine reine DC-Messung durchgeführt. Das B-Feld liegt in der Substratenebene und ist entlang der langen Leiterbahnachse orientiert. In dem eingefügten Graph ist eine weitere Einzelmessung zu sehen.

des Magnetfeldes nimmt der Widerstand stark ab. Bei Erhöhung des Magnetfeldes erhöht sich der Widerstand wieder, es wird kein Minimum beobachtet. Wenn die Messung nun weiter in der gegengesetzten Feldrichtung durchgeführt wird, zeigt sich qualitativ der gleiche Verlauf. Dieses Widerstandsverhalten wird auf der Basis des anisotropen Magnetowiderstandsverhalten erklärt. Aufgrund der Breite der Leiterbahn liegt diese in einem Multidomänenzustand vor und die Magnetisierung ist in Remanenz vorwiegend parallel zur langen Leiterbahnachse orientiert [2],

aber es gibt dennoch transversal ausgerichtete Magnetisierungskomponenten, die eine Verringerung des Magnetowiderstands in Remanenz erzeugen [40]. Im Verlauf der Messung bilden sich mehr transversale Magnetisierungskomponenten in einem geringen Magnetfeld aus, was wiederum zu einer Widerstandsverringerng führt. Ausserdem bilden sich gleichzeitig Landau-artige Domänen an den Leiterbahnen aus, die sich beim Erreichen der Koerzitivfeldstärke  $B_C$  vom Leiterbahnende lösen und die Leiterbahn durchlaufen [28]. Dabei werden die magnetischen Momente wieder parallel zur Stromrichtung gedreht, daher steigt der Widerstand wieder auf seinen anfänglichen Wert. Die starke Abnahme des Widerstandes in grösseren Feldern kann darauf zurückgeführt werden, dass auch hier ein zusätzlicher Magnetowiderstandsbeitrag auftritt, der Spin-Disorder-Magnetowiderstand [15]. Zudem kann es der Fall sein, dass die Leiterbahn nicht exakt parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist [41], was auch eine Abnahme des Widerstandes hervorrufen kann. Wie man in der Abbildung 4.8 erkennen kann, unterscheiden sich die Koerzitivfeldstärken  $B_C$  in den unterschiedlichen Feldrichtungen. Zudem ist zu sehen, dass die beiden Minima sich auch unterscheiden. Auch die relative Widerstandsänderung unterscheidet sich für unterschiedliche Feldrichtungen, jedoch wie im Inset zu sehen ist, sind diese jedoch reproduzierbar.

Die Widerstandsänderung hat den Wert  $\Delta R = 30 \text{ m}\Omega$  und die relative Widerstandsänderung hat den Wert  $\frac{\Delta R}{R} = 1,91 \cdot 10^{-3}$  und die relative Widerstandsänderung des Rauschens hat den Wert  $\frac{\delta R}{R} = 2,16 \cdot 10^{-7}$ .

Aus der Langzeittemperaturmessung aus Kapitel 4.1.1 wird  $\Delta T = 20 \text{ mK}$  erhalten, damit kann abgeschätzt werden, wie gross das maximale thermische Rauschen mit  $\frac{\delta R}{R} = \alpha_{Py} \cdot \Delta T$  ist. Mit  $\alpha_{Py_{300K}} = 2,21 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  wird dann  $\frac{\delta R}{R} = 4,42 \cdot 10^{-5}$  erhalten. Die relative Widerstandsänderung des Rauschens kann also von thermischen Einflüssen gestört werden, da das Rauschen um zwei Grössenordnungen

kleiner ist als das thermische Rauschen. Bei Messungen von solch kleinen Widerstandsänderungen ist eine gute thermische Abkopplung von aussen nötig.

#### 4.2.2 Vergleich mit Widerstandsmessung im Kryostaten

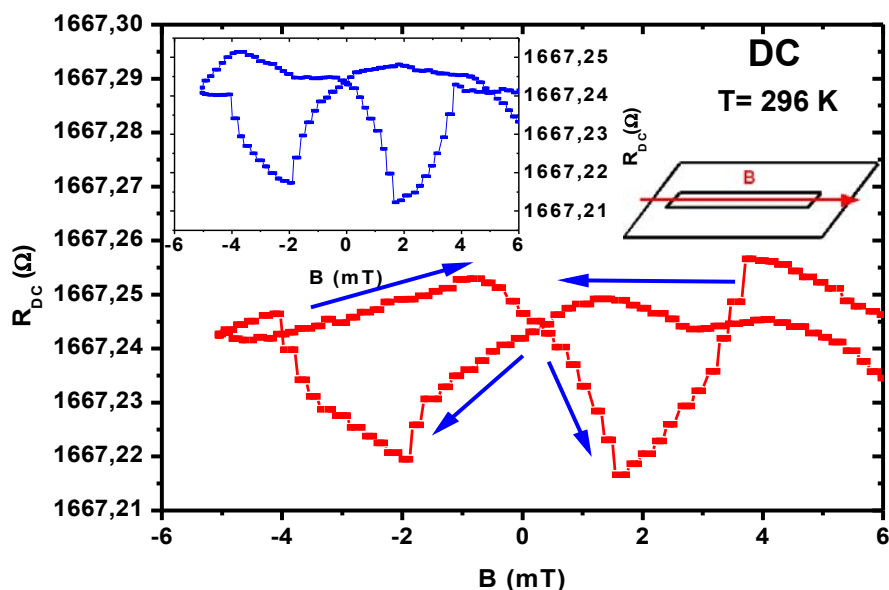


Abbildung 4.9: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4000 nm bei Zimmertemperatur. Das B-Feld liegt in der Substratebene und ist entlang der langen Leiterbahnachse orientiert.

In diesem Kapitel soll ein Vergleich zwischen der Apparatur, die in Kapitel 3.2.3 beschrieben wurde und der im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebauten Apparatur, die in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, durchgeführt werden. Dazu wird eine Messung in der gleichen Geometrie, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, durchgeführt. Die

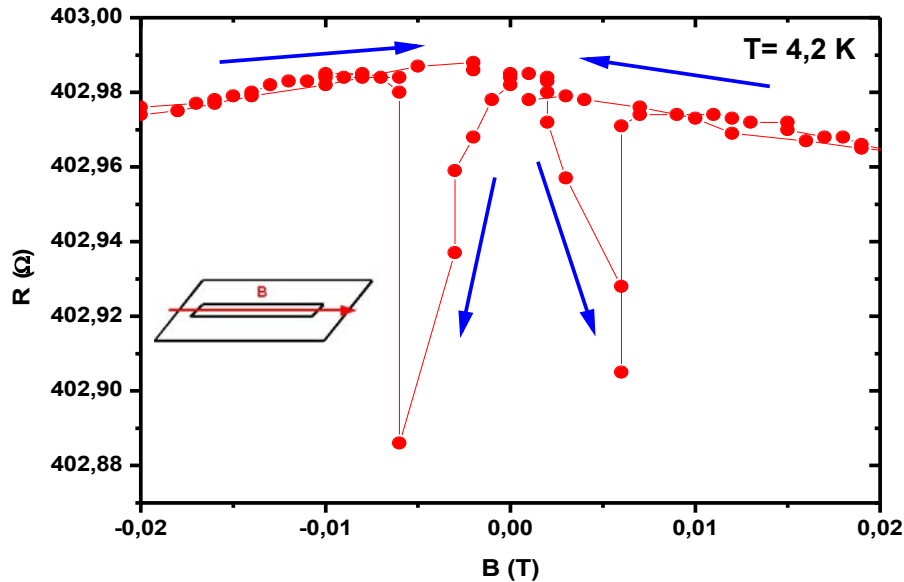


Abbildung 4.10: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Py-Leiterbahnen mit der Breite von 4000 nm bei  $T=4,2$  K. Das B-Feld liegt in der Substratebene und ist entlang der langen Leiterbahnachse orientiert.

gemessene Leiterbahn hat eine Breite von 4000 nm.

In Abbildung 4.9 ist die dazu im Vergleich stehende Messung im Zimmertempaturaufbau zu sehen. Auch hier mussten wieder kleine Felder erreicht werden. Erneut wurde hier eine Mittelung über mehrere Messungen vorgenommen. Der zu variierende Magnetfeldbereich lag zwischen  $B=-6$  mT und  $B=+6$  mT.

In Abbildung 4.10 ist die Messung im Kryostaten zu sehen. Um die hier benötigten kleinen Felder zu erreichen, musste jede Feldstärke einzeln per Hand geändert werden. Das Feld wurde in einem Bereich von  $B=-20$  mT bis  $B=+20$  mT in 1 mT-Schritten variiert. Die Messung wurde bei  $T=4,2$  K durchgeführt.

Wie man schon anhand der zu ändernden Magnetfeldbereiche erkennen kann, hat sich der Effekt verändert. Jedoch wird aus den beiden Graphen ersichtlich, dass der Verlauf der Messungen vergleichbar ist. Die Ergebnisse der beiden Messungen werden nun zur besseren Übersicht in der Tabelle 4.3 zusammengefasst. Es wird

Tabelle 4.3: Vergleichswerte der relativen Widerstandsänderung, des Koerzitivfeldes und der relativen Widerstandsänderung des Rauschens zwischen Tieftemperatur- und Zimmertemperaturmessung für eine Py-Leiterbahn der Breite 4000 nm

Messgrösse	Zimmertemperatur	Tieftemperatur
$\frac{\Delta R}{R}$	$2,40 \cdot 10^{-5}$	$2,43 \cdot 10^{-4}$
$B_C$ [mT]	1,7	6
$\frac{\delta R}{R}$	$2,90 \cdot 10^{-6}$	$4,53 \cdot 10^{-7}$

sofort ersichtlich, dass sich die Messgrössen der relativen Widerstandsänderung, des Koerzitivfeldes und der relativen Widerstandsänderung des Rauschens unterscheiden. Die relative Widerstandsänderung  $\frac{\Delta R}{R}$  verändert sich um eine ganze Grössenordnung, das Koerzitivfeld  $B_C$  ist um einen Faktor 3 kleiner. Dies war zu erwarten, da angenommen wird, dass beide Grössen bei Zimmertemperatur abnehmen. Dies steht in Übereinstimmung mit Messungen, die in einer vorherigen Diplomarbeit durchgeführt wurden [3]. Die relative Widerstandsänderung des Rauschens  $\frac{\delta R}{R}$  unterscheidet sich um eine Grössenordnung, dabei ist das Rauschen bei den Tieftemperaturmessungen geringer als bei der Zimmertemperaturmessung. Dies lässt sich mit der Abschätzung des thermischen Rauschens aus der Langzeittemperaturmessung aus Kapitel 4.1.1 erklären. Bei dieser erhält man mit einem  $\Delta T = 20$  mK den Wert  $\frac{\delta R}{R} = 4,42 \cdot 10^{-5}$ , was bedeutet, dass das thermische Rauschen einen starken Einfluss auf die Zimmertemperaturmessung haben kann, die bei der Tieftemperaturmessung vermieden werden durch die gute thermische Entkopplung nach aussen.

### 4.2.3 Widerstandsmessung

Anhand der Tieftemperaturmessung an den Permalloy-Leiterbahnen, wird ersichtlich, dass aus Gründen der Verschaltung bei dem Zimmertemperaturmessaufbau ein zusätzlicher Widerstandsbeitrag erzeugt wird, der die gemessenen Widerstände verfälscht. Jedoch konnte dies nicht mehr behoben werden, da die Messungen im Rahmen dieser Arbeit erst zum Schluss erfolgte. Zum Überblick über die Fehlergrösse dient die Tabelle 4.4. Anhand der Tabelle 4.4 wird deutlich, dass der Fehler bei grossen Widerständen kleiner ist als bei kleinen Widerständen, was auf einen festen Widerstandsbeitrag hindeutet. Es ist möglich qualitative Aussagen über das Magnetowiderstandsverhalten zu machen.

Tabelle 4.4: Vergleichswerte der Widerstandsmessung bei Zimmertemperatur im Zimmertemperaturaufbau (ZT) und dem Tieftemperaturaufbau (TT) an den Py-Leiterbahnen

LB-Breite [nm]	ZT-Widerstand [ $\Omega$ ]	TT-Widerstand [ $\Omega$ ]	Faktor
1500	2866,94	945,4	3,03
2500	2069,80	596,46	3,47
4000	1702,35	402,99	4,22
4500	1589,12	354	4,49

## 4.3 Epitaktische Eisen-Leiterbahnen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch ein anderes System untersucht. In diesem Fall handelt es sich um epitaktisch aufgewachsene Eisen-Leiterbahnen. Die hier untersuchte Leiterbahn ist 2900 nm breit, 36  $\mu\text{m}$  lang und 15 nm (10 nm Fe und 5 nm Pt + Ag) hoch. Wie schon in Kapitel 3.1.1.2 erläutert, hat epitaktisches

Eisen unterschiedliche Anisotropiebeiträge. Dies wird ausgenutzt, wenn die Leiterbahnen entsprechend aus dem aufgewachsenen Film herausgeschnitten werden. Je nachdem wie die Leiterbahnen orientiert sind, erhalten sie eine bestimmte Magnetisierungsrichtung und die entsprechende Orientierung der Achsen. Die Orientierung für in diesem Fall gemessenen Leiterbahnen sind in Abbildung 4.11 zu sehen. Die lange Leiterbahnachse ist parallel zur leichten Achse, also zur  $[001]$ -Richtung, die Magnetisierung der Leiterbahn liegt ebenfalls parallel zur leichten Achse. Das Magnetfeld dagegen ist parallel zur  $[1\bar{1}0]$ -Richtung, somit senkrecht zur leichten Achse bzw. Magnetisierung.

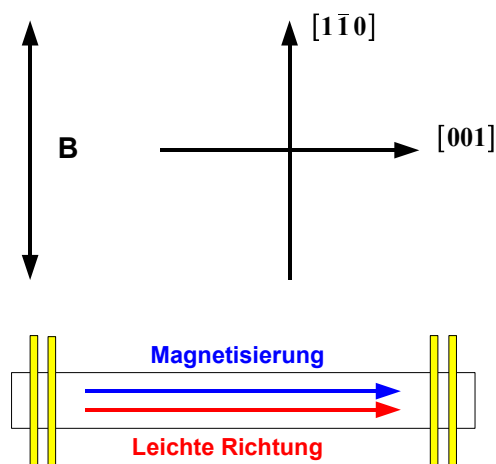


Abbildung 4.11: Schema einer Fe(110)-Leiterbahn mit der Orientierung der Magnetisierungsrichtung in Remanenz und der leichten Achse

### 4.3.1 Magnetfeld in der Schichtebene senkrecht zur langen Leiterbahnachse

Bei der in der Schichtebene liegenden Geometrie wurden die Magnetowiderstandsmessungen in einem äusseren Magnetfeld von  $B = -0,3$  bis  $B = +0,3$  T durch-



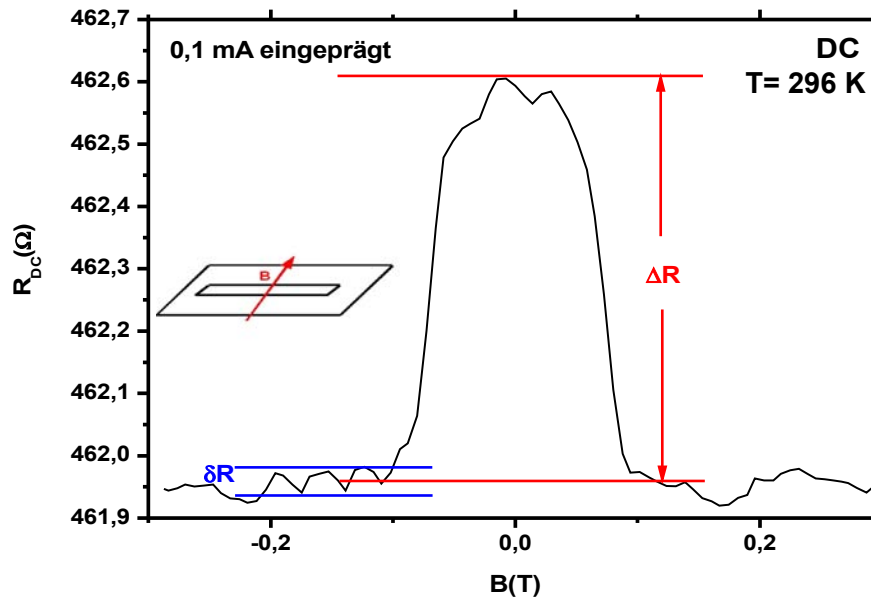


Abbildung 4.12: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Fe-Leiterbahnen mit der Breite von 2900 nm. Es wurde eine reine DC-Messung durchgeführt.

geführt. Dabei ist das Magnetfeld in der Probenebene aber senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert. Die untersuchte Leiterbahn hat eine Breite von 2900 nm. Es wurden eine DC-Messung und eine AC-Messung durchgeführt.

In Abbildung 4.12 ist die DC-Messung zu sehen, welche eine einzige Messung in einer Feldrichtung wiedergibt. Wie schon zuvor erklärt, liegt in diesem Fall die lange Leiterbahnachse parallel zur leichten  $[001]$ -Achse und das Magnetfeld ist in der Probenebene jedoch senkrecht zur langen Leiterbahnachse orientiert. Vor der Messung wurde die Leiterbahn in Sättigung gebracht in der  $[\bar{1}10]$ -Richtung. In Remanenz besitzt die Leiterbahn einen hohen Widerstand. Wenn ein Magnetfeld entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung angelegt wird, sinkt der Widerstand zunächst konti-

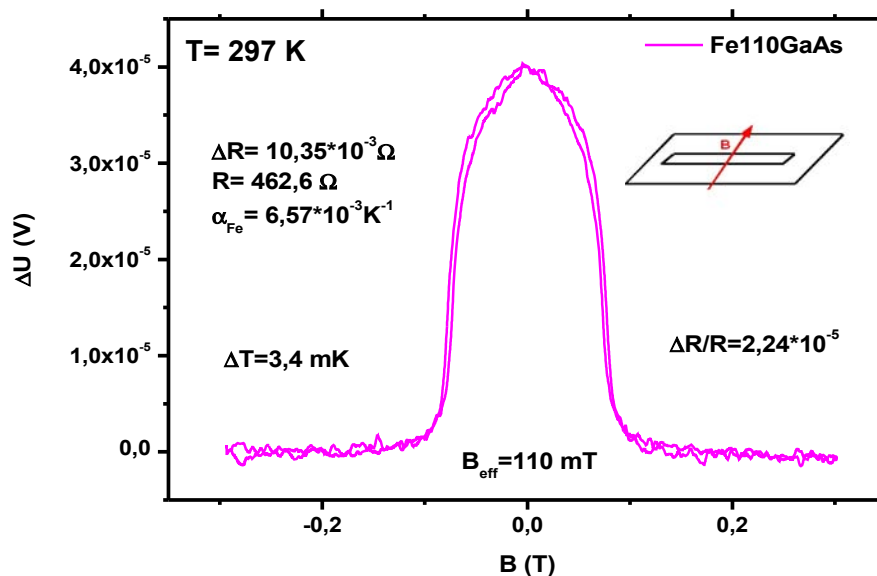


Abbildung 4.13: Magnetowiderstand in Abhängigkeit vom äusseren Magnetfeld für die Fe-Leiterbahnen mit der Breite von 2900 nm. Es wurde eine reine AC-Messung durchgeführt.

nuerlich, bei einem Magnetfeld von  $B=110$  mT geht die Widerstandsänderung in eine Sättigung über. Wenn nun das Magnetfeld wieder sinkt, steigt der Widerstand an und erreicht wieder seinen Maximalwert ( $R=462,6 \Omega$ ) in der Remanenz. In der entgegengesetzten Feldrichtung verhält es sich ebenso.

Dieses Magnetowiderstandsverhalten wird durch das anisotrope Magnetowiderstandsverhalten (AMR) erklärt. Bei dem AMR ist der Widerstand hoch, wenn die Magnetisierung parallel zur Stromrichtung orientiert ist, das heisst, entlang der langen Leiterbahnachse. Daraus kann man schliessen, dass der Zustand der Remanenz entlang der langen Leiterbahnachse vorliegt. Dieses Verhalten wird erwartet, weil davon ausgegangen wird, dass die lange Leiterbahnachse die leichte Richtung

für die Formanisotropie genauso wie für die magnetokristalline Anisotropie und die Formanisotropie ist. Bei der Anwendung von kleinen Magnetfeldern wird ein reversibles Verhalten des Magnetowiderstandes gefunden. Die Form der Magnetowiderstandsabnahme kann damit erklärt werden, dass die harte  $[\bar{1}11]$ -Richtung zwischen der  $[001]$ - und der  $[\bar{1}10]$ -Richtung liegt. Die Magnetisierung dreht sich in die Richtung des Magnetfeldes, wenn das Magnetfeld gross genug ist um die Energiebarriere der harten Richtung zu überwinden.

Die Sättigung wird bei einem Feld erreicht von  $B=B_a + B_S = 89,34$  mT, es setzt sich zusammen aus dem Anisotropiefeld des Films  $B_a$  und der Formanisotropie der Leiterbahn  $B_S$ .

Die Widerstandsänderung beträgt  $\Delta R = 664,3$  m $\Omega$ , daraus ergibt sich für die relative Widerstandsänderung der Wert  $\frac{\Delta R}{R} = 1,44 \cdot 10^{-3}$ . Der AMR-Effekt hat somit eine Grösse von 0,14%. In Abbildung 4.13 ist die zugehörige AC-Messung in beide Feldrichtungen zu sehen, bei der eine Gerade aufgrund des Temperaturdrifts abgezogen wurde. Auch hier zeigt sich ein vergleichbarer Verlauf wie in Abbildung 4.12. Die Sättigung wird bei einem Feld erreicht von  $B=B_a + B_S = 94,30$  mT, dies entspricht einer Abweichung von 5,55% zur AC-Messung. Bei der Tieftemperaturmessung liegt der Wert bei  $B=B_a + B_S = 84$  mT [16]. Damit ergibt sich eine Abweichung zum gemessenen Wert von 12,26%.

Ausserdem kann an dieser Messung eine Abschätzung des Auflösungsvermögen anhand des Rauschens gemacht werden. Es werden die AC- mit der DC-Messung verglichen. Hierbei wird die DC-Messung als Vergleich für die AC-Messung benutzt. Es wird also der maximale Widerstand aus der DC-Messung angenommen und die Magnetowiderstandsänderung in der DC-Messung wird entsprechend auf die Spannungsänderungen der AC-Messung normiert. Dadurch wird die Tabelle 4.5 erhalten. Ersichtlich wird, dass das Rauschen in der AC-Messung kleiner ist als in der DC-Messung. Das ist auch zu erwarten, da z.B. das thermische Rauschen in der

Tabelle 4.5: Vergleichswerte des Rauschen zwischen der AC- und DC-Messung an einer Fe-Leiterbahn der Breite 2900 nm

Messung	$\delta R$ [m $\Omega$ ]	$\frac{\delta R}{R}$
DC	33,95	$7,34 \cdot 10^{-5}$
AC	10,36	$2,24 \cdot 10^{-5}$

AC-Messung vernachlässigbar ist. Aus der Langzeittemperaturmessung aus Kapitel 4.1.1 wird  $\Delta T = 20$  mK erhalten, damit kann abgeschätzt werden, wie gross das maximale thermische Rauschen mit  $\frac{\delta R}{R} = \alpha_{Fe} \cdot \Delta T$  ist. Mit  $\alpha_{Fe} = 1,58 \cdot 10^{-3} K^{-1}$  wird dann  $\frac{\delta R}{R} = 3,16 \cdot 10^{-5}$  erhalten. Das thermische Rauschen ist also in der gleichen Grössenordnung wie das aus der Messung bestimmte Rauschen. Daraus wird ersichtlich, dass das thermische Rauschen Einfluss auf die Messung haben kann.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, einen Messplatz aufzubauen, der es ermöglicht, sowohl bei Zimmertemperatur zu messen, als auch mittels Lock-in-Technik Magnetowiderstandsmessungen an *einzelnen* Leiterbahnen durchzuführen (AC-Messungen) bei gleichzeitig fließendem Gleichstrom. Bei diesem Messeinsatz wurde berücksichtigt, dass es möglich sein soll die Probe in allen Magnetfeldgeometrien zu messen, sowohl senkrecht zur Schichtebene, als auch longitudinal und transversal zur langen Leiterbahnnachse. Um eine gute thermische Abkopplung nach aussen zu gewährleisten, wurde besonders auf die Materialwahl geachtet und die Möglichkeit berücksichtigt, dass der Messeinsatz evakuiert werden kann. Zudem gibt es die Möglichkeit nur mit Gleichstrom die Widerstandsänderung zu messen, jedoch um die Widerstandsmessung sensitiver zu machen, ist es möglich eine Messung mittels Lock-in-Technik durchzuführen, dabei handelt es sich um eine Wechselstrom-Messung. Ausserdem besteht die Option eine Wechselstrom-Messung mit einer Gleichstrom-Anteil durchzuführen. Es können Magnetfelder von  $B = +2 \text{ T}$  bis  $B = -2 \text{ T}$  angelegt werden.

Erste Messungen wurden an polykristallinen Permalloy-Leiterbahnen und epitaktisch aufgewachsenen Eisen-Leiterbahnen durchgeführt.

Mit Hilfe von hochauflösender Elektronenstrahl-Lithographie wurden die Permalloy-Leiterbahnen hergestellt. Für die Magnetowiderstandsmessungen wurden in einem vorherigen Prozessschritt *nicht magnetische* Platinkontakte zur Vierpunkt-Widerstandsmessung erzeugt, auf dessen Zuleitungen die Leiterbahnen dann po-

sitioniert wurden. Die Py-Leiterbahnen wurden in allen Geometrien charakterisiert. Das Verhalten der Leiterbahnen kann vollständig im Rahmen des anisotropen Magnetowiderstandeffektes erklärt werden. Die gemessenen Anisotropiefelder stimmen zudem mit den theoretisch berechneten Anisotropiefeldern überein im Rahmen der Messgenauigkeit. Hierbei konnten Effekte in der Grössenordnung  $\frac{\Delta R}{R} = 1 \cdot 10^{-5}$  detektiert werden, dies belegt das gute Auflösungsvermögen des neu aufgebauten Messeinsatzes.

Auch bei den Eisen-Leiterbahnen wurden die Anisotropiefelder bestimmt, diese setzen sich zusammen aus der Formanisotropie der Leiterbahn und der Anisotropie des Films. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen gut mit Daten aus der Literatur überein. Das Verhalten der Leiterbahnen kann vollständig im Rahmen des anisotropen Magnetowiderstandeffektes erklärt werden.

Wie im Rahmen dieser Arbeit diskutiert wurden, treten ungewollte Effekte auf. Dadurch dass sowohl DC-Messungen oder AC-Messungen mit einer DC-Unterlegung durchgeführt werden sollen, reagiert die Messung sehr empfindlich auf Thermospannungen, welche ein starkes Rauschen in der Messung erzeugen können. Um dies zu unterdrücken, müssen sowohl die Messgeräte und die zugehörigen Anschlüsse als auch der Messeinsatz möglichst thermisch entkoppelt sein. Bei dem Messeinsatz ist dies durch die Wahl der Materialien gut realisiert. Bei den Messgeräten und deren Zuleitungen reicht es aus, nach der Verschaltung solange zu warten bis das thermische Gleichgewicht erreicht ist. Zusätzlich wurden Einflüsse der Aussentemperatur auf die Messung sichtbar. Dies wurde versucht zu unterdrücken, indem der Messeinsatz thermisch an die Magnetkühlung angekoppelt wurde. Dies geschah durch den Einlass eines Kontaktgases (Helium) und der Ankopplung durch ein Kupfernetz, dass um den Messeinsatz gewickelt wurde und in Kontakt mit den Polschuhen des Magneten gebracht wurde. Jedoch dauerte es zu lange, bis die Temperatur der Probe sich an die Temperatur der Magnetkühlung angepasst hatte. Unabhängig

---

davon wurde versucht, mittels der angebrachten Heizwiderstände in Probennähe eine erhöhte, jedoch stabile Temperatur einzustellen. Jedoch aufgrund der Ungenauigkeit dieser Heizwiderstände war dies nicht möglich. Zur Optimierung wäre es sinnvoll, eine geregelte Heizung mit dazu passende Kühlung einzubauen. Jedoch ist dafür ein empfindlicherer Temperaturfühler nötig. Ausserdem wird aufgrund der Verschaltung des Aufbaus ein zusätzlicher Widerstandsbeitrag erhalten, der es verhindert die richtigen Absolutwiderstände zu bestimmen. Aufgrund dieses Fehlers wird in der Zukunft ein verbessertes Gehäuse zur Verschaltung aufgebaut. Zusätzlich entsteht durch die vorhandene Verschaltung eine Phasenverschiebung des Messsignals, was durch das verbesserte Gehäuse zur Verschaltung optimiert werden soll.

In Zukunft soll der entstandene Messeinsatz auch zur Messung anderer Magnetowiderstandseffekte genutzt werden, insbesondere des strominduzierten Schaltens. Der Messeinsatz ist dafür gut geeignet, da es möglich ist das Messsignal mit der AC-Messung sensitiv zu detektieren und dieses mit einem DC-Signal zu unterlegen, dessen Grösse variabel ist und welches benötigt wird, um das strominduzierten Schalten anzuregen.





## 6 Anhang

### 6.1 Meßprogramm

In Abbildung 6.1 ist eine Übersicht des verwendeten LabView-Programms zu sehen. Mittels dieses Programms werden alle Messgeräte über deren IEEE-Bus-Schnittstelle ausgelesen. Dies erfolgt nicht gleichzeitig, sondern nacheinander in einer bestimmten Reihenfolge. Das Programm wurde von Florian M. Römer zur Verfügung gestellt und nicht selbst entwickelt.

In Abbildung 6.2 ist die Bedienoberfläche des LabView-Programms zu sehen. Es

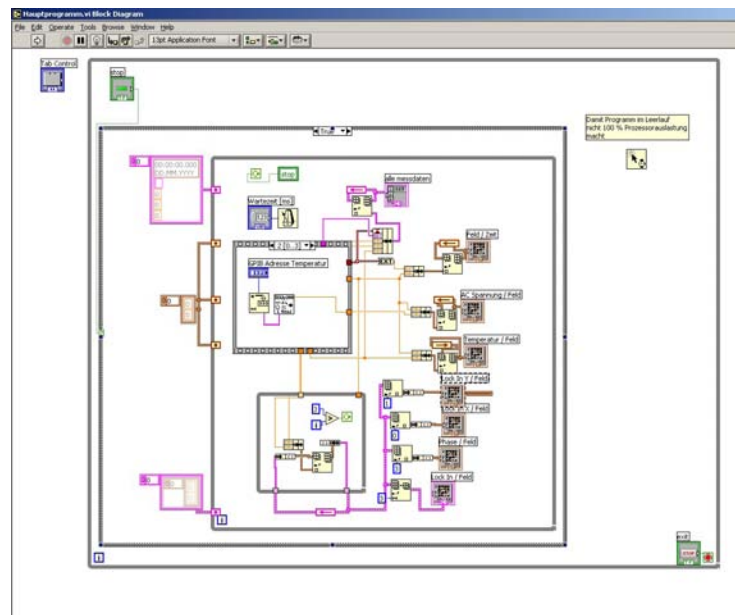


Abbildung 6.1: Blockdiagramm des Lab-View-Programms

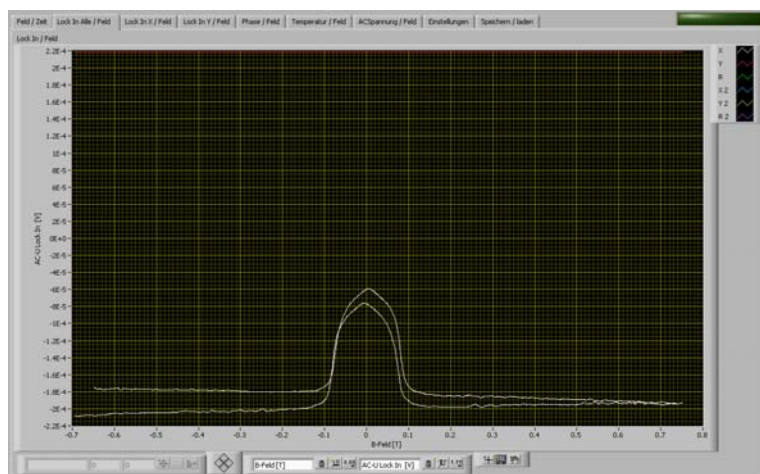


Abbildung 6.2: Bedienoberfläche des Messprogramms

wird ersichtlich welche Grössen man messen kann. Es ist möglich das Magnetfeld, die Zeit, das x-, y- und R-Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers, die Phase des Lock-in-Verstärkers, die Temperaturspannung und die AC- oder DC-Spannung auszulesen. Ausserdem ist es möglich unter Einstellungen die Wartezeit des Programms vorzugeben. Dies dient dazu zu bestimmen, wie schnell die Messgeräte ausgelesen werden sollen. Anschliessend ist es möglich die gemessenen Werte abzuspeichern. Mittels des dunkelgrünen Buttons oben rechts in der Ecke wird die Messung gestartet und gestoppt. Erst nach dem Stoppen der Messung, kann diese abgespeichert werden. In der Abbildung 6.2 ist eine typische Messung zu sehen, der Versatz in der Messung ist auf Temperaturdrift zurückzuführen.

## 6.2 Technische Zeichnungen

In Abbildung 6.3 und 6.4 sind Beispiele von technischen Zeichnungen zu sehen, die im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellt worden sind. Bei Abbildung 6.3 handelt es sich um die technische Zeichnung des Probenellers, auf dem später der

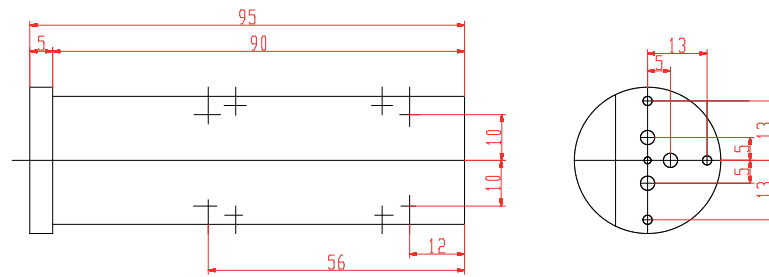


Abbildung 6.3: Technische Zeichnung des Probentellers

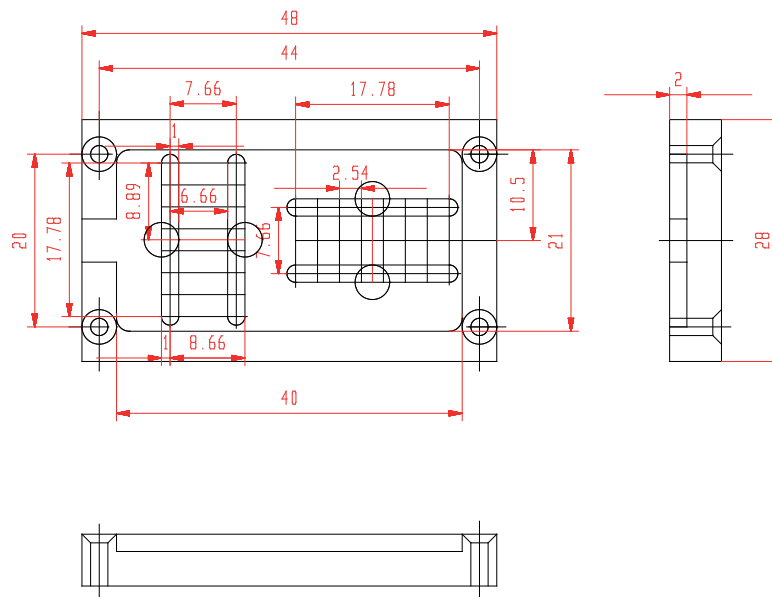


Abbildung 6.4: Technische Zeichnung des Probenhalters

Probenhalter befestigt werden sollte. Bei Abbildung 6.4 handelt es sich um den Probenhalter, auf dem später die Chip-Carrier befestigt werden sollen. Auf beiden Abbildungen sind die Abmessungen in mm angegeben.



## Literaturverzeichnis

- [1] M. Brands, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [2] B. Hausmanns, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [3] Ch. Hassel, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [4] G. Prinz, K. Hathaway, *Physics Today* **48**, 24 (1995)
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B.* **39**, 4828 (1989)
- [6] T. G. McGuire and R. I. Potter, *IEEE Trans.Magn.*, **11**(4), 1019, (1975)
- [7] R. Lehndorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel, C. M. Schneider, *IEEE Trans. Mag.* **44**, 1951 (2008)
- [8] Stuart S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008)
- [9] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, 6.Auflage, Springer Verlag, (2002)
- [10] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14.Auflage, Oldenbourg Verlag München Wien, (2006)
- [11] J. L. Olsen, *Electron transport in metals*, New York-London, (1962)
- [12] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, J.M. Thompson, J. M. D. Coey, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1580 (1996)
- [13] B. Leven, G. Dumpich, *Phys. Rev. B* **71**, 064411, (2005)
- [14] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic domains*, Springer, (1998)

- [15] C. Hassel, M. Brands, F.Y. Lo, A.D. Wieck, and G. Dumpich, Phys. Rev. Lett. **97**, 226805 (2006)
- [16] C. Hassel, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich and J. Lindner, Phys. Rev. B **77**, 224439 (2008)
- [17] R. Gross, A. Marx, *Spinelektronik* Vorlesungsskript zur Vorlesung SS 2004, Walther-Meissner-Institut, Garching, (2004)
- [18] S. Tumanski, *Thin film magnetoresistive sensors*, Institute of Physics (IoP), (2001)
- [19] A. Neuhaus, *Orientierte Substratabscheidung (Epitaxie)*, Fortschr. Mineral. **29**, 138 (1951)
- [20] G. Dumpich, *Physik der Nanostrukturen* Vorlesungsskript zur Vorlesung SS2005, Universität Duisburg-Essen, (2005)
- [21] K. Wandelt, *Properties and influence of surface defects*, Surf. Sci. **251**, 387 (1991)
- [22] H. Brune, H. Röder, C. Barango, K. Kern, Phys. Rev. Lett. **73**, 1955 (1994)
- [23] J. van der Merwe, Interf. Sci. **1**, S.77 (1993)
- [24] J. Lindner and M. Farle, *Magnetic Anisotropy of Heterostructures in Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, Series: Springer Tracts in Modern Physics , Vol. 227 Zabel, H.; Bader, Samuel D (Eds.) (2008)
- [25] H. Weinförth, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [26] O. Posth, private Mitteilung
- [27] I. M. Watt, *Electron microscopy*, 2.Auflage, Cambridge University Press, (1997)
- [28] O. Posth, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2005)

- [29] M. Brands, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, (2003)
- [30] Arbeitsgruppe C. M. Schneider, IFF-9 *Elektronische Eigenschaften*, Forschungszentrum Jülich
- [31] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barna and A. Fert, *Nature Physics* **3**, 492 (2007)
- [32] G. Counil, T. Devolder, J.-V. Kim, P. Crozat, C. Chappert, S. Zoll, R. Fournel, *IEEE Trans. Mag.* **42**, 3323 (2006)
- [33] . Häberle, H. Häberle, F. Pfeifle, K. Rieger, B. Schiermann, S. Schmitt, F.-D. Stricker, H. Zimmermann, *Tabellenbuch der Elektrotechnik*, Verlag Europa Lehrmittel, 13. Auflage, (1989)
- [34] M. Brands, O. Posth and G. Dumpich, *Supertt. and Microstruct.* **37**, 380 (2005)
- [35] M. Brands, G. Dumpich, *J. Appl. Phys.* **98**, 014309 (2005)
- [36] B. Leven, G. Dumpich, *Phys. Rev. B* **71**, 064411 (2005)
- [37] A. Fert, C. Vouille, *Magnetische Schichtsysteme*, 30. Ferienkurs des IFF 1999, FZ Jülich (1999)
- [38] C.bC. Yao, D. G. Hasko, W. Y. Lee, A. Hirohata, Y. B. Xu, and J. A .C. Bland, *IEEE Trans. Mag.***35**, 2865 (1999)
- [39] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998)
- [40] M. Brands, B. Leven, G. Dumpich, *J. Appl. Phys.* **97**, 114311, (2005)
- [41] M. Brands, R. Wieser, D. Hinzke, G. Dumpich, *Phys.Rev.B.***74**, 174411 (2006)





## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen Personen bedanken, die mir bei der Durchführung dieser Diplomarbeit hilfreich zur Seite standen. Mein Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. G. Dumpich, der mir die Möglichkeit zur Durchführung dieser interessanten Diplomarbeit gegeben hat,
- Herrn Prof. Dr. M. Farle, der mir die Möglichkeit gegeben hat meine Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen
- Herrn Dr. J. Lindner, dass er immer Zeit für Probleme und Diskussionen der Messergebnisse hatte,
- Herrn Dipl.-Ing. FH H. Zähres, der mir immer technische Hilfestellung geleistet hat und immer Zeit für technische Diskussionen hatte,
- Herr D. Schädel, der immer schnell und zuverlässig jede Art von Werkstatt-aufträgen erledigte,
- Herrn Dipl. Phys. O. Posth und Herrn Dipl. Phys. Ch. Hassel für die gute Durchsicht meiner Arbeit, der ewigen Bereitschaft zur Diskussion der Messergebnisse und der Lösung von aufkommenden Problemen,
- Herrn Dipl. Phys. Ch. Wirtz, S. Stienen und A. Banholzer für die gute Atmosphäre im Büro,
- Herrn Dipl.-Phys.-Ing. M. Vennemann für die Unterstützung, wenn es um Hard- oder Softwareprobleme des Rechners ging,

- Herrn W. Kunze für die gute Versorgung mit Helium und für die Herstellung der hochreinen Aufdampfquellen,
- Dipl.-Phys. F. M. Römer für die Entwicklung des Messprogramms und der Hilfe bei CAD-Problemen,
- Dipl.-Phys. S. Hartner und Dipl. Phys. M. Offer für die zahlreichen und wertvollen Diskussionen sowohl fachlicher als auch privater Natur und für die netten gemeinsamen Freizeitaktivitäten,
- allen Mitarbeitern der AG-Farle für die gute Zusammenarbeit und die gute Arbeitsatmosphäre
- Dipl.-Phys. R. Lehndorff aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. C. M. Schneider des Institut für Festkörperphysik des Forschungszentrums Jülich für die Bereitstellung der Verschaltungsskizzen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Patricia und Norbert Reckers und meinen Geschwistern, die mich auf meinem bisherigen Weg in jeglicher Hinsicht unterstützt haben.

## Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Duisburg, den

---

Ort, Datum

---

Unterschrift