



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
MÜNCHEN



WALTHER-MEISSNER-  
INSTITUT FÜR TIEF-  
TEMPERATURFORSCHUNG



BAYERISCHE  
AKADEMIE DER  
WISSENSCHAFTEN

# **Magneto-galvanische Effekte und Verspannungen in dünnen ferromagnetischen Filmen**

Diplomarbeit

von

Matthias Klaus Althammer

Betreuer: Prof. Dr. Rudolf Gross

München, Dezember 2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Ferromagnetismus, magnetische Anisotropie und freie Energie . . . . .	5
2.1.1	Ferromagnetismus . . . . .	5
2.1.2	Magnetische Anisotropie . . . . .	7
2.2	Magnetotransport . . . . .	11
2.2.1	Der Hall-Effekt . . . . .	11
2.2.2	Anisotroper Magnetwiderstand . . . . .	13
2.2.3	Widerstandstensor und Magnetisierung . . . . .	14
2.3	Winkelabhängiger Magnetotransport . . . . .	18
2.3.1	Experimentelles Vorgehen . . . . .	19
2.3.2	Simulation . . . . .	21
2.4	Schaltfelder und magnetische Anisotropie . . . . .	23
2.4.1	Magnetische Anisotropie in der Filmebene . . . . .	23
2.4.2	Bestimmung der Schaltfelder . . . . .	25
2.4.3	Einfluss von Verspannungen auf die Schaltfelder . . . . .	37
2.5	Messaufbau . . . . .	38
2.5.1	Messgrößen . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Magnetische Anisotropie und kristalline Verspannung in (Ga,Mn)As</b>	<b>43</b>
3.1	(Ga,Mn)As: Ein verspannungs-empfindlicher magnetischer Halbleiter . . .	43
3.1.1	Kontrollierbare Verspannung durch Verspannungs-Transfer . . . . .	44
3.2	Magnetotransportmessungen . . . . .	48
3.2.1	Messungen bei 5K . . . . .	49
3.2.2	Schaltfelderauswertung . . . . .	60
3.2.3	Messungen bei höheren Temperaturen . . . . .	63
3.3	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen . . . . .	66
3.3.1	Messungen bei 5 K . . . . .	66
3.3.2	Simulation der Messungen bei 5 K . . . . .	78
3.3.3	Messungen und Simulationen bei höheren Temperaturen . . . . .	83
3.4	Reversible und irreversible Drehungen der Magnetisierung mit Hilfe der Piezospaltung . . . . .	96

3.5	Veränderung von $T_C$ unter Verspannungen . . . . .	107
<b>4</b>	<b>Magnetit auf Bariumtitanat: Ein multiferroisches System</b>	<b>113</b>
4.1	Proben . . . . .	113
4.1.1	Phasendiagramm von Bariumtitanat . . . . .	113
4.1.2	Verwendete Proben . . . . .	115
4.2	Temperaturabhängige Widerstandsmessungen . . . . .	116
4.3	Magneto-Transport mit $H$ senkrecht zur Filmebene . . . . .	119
4.3.1	Temperaturabhängigkeit von $\rho_{xx,symm}$ und $\rho_{Hall}$ . . . . .	123
4.3.2	Skalenverhalten des Magnetwiderstandes . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>133</b>
5.1	Kristalline Verspannungen in $(Ga,Mn)As$ . . . . .	134
5.2	Magnetit auf Bariumtitanat . . . . .	136
5.3	Ausblick . . . . .	137
<b>A</b>	<b>Auswertung der Schaltfelder</b>	<b>141</b>
A.1	Verwendeter Origin Code . . . . .	141
<b>B</b>	<b>Winkelaufgelöste Magnetotransportmessungen</b>	<b>145</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>153</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Magnetisierung . . . . .	5
2.2	Koordinatensystem . . . . .	7
2.3	Verlauf von $\rho_{\text{long}}$ und $\rho_{\text{trans}}$ für Magnetisierung in der Filmebene . . . . .	17
2.4	Verlauf von $\rho_{\text{long}}$ und $\rho_{\text{trans}}$ für Magnetisierung in einer Ebene außerhalb der Filmebene . . . . .	18
2.5	Idealer Verlauf der Drehungen für winkelabhängige Magnetotransportmessungen . . . . .	20
2.6	Diagramm zur Bestimmung der Anisotropieparameter bei winkelabhängigen Messungen . . . . .	22
2.7	Koordinatensystem für Schaltfelderbestimmung . . . . .	24
2.8	Lage der leichten Achsen für kubisch dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[010]$ . . . . .	27
2.9	Verlauf von 1. und 2. Schaltfeld für kubisch dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[010]$ . . . . .	30
2.10	Lage der leichten Achsen für kubisch dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$ . . . . .	31
2.11	Verlauf von 1. und 2. Schaltfeld für kubisch dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$ . . . . .	34
2.12	Lage der leichten Achse für uniaxial dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$ . . . . .	35
2.13	Verlauf vom Schaltfeld für uniaxial dominierten Fall und uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$ . . . . .	36
2.14	Verlauf von 1. und 2. Schaltfeld für kubisch dominierten Fall und durch Verspannung veränderter, uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$ . . . . .	39
2.15	Aufnahme Drehprobenstab . . . . .	40
2.16	Schemazeichnung Hallbar . . . . .	41
3.1	Schemazeichnung kontrollierbare Verspannung durch Verspannungstransfer	45
3.2	Bilder verwendeter GaMnAs-Proben . . . . .	47
3.3	Koordinatensystem GaMnAs-Proben . . . . .	49
3.4	Magnetotransportmessungen und MTH . . . . .	50
3.5	Erklärung Sprünge in $R(H)$ . . . . .	52
3.6	Vergleich Querwiderstand $-100^\circ$ und $-10^\circ$ . . . . .	57

3.7	Leichte Achsen und Magnetfeld für $-100^\circ$ und $-10^\circ$ . . . . .	58
3.8	Verdeutlichung Magnetisierungsumkehr . . . . .	59
3.9	Auswertung Schaltfelder und Cowburnsimulation . . . . .	61
3.10	$R(H)$ Messungen bei 30K $-30^\circ$ . . . . .	64
3.11	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei hohen Magnetfeldern .	67
3.12	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei kleinen Magnetfeldern	69
3.13	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 10 mT Magnetfeldern mit Zoom . . . . .	72
3.14	Longitudinale Widerstandsdifferenz für 5K . . . . .	73
3.15	Reproduzierbarkeit bei 125mT . . . . .	75
3.16	Veränderung der Messkurven durch Piezospannung bei 100mT . . . . .	77
3.17	Vergleich Simulation und Messdaten 5K . . . . .	80
3.18	Vergleich Differenzsignal Simulation und Messdaten 5K . . . . .	82
3.19	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 20K . . . . .	84
3.20	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 40K . . . . .	86
3.21	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 60K . . . . .	87
3.22	Linearität des Einflusses der Piezospannung . . . . .	90
3.23	Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter . . . . .	91
3.24	Temperaturabhängige Veränderung von $\epsilon/U_{Piezo}$ . . . . .	93
3.25	Ergebnisse Squidmessungen an B636 . . . . .	94
3.26	Temperaturabhängige Veränderung der magnetoelastischen Konstanten .	95
3.27	Freie Energie für 40K . . . . .	97
3.28	Reversible Drehungen . . . . .	102
3.29	Irreversible Drehungen . . . . .	105
3.30	Veränderung von $T_C$ . . . . .	108
4.1	Temperaturabhängigkeit der Gitterkonstanten und Polarisation von Bari- umtitanat . . . . .	114
4.2	Darstellung der verwendeten Magnetit Hallbars . . . . .	115
4.3	Längs- und Querwiderstand in Abhängigkeit von der Temperatur . . . .	117
4.4	Erklärung für Symmetrisierung und Antisymmetrisierung der gemessenen Widerstandsdaten . . . . .	121
4.5	Vergleich von MB3b und MB6a . . . . .	122
4.6	Darstellung von Längs und Hallwiderstand bei großen externen Magnet- feldern in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	124
4.7	Halleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Längsleitfähigkeit für Probe MB3b	127
4.8	Halleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Längsleitfähigkeit für Probe MB6a	129
4.9	Vergleich der gemessenen Magnetotransportdaten mit SQUID-Messungen	131
B.1	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 10K . . . . .	146
B.2	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 30K . . . . .	147
B.3	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 50K . . . . .	148

---

B.4	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 70K . . . . .	149
B.5	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 80K . . . . .	150
B.6	Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei 90K . . . . .	151



# Kapitel 1

## Einleitung

Am 9. Oktober 2007 wurde bekanntgegeben, dass der diesjährige Nobelpreis in Physik an Albert Fert und Peter Grünberg für die Entdeckung des Riesenmagnetwiderstands (GMR<sup>1</sup>) gehen wird [1, 2]. Mit dieser Auszeichnung werden die großen technologischen Fortschritte vor allem im Anwendungsbereich „Festplatten“, die sich durch die Entdeckung des GMR ergaben, geehrt. Die moderne Datenspeicherungstechnik sieht sich stetig wachsender Anforderungen an die Geschwindigkeit, die Integrationsdichte und den Leistungsverbrauch von Speichersystemen gegenüber, was eine Herausforderung für die moderne, angewandte Forschung darstellt. Dabei ist neben einer Verbesserung bereits bekannter Techniken die Suche nach neuen, bahnbrechenden Konzepten wichtig. Ein Bereich dieser neuartigen Konzepte wird unter dem Begriff Spintronik zusammengefasst. Diese Konzepte nutzen neben der elektrischen Ladung zur Speicherung sowie zum Auslesen von Information auch den Spinfreiheitsgrad und bieten dadurch neue Anwendungsmöglichkeiten.

Es ist jedoch nur mit physikalisch fundierten Kenntnissen von Materialien und physikalischen Mechanismen möglich, konzeptionell neue Anwendungen zu entwickeln. Dies zeigt sich eindrucksvoll an der Entwicklung von Bauteilen, die auf dem Riesenmagnetwiderstand basieren und so eine sehr empfindliche Detektion von äußeren Magnetfeldern ermöglichen. Der erste Einsatz von GMR-Bauelementen in Festplattenleseköpfen vor ungefähr 10 Jahren bedeutete für die Firma IBM in diesem Bereich einen wirtschaftlichen Durchbruch. Heute ermöglicht die beständig fortschreitende Entwicklung der Dünnschichttechnik und die Entdeckung neuer Materialsysteme, wie zum Beispiel ferromagnetischer Halbleiter wie (Ga,Mn)As [3], neue Erkenntnisse sowohl für die Grundlagenforschung als auch die technologische Anwendung zu gewinnen.

Ein Schlüssel für die Funktionalität von Spintronik-Bauelementen ist die Steuerung und Kontrolle der Orientierung des Magnetisierungsvektors  $\mathbf{M}$ . Nun zeigt die Magnetisierung von permanentmagnetischen Materialien entlang bevorzugter kristallographischer Richtungen. Die Ursache für dieses als magnetische Anisotropie bezeichnete Phänomen sind Unterschiede in der freien Energie der Magnetisierung für verschiedene Richtungen. Für technologische Anwendungen ist die Kenntnis und Kontrolle der magnetischen Anisotro-

---

<sup>1</sup>giant magnetoresistance

pie von großer Bedeutung.

Die magnetische Anisotropie wird zudem von der geometrischen Form des Materials beeinflusst, und weist außerdem eine elastische Verspannungsabhängigkeit auf. Der Zusammenhang zwischen elastischer Verspannung und magnetischer Anisotropie erlaubt durch gitterangepasstes Wachstum von ferromagnetischen Dünnschichten auf einkristallinen Substraten eine Modifizierung der magnetischen Anisotropie und damit eine Anpassung der magnetischen Materialeigenschaften an anwendungsspezifische Anforderungen. Neben dieser beim Herstellungsprozess definierten und daher nachträglich nicht mehr zu verändernden Manipulation der magnetischen Anisotropie ist es interessant, die magnetische Anisotropie in-situ aktiv zu kontrollieren. Eine solche Manipulation sollte im Hinblick auf spätere Anwendungen idealerweise über elektrische Freiheitsgrade realisiert werden. Da die Wechselwirkung von magnetischen und elektrischen Freiheitsgraden aber üblicherweise sehr schwach ist, bieten sich indirekte Kontrollschemaschemata wie zum Beispiel elektrisch  $\rightarrow$  elastisch  $\rightarrow$  magnetisch an.

In dieser Diplomarbeit werden zwei Materialsysteme untersucht, in denen durch einen veränderbaren Freiheitsgrad eine Verzerrung in einem ferromagnetischen Material induziert wird. Das erlaubt es, die magnetischen Eigenschaften aktiv zu verändern.

Eines dieser Materialsysteme ist ein (Ga,Mn)As-Dünnschicht, der an der Universität Ulm in der Gruppe von W. Limmer hergestellt wurde. Diese Probe wurde im Rahmen der Diplomarbeit auf einen Piezoaktor fixiert. Durch Anlegen einer Spannung an den Piezoaktor kann die Verzerrung des (Ga,Mn)As-Films in-situ kontrolliert eingestellt werden. Obwohl die ferromagnetische Curie-Temperatur von (Ga,Mn)As 200 K bisher nicht überschreitet, könnte dieses Material wegen seiner Eigenschaften als ferromagnetischer Halbleiter und der damit verbundenen Ähnlichkeit im Herstellungsprozess zu herkömmlichen Halbleitermaterialien eine schnelle Realisierung von Anwendungen erlauben. Zusätzlich lässt die große Spin-Bahn-Kopplung einen großen Effekt elastischer Verzerrungen auf die magnetischen Eigenschaften erwarten. Eine Untersuchung der Veränderung dieser Eigenschaften ist daher von besonderem Interesse sowohl für die Grundlagenforschung als auch für neue Technologien.

Als zweites Materialsystem wurden von S. Geprägs am WMI mit gepulster Laserdeposition Magnetitfilme auf Bariumtitanat hergestellt. In diesem System werden die kristallinen Phasenübergänge von Bariumtitanat in Abhängigkeit von der Temperatur ausgenutzt, um möglichst große Verzerrungen in den Magnetitfilm zu induzieren. Magnetit ist wegen seiner hohen Curie-Temperatur von  $T = 858$  K für Anwendungen interessant, da dies eine relativ unkomplizierte und wirtschaftliche Realisierung von magneto-elastischen Bauteilen bei Raumtemperatur zulässt.

Das Hauptziel dieser Diplomarbeit ist der qualitative und quantitative Nachweis der Veränderung der magnetischen Anisotropie durch kristalline Verspannungen. Zur Messung der magnetischen Anisotropie werden dabei Magnetotransportmethoden verwendet, da diese die Untersuchung von einzelnen Mikrostrukturen ermöglichen. Es wird im Rahmen der Arbeit aufgezeigt werden, dass auch mit Hilfe der Magnetotransportmessungen eine

---

quantitative Bestimmung der Anisotropieeigenschaften erfolgen kann. Zur Manipulation der kristallinen Verspannung wird jeweils ein neuartiges Konzept verwendet, das es erlaubt, die kristalline Verspannung eines einzelnen magnetischen Films kontrolliert und reproduzierbar zu ändern.

Nach einer Diskussion der für diese Diplomarbeit wichtigen Grundlagen in Kapitel 2 - wobei besonderes Augenmerk auf die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen und die damit verbundene quantitative Bestimmung der magnetischen Anisotropie gelegt wurde - erfolgt in Kapitel 3 die Vorstellung der Ergebnisse im Materialsystem (Ga,Mn)As-Film auf Piezoaktor. Dieses Kapitel enthält den wesentlichen Teil der Ergebnisse dieser Arbeit. Nach der Erläuterung des Probenherstellungsprozesses werden der qualitative und quantitative Nachweis der Änderung der magnetischen Anisotropie von (Ga,Mn)As in Abhängigkeit von der induzierten Verzerrung diskutiert. Basierend auf diesen Ergebnissen und der damit erworbenen Kenntnis der freien Energie in der Filmebene werden nachfolgend zwei Schlüssel-Experimente vorgestellt. Das eine demonstriert die reversible Drehung der Magnetisierungsrichtung in (Ga,Mn)As um bis zu  $54.5^\circ$  bei konstantem Magnetfeld, allein durch das Verändern der am Piezoaktor angelegten Spannung  $V_{\text{Piezo}}$ . Das andere zeigt, dass einmalig (irreversibel) noch viel größere Magnetisierungsorientierungsänderungen allein durch  $V_{\text{Piezo}}$  möglich sind. Am Ende von Kapitel 3 werden schließlich Ergebnisse vorgestellt, die die Abhängigkeit der Curie-Temperatur von (Ga,Mn)As von der kristallinen Verspannung bestätigen. Die Ergebnisse der Untersuchung der Heterostruktur Magnetit auf Bariumtitanat sind in Kapitel 4 dargestellt. Diese Untersuchung zeigt exemplarisch, welche interessanten Effekte sich in diesem System im Magnetotransport beobachten lassen. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind abschließend in Kapitel 5 zusammengefasst.



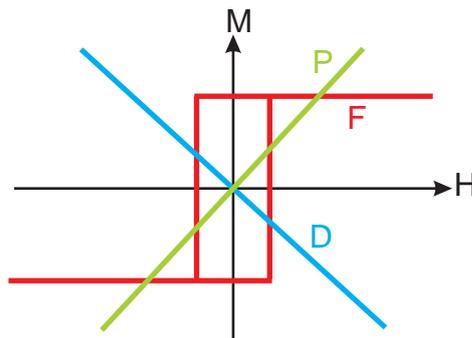
# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Ferromagnetismus, magnetische Anisotropie und freie Energie

#### 2.1.1 Ferromagnetismus

Eine kurze Einführung in den Magnetismus und im besonderen in den Ferromagnetismus in Festkörpern erfolgt in diesem Abschnitt. Man bezeichnet das angelegte exter-



**Abbildung 2.1:** Unterschiedlicher Zusammenhang von  $M$  im Festkörper mit  $\mu_0 H$  im Vakuum. Dabei zeigt die Kurve (D) Diamagnetismus, (P) Paramagnetismus und (F) Ferromagnetismus.

ne Magnetfeld mit  $\mathbf{H}$ , die Magnetisierung mit  $\mathbf{M}$  und die magnetische Induktion mit  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ <sup>1</sup> [4]. Wenn man  $\mathbf{H}$  klein genug wählt, ist die Magnetisierung in guter Näherung linear in  $\mathbf{H}$  und es gilt somit  $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$ . Die Suszeptibilität  $\chi$  ist im allgemeinen Fall ein Tensor, für isotrope Materialien wird sie zu einem Skalar.

In Abbildung 2.1 sind die unterschiedlichen Zusammenhänge zwischen  $H$  und  $M$  dargestellt. Falls  $\chi < 0$  ist, lässt sich der Diamagnetismus beobachten (Kurve D), falls  $\chi > 0$  der Paramagnetismus (Kurve P). Manche Festkörper weisen eine Hysterese in der Magnetisierung  $M$  in Abhängigkeit von  $H$  auf, dies wird mit Ferromagnetismus bezeichnet. Alle Festkörper besitzen einen diamagnetischen Anteil bzw. einen negativen Beitrag zu

<sup>1</sup> $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$  ist die Vakuum-Permeabilität

$\chi$ . Zusätzlich ergeben sich - wenn freie magnetische Momente (Spins  $\mathbf{S}_i$ ) vorhanden sind - positive Beiträge zur Suszeptibilität  $\chi$  bzw. tritt durch die vorhandenen freien magnetischen Momente Paramagnetismus auf. Die magnetischen Momente richten sich parallel zum externen Feld aus. Der Hamilton-Operator für den Paramagnetismus dieser freien magnetischen Momente lässt sich wie folgt darstellen [4]:

$$\mathcal{H}_{\text{Para}} = -g\mu_0\mu_B \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{H} \quad (2.1)$$

Dadurch ergibt sich  $M = M_{\text{sat}} \cdot B_J$ , die Magnetisierung lässt sich durch die Brillouin Funktion  $B_J$  beschreiben. Im Grenzfall hoher Temperaturen und niedriger Felder gilt für die Suszeptibilität  $\chi \propto T^{-1}$  (Curie-Gesetz). Sowohl für Para- als auch für Diamagnetismus gilt:  $M(H = 0) = 0$ .

Um eine spontane, langreichweitige magnetische Ordnung zu erhalten, benötigt man eine Wechselwirkung zwischen den einzelnen magnetischen Momenten. Die Wechselwirkung kann direkt oder indirekt, zum Beispiel durch Superaustausch, Doppelaustausch oder RKKY-Wechselwirkung, erfolgen [4, 5, 6]. Unter der vereinfachenden Annahme, dass die Austauschenergie zwischen zwei magnetischen Momenten (Spins  $\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j$ ) für alle Momente im Festkörper gleich ist, kann man den Hamiltonoperator schreiben als [7]:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{Para}} - J \sum_{i,j(i<j)} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.2)$$

Die Stärke der Kopplung wird durch die Austauschkonstante  $J$  beschrieben. Unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  ist das Auftreten einer spontanen Magnetisierung möglich ( $\mathbf{M}(\mathbf{H} = 0) \neq 0$ ). Insbesondere bedeutet dies, dass die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  nicht nur von  $\mathbf{H}$  und  $T$  abhängt, sondern zusätzlich von der Vorgeschichte, d.h., dass sich also hysteretische Effekte beobachten lassen [vergleiche Abbildung 2.1, Kurve (F)]. In ferromagnetischen Materialien muss die Magnetisierung nicht unbedingt einheitlich orientiert sein, sondern kann sich in räumlich getrennte Bereiche mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen aufteilen (magnetische Domänen), weil dies energetisch günstiger ist. Für Temperaturen über der Curie-Temperatur ist die Kopplung zwischen den magnetischen Momenten nicht stark genug, um eine spontane Magnetisierung zu erreichen. In diesem Temperaturbereich verhält sich die Suszeptibilität für kleine Magnetfelder dem Curie-Weiss-Gesetz entsprechend:

$$\chi \propto (T - T_C)^{-1} \quad (2.3)$$

Viele Ferromagnete zeigen je nach Orientierung des externen Feldes  $\mathbf{H}$  unterschiedliche Kurvenformen für  $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ . Diese Unterschiede ergeben sich aus der im folgenden diskutierten magnetischen Anisotropie.

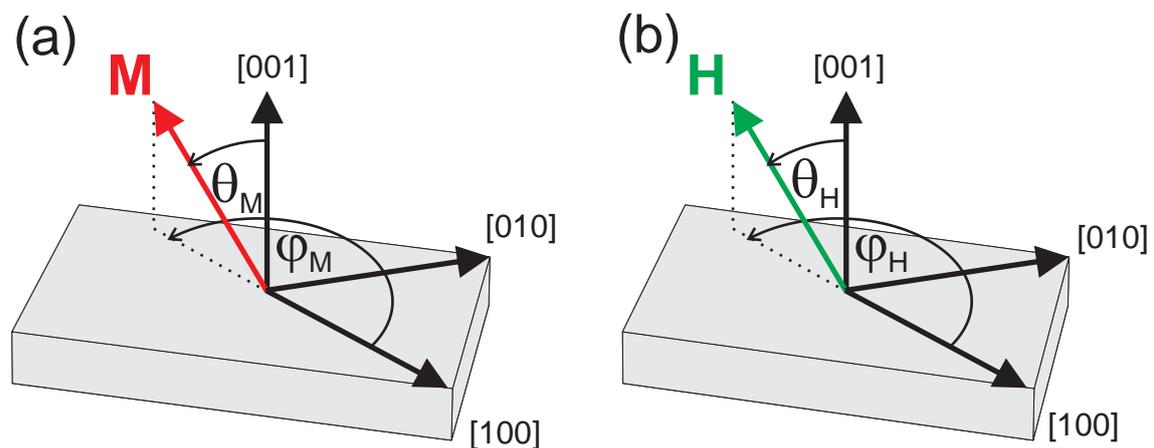
### 2.1.2 Magnetische Anisotropie

In ferromagnetischen Proben muss nicht notwendigerweise die Magnetisierung in Richtung des externen Magnetfeldes zeigen [8]. Stattdessen gibt es energetisch günstige (leichte) und ungünstige (harte) Richtungen für  $\mathbf{M}$ . Diese Anisotropie wird durch Aufhebungen von Symmetrieeigenschaften, wie zum Beispiel durch die Kristallstruktur, Verspannungen, oder die Form des Ferromagneten hervorgerufen. Der Einfluss der magnetischen Anisotropie lässt sich sehr elegant beschreiben, wenn man die freie Energie  $F_{\text{tot}}$  betrachtet. Im allgemeinen wird die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  sich so orientieren, dass die freie Energie minimal wird. Daraus ergibt sich, dass die Magnetisierung für kleine Magnetfelder  $\mathbf{H}$  entlang der durch die leichten Achsen gegebenen Minima in  $F_{\text{tot}}$  orientiert sein wird. Eine genaue Kenntnis der magnetischen Anisotropie ist also für die Verwendung eines magnetischen Materials für Anwendungen wichtig, sei es bei magnetischen Speicher-Anwendungen [9, 10, 11, 12, 13] oder auch zur Spin-Injektion [14, 15, 16].

Den Ansätzen von [17] folgend setzt sich die freie Energie pro Einheitsvolumen  $F_{\text{tot}}$  aus vier Beiträgen zusammen:

$$F_{\text{tot}} = F_{\text{stat}} + F_{\text{entmag}} + F_{\text{aniso}} + F_{\text{magnetel}} \quad (2.4)$$

Die Zeeman Energie  $F_{\text{stat}}$ , der Formanisotropie oder auch Entmagnetisierungsbeitrag  $F_{\text{entmag}}$ , der Kristallanisotropie  $F_{\text{aniso}}$  und der magnetoelastische Beitrag  $F_{\text{magnetel}}$  werden in den folgenden Abschnitten detaillierter beschrieben. Zur näheren Betrachtung wird ein Koordinatensystem benötigt, welches in Abbildung 2.2(a) für die Magnetisierung und in Abbildung 2.2(b) für das externe Magnetfeld dargestellt ist. Der Winkel  $\varphi_M$  bzw.  $\varphi_H$



**Abbildung 2.2:** Darstellung des verwendeten Koordinatensystems. In Abbildung (a) werden die Winkel  $\varphi_M$  und  $\theta_M$  definiert, in (b)  $\varphi_H$  und  $\theta_H$ .

bezeichnet den Winkel zwischen der [100]-Richtung und der Projektion von  $\mathbf{M}$  bzw.  $\mathbf{H}$  auf die (001)-Ebene.  $\theta_M$  bzw.  $\theta_H$  bezeichnen den Winkel zwischen  $\mathbf{M}$  bzw.  $\mathbf{H}$  und der

[001]-Richtung. Zur besseren Übersicht ist in Abbildung 2.2(a) nur die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und die zugehörigen Winkel  $\varphi_M$  und  $\theta_M$  eingezeichnet, während in Abbildung 2.2(b) die Winkel  $\varphi_H$  und  $\theta_H$  für  $\mathbf{H}$  eingezeichnet ist. Man schreibt nun:

$$\mathbf{M} = M \cdot \mathbf{m} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H} = H \cdot \mathbf{h} \quad (2.6)$$

wobei  $M$  der Betrag der Magnetisierung und  $\mathbf{m}$  der Einheitsvektor, der die Richtung von  $\mathbf{M}$  angibt, sind. Für  $\mathbf{m}$  gilt:  $m_x = \sin \theta_M \cos \varphi_M$ ,  $m_y = \sin \theta_M \sin \varphi_M$  und  $m_z = \cos \theta_M$ . Analog ergeben sich dann die Bezeichnungen von  $\mathbf{h}$ .

### **Zeeman-Beitrag**

Der Zeeman-Beitrag stellt die magnetostatische Energie der Magnetisierung in einem externen Feld  $\mathbf{H}$  dar und wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$F_{\text{stat}} = -\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \quad (2.7)$$

$$= -\mu_0 H M (\sin \theta_H \cos \varphi_H \sin \theta_M \cos \varphi_M + \sin \theta_H \sin \varphi_H \sin \theta_M \sin \varphi_M + \cos \theta_H \cos \theta_M)$$

### **Entmagnetisierungs-Beitrag**

Der Entmagnetisierungs-Beitrag repräsentiert die Energie der Magnetisierung im Streufeld. Für ferromagnetische Proben mit sehr starken Unterschieden in den Abmessungen, wie zum Beispiel in Dünnschichten, ist eine Orientierung von  $\mathbf{M}$  bevorzugt, die die Energie im Streufeld minimiert. So liegt die Magnetisierung in Dünnschichten üblicherweise in der Probenebene.  $F_{\text{entmag}}$  lässt sich formal durch den Entmagnetisierungstensor  $N$  beschreiben und es gilt:

$$F_{\text{entmag}} = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} N \mathbf{M} \quad (2.8)$$

Im Allgemeinen ist die Spur von  $N$  gleich 1. Für einen (001)-orientierten Film ist in guter Näherung nur  $N_{zz} \neq 0$ , und somit folgt

$$F_{\text{entmag}} = \frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \theta_M \quad (2.9)$$

(wie im Rahmen dieser Arbeit betrachtet).

### **Beitrag zur magnetischen Anisotropie durch Kristallsymmetrie**

Die durch die Kristalleigenschaften der Probe hervorgerufene magnetische Anisotropie  $F_{\text{aniso}}$  lässt sich in zwei charakteristische Terme aufteilen: Zum einen der kubische Anteil  $F_c$  und zum anderen der uniaxiale Anteil  $F_u$ :

$$F_{\text{aniso}} = F_c + F_u \quad (2.10)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird die von W. Limmer *et al.* gewählte Konvention [18] verwendet und man schreibt:

$$F_c = K_{c1}(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) + K_{c2}(m_x^2 m_y^2 m_z^2) \quad (2.11)$$

Der Term erster Ordnung dominiert normalerweise die kubische Anisotropie ( $|K_{c1}| \gg |K_{c2}|$ ) und skaliert mit  $m_i^4$ . Durch dieses Skalierungsverhalten gibt es in jeder Ebene zwei leichte Achsen.

Wird die kubische Symmetrie des Kristalls durch zusätzliche Einflüsse z. B. Verspannungen oder dünne Filme gebrochen, so ergeben sich weitere uniaxiale Einflüsse, die dann entweder eine leichte oder harte Achse erzeugen. Zur Beschreibung dieser uniaxialen Anisotropie verwendet man nun den Einheitsvektor  $\mathbf{e}$  in Richtung der erzeugten Achse und erhält somit:

$$F_u = K_u(\mathbf{e} \cdot \mathbf{m})^2 \quad (2.12)$$

Das Vorzeichen von  $K_u$  bestimmt, ob es sich um eine magnetisch harte ( $K_u > 0$ ) oder um eine leichte ( $K_u < 0$ ) Achse handelt.

In dieser Arbeit wird vor allem die magnetische Anisotropie von (Ga,Mn)As (001)-Dünnschichten untersucht. Die entsprechende vollständige  $F_{\text{tot}}$  lautet [18]:

$$F_{\text{tot}}^{001} = -\mu_0 H M (\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + K_{c\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + K_{c\perp} m_z^4 + K_{001}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + K_{\bar{1}10}(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + K_{010}(m_y)^2 \quad (2.13)$$

mit  $\mathbf{n} = (0,0,1)$ ,  $\mathbf{t} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-1,1,0)$ . In diesen (001)-orientierten (Ga,Mn)As Proben ist die magnetische Kristallanisotropie durch eine uniaxiale Anisotropie, die senkrecht zur Probenebene steht, dominiert. Diese uniaxiale Anisotropie macht die [001]-Richtung zu einer magnetisch harten Achse; es ist für die Magnetisierung energetisch ungünstig, aus der Probenebene hinaus orientiert zu sein. In der (001)-Ebene verschwindet der Einfluss der starken uniaxialen, aus der Filmebene heraus zeigenden Anisotropie und die Orientierung der Magnetisierung in der Ebene wird durch weitere Anisotropiebeiträge bestimmt.

Der Entmagnetisierungsanteil kann, wegen der sehr kleinen Magnetisierung von (Ga,Mn)As, vernachlässigt werden. Für den Kristallanisotropiebeitrag wurde die kubische Anisotropie in zwei Anteile aufgeteilt, einen in der Filmebene  $K_{c\parallel}$  und einen senkrecht zur Filmebene  $K_{c\perp}$ . Damit kann der durch das Wachstum hervorgerufenen tetragonalen Verzerrung des (Ga,Mn)As-Films sehr einfach Rechnung getragen werden. Des Weiteren ergeben sich drei uniaxiale Anisotropien.  $K_{001}$  steht senkrecht zur Filmebene, und  $K_{\bar{1}10}$  und  $K_{010}$  sind zwei uniaxiale Anisotropien in der Filmebene. Eine davon entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung  $K_{\bar{1}10}$  mit  $\mathbf{t} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-1,1,0)$  und die andere entlang der [010]-Richtung  $K_{010}$ .

Zur weiteren Diskussion wird die freie Energie auf die Magnetisierung normiert, dadurch können alle Anisotropieparameter als magnetische Flussdichte in Tesla angegeben wer-

den<sup>2</sup>:

$$F_{\text{tot},M}^{001} = -\mu_0 H(\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + B_{c,\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{c,\perp}m_z^4 + B_{001}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{\bar{1}10}(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{010}(m_y)^2 \quad (2.14)$$

In dieser Gleichung wurden die einzelnen Beiträge entsprechend ersetzt:  $B_{c,\parallel} = K_{c,\parallel}/M$ ,  $B_{c,\perp} = K_{c,\perp}/M$ ,  $B_{001} = K_{001}/M$ ,  $B_{\bar{1}10} = K_{\bar{1}10}/M$  und  $B_{010} = K_{010}/M$

Diese freie Energie wird im Bezug auf den Ummagnetisierungsprozess (Abschnitt 2.4) und die winkelabhängige Magnetotransportmessungen (Abschnitt 2.3) weiter diskutiert werden.

### Beeinflussung der magnetischen Anisotropie durch kristalline Verspannung

Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes ist es in ferromagnetischen Materialien möglich eine Verzerrung der Probe zu induzieren (Magnetostriktion) [8]. Umgekehrt kann man durch Verspannen einer ferromagnetischen Probe eine magnetische Anisotropie in der Probe erzeugen (Magnetoelastischer Effekt). Der Beitrag der Verspannung zur freien Energie lässt sich wie folgt beschreiben [8]:

$$F_{\text{magel}} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(m_x^2\gamma_x^2 + m_y^2\gamma_y^2 + m_z^2\gamma_z^2 - \frac{1}{3}) - 3\lambda_{111}\sigma(m_x m_y \gamma_x \gamma_y + m_y m_z \gamma_y \gamma_z + m_z m_x \gamma_z \gamma_x) \quad (2.15)$$

wobei  $\lambda_{100}$  und  $\lambda_{111}$  die magnetoelastischen Konstanten sind,  $\sigma$  die Verspannung ist und  $\gamma_i$  die Richtungskosinuse der Verspannung sind. Unter der Annahme, dass die magnetoelastischen Konstanten isotrop sind ( $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$ ), lässt sich Gleichung (2.15) weiter vereinfachen:

$$F_{\text{magel}} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma(m_x\gamma_x + m_y\gamma_y + m_z\gamma_z)^2 \quad (2.16)$$

In den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wird eine Verzerrung  $\epsilon_{110}$  mittels eines Piezoaktors entlang der [110]-Richtung auf die (Ga,Mn)As-Filme übertragen und damit eine Verspannung im Film induziert. Für diese Art von Verzerrung ergibt sich sinngemäß:

$$F_{\text{magel}} = -\frac{3}{4}\lambda_{110}\epsilon_{110}(c_{12} - c_{11})(m_x + m_y)^2 \quad (2.17)$$

mit den elastischen Modulen  $c_{11}$  und  $c_{12}$ . Für die in dieser Arbeit untersuchten (Ga,Mn)As-Filme erhält man damit:

$$F_{\text{tot}} = F_{\text{tot},M}^{001} + F_{\text{magel}} = -\mu_0 H(\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + B_{c,\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{c,\perp}m_z^4 + B_{001}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + (B_{\bar{1}10} + \frac{3}{4}\lambda_{110}\epsilon_{110}(c_{12} - c_{11}))(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{010}(m_y)^2 \quad (2.18)$$

<sup>2</sup>Dies ergibt sich aus den Einheiten von  $K/M = [\frac{\text{J}\cdot\text{m}}{\text{m}^3\text{Å}}] = [T]$

## 2.2 Magnetotransport

Das Ziel dieser Arbeit ist eine Bestimmung der magnetischen Anisotropie mit Hilfe von Magnetotransportmessungen. Daher werden in diesem Abschnitt die Grundlagen des Magnetotransports diskutiert und in den Abschnitten 2.3 und 2.4 weiter vertieft. In den Magnetotransportmessungen wird ein konstanter Strom  $I$  entlang einer definierten Richtung über die Probe geschickt und dabei die abfallende Spannung  $V_{xx}$  parallel und die Spannung  $V_{xy}$  senkrecht zur Stromrichtung gemessen. Für den isotropen Fall ist  $V_{xx}$  von der Richtung der Magnetisierung oder des Magnetfeldes unabhängig, die Ursache der Spannung ergibt sich aus Streuprozessen mit Gitterschwingungen oder Verunreinigungen. Der bekannteste Effekt, der zum Auftreten einer Querspannung führen kann, ist der Hall-Effekt. Dieser wird nun diskutiert.

### 2.2.1 Der Hall-Effekt

#### Normaler Hall-Effekt

Der normale Hall-Effekt (OHE<sup>3</sup>) kann zur Messung der Ladungsträgerdichten verwendet werden und tritt sowohl in nicht-magnetischen als auch in magnetischen Materialien auf. Für solche Messungen wird ein externes Magnetfeld senkrecht zur Stromrichtung angelegt. Im Einband-Modell erhält man ein transversales elektrisches Feld mit der Stärke [19]:

$$E_H = \frac{e\tau}{m} \rho_0 B J \quad (2.19)$$

wobei  $\tau$  die Streuzeit,  $m$  die effektive Masse der freien Elektronen,  $J$  die Stromdichte und  $e = 1.6022 \times 10^{-19}$  C die Elementarladung ist. Der Hall-Koeffizient für freie Elektronen ergibt sich zu

$$R_H = \frac{E_H}{BJ} = \frac{1}{ne}. \quad (2.20)$$

Für den Querwiderstand  $\rho_{xy}$  erhält man dann aus dem Hall-Koeffizienten

$$\rho_{xy} = \frac{E_H}{J} = R_H B \quad (2.21)$$

Ein senkrecht zur Stromrichtung angelegtes Magnetfeld erzeugt demnach eine Querspannung und damit einen messbaren Querwiderstand  $\rho_{xy}$ .

#### Anomaler Hall-Effekt

Für ferromagnetische Materialien ergibt sich neben dem normalen Hall-Effekt noch ein zusätzlicher Einfluss auf den Querwiderstand  $\rho_{xy}(H)$ , der den normalen Hall-Effekt bei kleinen Magnetfeldern überlagert und mit zunehmendem externen Magnetfeld sättigt,

---

<sup>3</sup>Ordinary Hall Effect

der so genannte anomale Hall-Effekt (AHE). Diese beiden Effekte lassen sich nach einer Theorie von Karplus und Luttinger [20] folgendermaßen zusammenfassen:

$$\rho_{xy}(H) = R_H \mu_0 H + R_A \mu_0 M(H) \quad (2.22)$$

Der erste Summand ist proportional zum externen Magnetfeld und beschreibt den normalen Hall-Effekt, der zweite Summand ist proportional zur Magnetisierung der Probe und beschreibt den anomalen Hall-Effekt.

Die Ursache des anomalen Hall-Effekts liegt in der Spin-Bahn-Kopplung begründet, welcher zu asymmetrischer Streuung der Ladungsträger führt. Dabei gibt es zwei etablierte Mechanismen, das Skew-Scattering [21] und das Side-Jump Scattering [22].

Das Skew-Scattering ist ein klassischer Effekt [21]: die bewegten Spins der Ladungsträger besitzen aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung ein elektrisches Dipolmoment. Dadurch werden sie an Ladungsverteilungen gestreut. Aufgrund der Dipoleigenschaften des bewegten Spins ist diese Streuung asymmetrisch und führt zu einem transversalen Strombeitrag, welcher wiederum eine Querspannung aufbaut um den Strombeitrag zu kompensieren. Die für das Skew-Scattering betrachteten Streueignisse verursachen sowohl einen longitudinalen als auch transversalen Widerstand. Damit kann man erwarten, dass der longitudinale Widerstand  $\rho_{xx}$  proportional zum Querwiderstand  $\rho_{xy}$  ist. Ebenso muss für das Auftreten von Skew-Scattering der Spin der Ladungsträger, die zum elektrischen Transport beitragen, eine Vorzugsrichtung besitzen. Der Effekt wird also von der Magnetisierung der Probe abhängen, da die Spinpolarisation von der Magnetisierung abhängt. Damit ergibt sich für den Skew-Scattering Beitrag zum AHE folgende Proportionalität

$$R_A \propto \rho_{xx} \quad (2.23)$$

Zusätzlich gibt es neben dem Skew-Scattering das Side-Jump Scattering [22]. Dies ist ein quantenmechanischer Effekt. Bei der elastischen Streuung von Ladungsträgern, welche wegen der Spin-Bahn-Kopplung und dem damit verbundenen Dipolmoment neben der kinetischen Energie auch eine potentielle Energie besitzen, muss es aufgrund der Energieerhaltung neben der Richtungsänderung des Impulses auch zu einer räumlichen Versetzung des Ladungsträgers kommen. Dies liegt daran, dass sich durch die Änderung der Impulsrichtung die Richtung des Dipolmoment verändert hat und damit auch die potentielle Energie des Ladungsträgers. Diese Energieänderung muss, um die Energie zu erhalten, durch Verschieben des Ladungsträgers kompensiert werden. Da die Häufigkeit der Streuprozesse proportional zu  $\rho_{xx}$  ist und zusätzlich die Größe der seitlichen Versetzung vom angelegten elektrischen Feld abhängt, welches ebenfalls bei vorgegebener Stromdichte mit  $\rho_{xx}$  skaliert, ergibt sich für den Anteil des Side-Jump Scattering am AHE:

$$R_A \propto \rho_{xx}^2 \quad (2.24)$$

In der Regel treten beide Effekte in magnetischen Materialien auf, so dass für den anomalen Beitrag eine Mischung der beiden Effekte auftritt:

$$R_A \propto a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2 \quad (2.25)$$

Wenn also Skew- bzw. Side-Jump Scattering den anomalen Hallwiderstand dominieren, sollte ein doppelt logarithmisches Auftragen von  $\rho_{xy}$  gegen  $\rho_{xx}$  eine Steigung zwischen 1 und 2 liefern.

Es lassen sich zudem in manchen ferromagnetischen Materialien andere Skalenverhalten beobachten. So zeigen zum Beispiel Messungen an dünnen Magnetitfilmen eine Steigung von 1/3 [23]. Die Ursache hierfür ist jedoch noch nicht abschließend geklärt.

Der Längswiderstand ist oft gar nicht isotrop, diese Tatsache wird im folgenden diskutiert.

## 2.2.2 Anisotroper Magnetwiderstand

Wegen der Spin-Bahn Kopplung sind in ferromagnetischen Materialien die Widerstände  $\rho_{||}$  parallel und  $\rho_{\perp}$  senkrecht zur Magnetisierungsrichtung unterschiedlich. Diese Anisotropie des Widerstandes wird als anisotroper Magnetwiderstand (AMR) bezeichnet. Da die Ursache des AMR die Spin-Bahn Kopplung ist, muss der Effekt von dem Winkel zwischen der Magnetisierungsorientierung (entspricht der Spinorientierung) und der Stromrichtung  $\mathbf{J}$  abhängen. Wir betrachten einen dünnen Film und nehmen zur Vereinfachung an, dass die Magnetisierung in der Filmebene orientiert ist und somit Hall-Effekte keine Rolle spielen. Dem Ohmschen Gesetz  $\mathbf{E} = \rho\mathbf{J}$  mit dem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  folgend, muss  $\rho$  ein Tensor sein. Dadurch ergibt sich für das Ohmsche Gesetz:

$$\begin{pmatrix} E_{||} \\ E_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{||} & 0 \\ 0 & \rho_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{||} \\ J_{\perp} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

wobei  $E_{\perp}$  das elektrische Feld senkrecht,  $E_{||}$  parallel,  $J_{\perp}$  die Stromrichtung senkrecht und  $J_{||}$  parallel zur Magnetisierungsrichtung sind. Da  $\rho_{||} \neq \rho_{\perp}$  ist der Widerstandstensor nur in diesem Bezugssystem diagonal, durch Veränderung der Stromrichtung erhält man Nebendiagonalelemente

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +\rho_{xx} & -\rho_{xy} \\ +\rho_{xy} & +\rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Die nun auftretenden Nebendiagonalelemente  $\rho_{xy}$  stellen ein zur Stromrichtung transversales, elektrisches Feld dar, dieses Phänomen wird planarer Hall-Effekt (PHE) genannt. Dabei handelt es sich aber eigentlich um keinen tatsächlichen Hall-Effekt, da der PHE symmetrisch zu  $\mathbf{H}$ - und  $\mathbf{M}$ -Inversion ist, während Hall-Effekte (wie die Lorentzkraft selbst)) antisymmetrisch sind. Schließen die Magnetisierungsrichtung und die Stromrichtung

tung in der Ebene den Winkel  $\phi_j$  ein, so gilt [24]:

$$\rho_{xx} = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2(\phi_j) \quad (2.28)$$

$$\rho_{xy} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{1}{2} \sin(2\phi_j) \quad (2.29)$$

Dieses vereinfachende Modell ist strenggenommen nur für polykristalline Proben richtig, in Abschnitt 2.2.3 wird der Fall für einkristalline Proben diskutiert.

Der planare Hall-Effekt ist in der Regel durch den AHE überlagert. Kann jedoch experimentell gewährleistet werden, dass die Magnetisierung nur in der Filmebene liegt, so tritt nur der PHE auf.

### 2.2.3 Widerstandstensor und Magnetisierung

Bisher ist der Einfluss der Kristallsymmetrie auf den Widerstand vernachlässigt worden, es war nur die relative Orientierung zwischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und Stromrichtung  $\mathbf{j} = \mathbf{J}/|\mathbf{J}|$  wichtig. In einer einkristallinen Probe ist jedoch durch die regelmäßige Kristallstruktur die Symmetrie reduziert. Damit erwartet man eine Anisotropie der Transporteigenschaften der Probe in Abhängigkeit von den Kristallachsen. Daher wurde zum Beispiel von P. K. Muduli *et al.* [25] ein anderer Ansatz zur Beschreibung des Widerstandstensors bei Magnetotransportexperimenten verwendet. Dieser Ansatz wurde von W. Limmer *et al.* [18] aufgegriffen und für einkristalline, ferromagnetische Filme mit kubischer und tetragonaler Symmetrie für unterschiedliche Filmebenen und Stromrichtungen diskutiert. Dieser Ansatz soll nun im weiteren ausgeführt werden. Dazu werden folgende Einheitsvektoren benötigt: Die Magnetisierungsrichtung  $\mathbf{m}$ , die Stromrichtung  $\mathbf{j}$ , die Oberflächennormale  $\mathbf{n}$  und der in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung liegende Vektor  $\mathbf{t} = \mathbf{n} \times \mathbf{j}$ . Das Koordinatensystem ist bezüglich des kubischen Koordinatensystems gewählt, x-, y-, und z-Richtung entsprechen jeweils den [100]-, [010]- und [001]-Richtungen. Ausgehend vom Ohmschen Gesetz gilt für den gemessenen Längs-  $\rho_{\text{long}}$  und Querwiderstand  $\rho_{\text{trans}}$ :

$$\rho_{\text{long}} = \frac{E_{\text{long}}}{J} = \mathbf{j} \cdot \bar{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.30)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \frac{E_{\text{trans}}}{J} = \mathbf{t} \cdot \bar{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.31)$$

Hierbei ist  $\bar{\rho}$  der Widerstandstensor. Wie schon im Abschnitt 2.2.2 dargestellt, hängt dieser Widerstandstensor von der Orientierung der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  ab. Daher ist es zur Beschreibung der Magnetotransportphänomene empfehlenswert den Widerstandstensor  $\bar{\rho}$  nach Potenzen von  $m_i$  zu entwickeln. Unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention ergibt sich:

$$\rho_{ij} = a_{ij} + a_{kij} m_k + a_{klj} m_k m_l + \dots \quad (2.32)$$

Für kubische Symmetrie verschwinden die meisten Beiträge  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw. und unter Berücksichtigung von Termen bis zur 4. Ordnung ergibt sich [26]:

$$\begin{aligned}
\bar{\rho}^{\text{kubisch}} = & A \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} 0 & m_z & -m_y \\ -m_z & 0 & m_x \\ m_y & -m_x & 0 \end{pmatrix} \\
& + C_1 \begin{pmatrix} m_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^2 \end{pmatrix} + C_2 \begin{pmatrix} 0 & m_x m_y & m_x m_z \\ m_x m_y & 0 & m_y m_z \\ m_x m_z & m_y m_z & 0 \end{pmatrix} \\
& + D \begin{pmatrix} 0 & m_z^3 & -m_y^3 \\ -m_z^3 & 0 & m_x^3 \\ m_y^3 & -m_x^3 & 0 \end{pmatrix} \\
& + E_1 \begin{pmatrix} m_x^4 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^4 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^4 \end{pmatrix} + E_2 \begin{pmatrix} m_y^2 m_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_x^2 m_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_x^2 m_y^2 \end{pmatrix} \\
& + E_3 \begin{pmatrix} 0 & m_x m_y m_z^2 & m_x m_y^2 m_z \\ m_x m_y m_z^2 & 0 & m_x^2 m_y m_z \\ m_x m_y^2 m_z & m_x^2 m_y m_z & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Dabei sind  $A$ ,  $B$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $D$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  und  $E_3$  Linearkombinationen aus den  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw., eine genaue Definition ist hier nicht notwendig, da die Abhängigkeit von  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw., für weitere Diskussionen nicht von Bedeutung sind.  $A$  stellt einen konstanten Beitrag zu  $\bar{\rho}^{\text{kubisch}}$  dar,  $B$  Terme erster Ordnung in  $m_i$ ,  $C_1$  und  $C_2$  Terme zweiter Ordnung in  $m_i$ ,  $D$  Terme dritter Ordnung in  $m_i$  und  $E_1$ ,  $E_2$  und  $E_3$  sind Beiträge vierter Ordnung in  $m_i$ . Die in dieser Arbeit untersuchten (Ga,Mn)As-Proben besitzen aufgrund des Wachstums auf GaAs jedoch keine kubische, sondern nur eine tetragonale Symmetrie. Daher müssen noch weitere Terme für den Widerstandstensor im tetragonalen Fall hinzugefügt werden:

$$\bar{\rho}^{\text{tetragonal}} = \bar{\rho}^{\text{kubisch}} + \Delta\bar{\rho} \tag{2.34}$$

Dabei setzt sich  $\Delta\bar{\rho}$  bis zur vierten Ordnung in  $m_i$  aus folgenden Beiträgen zusammen [26]:

$$\begin{aligned}
\Delta\bar{\rho} = & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & bm_z & 0 \\ -bm_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
& + \begin{pmatrix} c_1m_z^2 & c_2m_xm_y & 0 \\ c_2m_xm_y & c_1m_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & c_3m_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & d_1m_z^3 & -d_2m_y m_z^2 \\ -d_1m_z^3 & 0 & d_2m_x m_z^2 \\ d_2m_y m_z^2 & -d_2m_x m_z^2 & 0 \end{pmatrix} \\
& + \begin{pmatrix} e_1m_x^2m_z^2 + e_2m_y^2m_z^2 + e_3m_z^4 & e_4m_xm_y m_z^2 & e_7m_x^3m_z + e_8m_xm_z^3 \\ e_4m_xm_y m_z^2 & e_2m_x^2m_z^2 + e_1m_y^2m_z^2 + e_3m_z^4 & e_7m_y^3m_z + e_8m_y m_z^3 \\ e_7m_x^3m_z + e_8m_xm_z^3 & e_7m_y^3m_z + e_8m_y m_z^3 & e_5(m_x^4 + m_y^4) + e_6m_z^4 \end{pmatrix} \quad (2.35)
\end{aligned}$$

Auch hier bestehen die einzelnen  $a$ ,  $b$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ , usw. aus Linearkombinationen der  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw., auf eine genaue Angabe wird hier verzichtet, da es sich hierbei um reine algebraische Umformungen handelt und die am Ende erhaltene Formel zwar auf dieser Herleitung basiert, jedoch für die weiteren Betrachtungen die Abhängigkeit von  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw., nicht von Bedeutung ist. Aus der so erhaltenen Beschreibung des Widerstandstensors  $\bar{\rho}^{tetragonal}$  lassen sich mit Hilfe von algebraischen Umformungen unter Verwendung der Vektoren  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{t}$  und  $\mathbf{n}$  für einen (001)-orientierten Film folgende Ausdrücke für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  finden [26]:

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^2 + \rho_2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + \rho_3(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^4 + \rho_4(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^4 + \rho_5(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 \quad (2.36)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_6(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}) + \rho_7(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m}) + \rho_8(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^3 + \rho_9(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 \quad (2.37)$$

Die einzelnen  $\rho_i$  sind erneut Linearkombinationen der  $a_{ij}$ ,  $a_{kij}$ , usw., mit diesen Parametern ist es nun möglich den Längs- und Querwiderstand in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung zu beschreiben. Die Terme  $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^2$  und  $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^4$  beschreiben eine Abhängigkeit des longitudinalen Widerstandes  $\rho_{\text{long}}$  von der relativen Orientierung von Stromrichtung und Magnetisierung, beschreibt also den vorher schon erklärten AMR. Neben den Beiträgen in der Filmebene gibt es noch Terme mit  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2$ - und  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^4$ -Abhängigkeit - der Längswiderstand in der Filmebene und senkrecht zur Filmebene ist im Einkristall also unterschiedlich. Für den Querwiderstand  $\rho_{\text{trans}}$  wird durch den  $(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})$ -Term der PHE beschrieben. Hier hängt  $\rho_{\text{trans}}$  von der Orientierung der Magnetisierung bezüglich der Stromrichtung und der in der Filmebene liegenden senkrechten Richtung zur Stromrichtung ab. Im folgenden werden nun einige Spezialfälle der Ausdrücke für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  diskutiert.

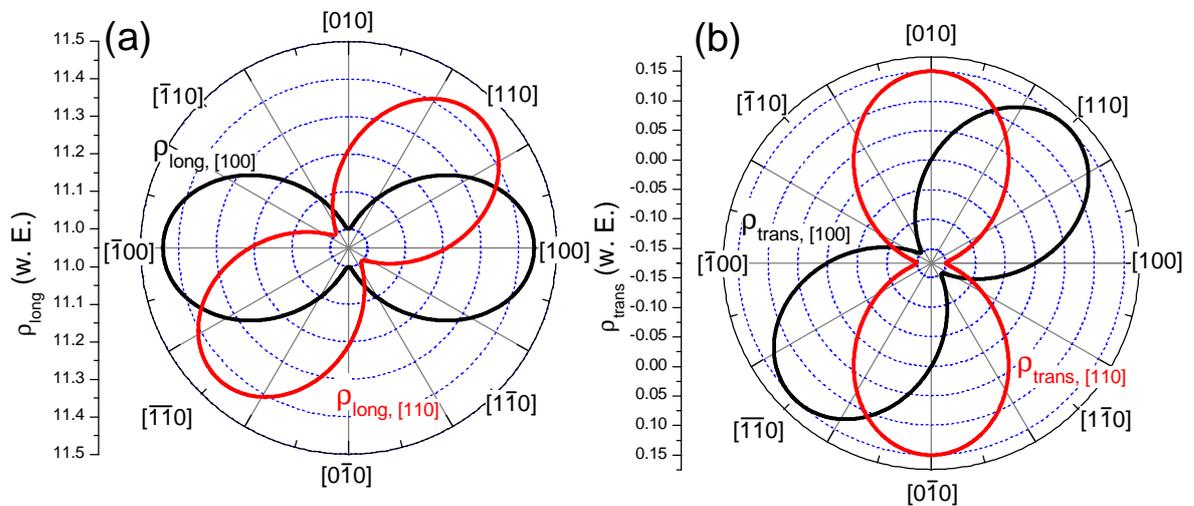
### Magnetisierung in der Filmebene

Liegt der Magnetisierungsvektor in der Filmebene orientiert, so verschwinden in den Ausdrücken für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  die Beiträge von  $\rho_2, \rho_4, \rho_5, \rho_6, \rho_8$  und  $\rho_9$ , weil  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{m} = 0$  gilt. Damit ergibt sich für den Längs- und Querwiderstand:

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^2 + \rho_3(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^4 \quad (2.38)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_7(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m}) \quad (2.39)$$

Der Verlauf dieser Kurven für unterschiedliche Magnetisierungsorientierungen in der



**Abbildung 2.3:** Darstellung des Längswiderstandes (a) und des Querwiderstandes (b), falls die Magnetisierung in der Ebene orientiert ist. Hierbei wird die Stromrichtung  $\mathbf{j} \parallel [100]$  als schwarze Linie dargestellt, die Stromrichtung  $\mathbf{j} \parallel [110]$  als rote Linie.

Filmebene ist in Abbildung 2.3(a) für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\mathbf{j} \parallel [100]$  (schwarze Linie) und  $\mathbf{j} \parallel [110]$  (rote Linie) und in Abbildung 2.3(b) für  $\rho_{\text{trans}}$  dargestellt. Wie man erkennen kann, ergeben sich sowohl für  $\rho_{\text{long}}$  als auch für  $\rho_{\text{trans}}$  ein periodischer Verlauf des Widerstandswertes in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung in der Filmebene. Außerdem erhält man je nach verwendeter Stromrichtung unterschiedliche Widerstandswerte für ein- und dieselbe Orientierung der Magnetisierungsrichtung.

### Magnetisierung außerhalb der Filmebene

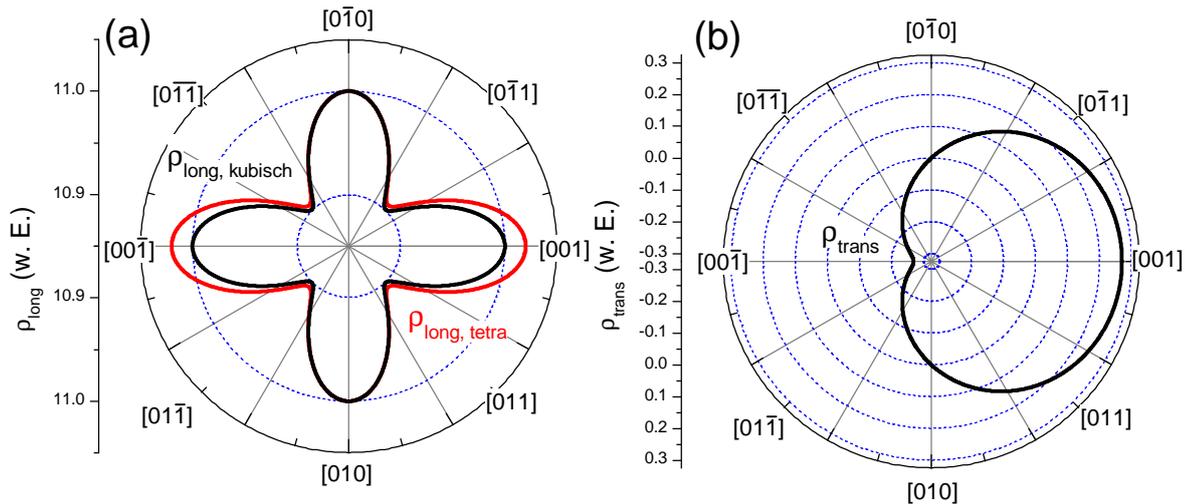
Betrachtet man nun den Fall, in welchem die Magnetisierungsrichtung in einer Ebene rotiert, die von den Vektoren  $\mathbf{n}$  und  $\mathbf{t}$  aufgespannt wird, so gilt:  $\mathbf{j} \cdot \mathbf{m} = 0$ . Damit ergibt

sich für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$ :

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 + \rho_4(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^4 \quad (2.40)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_6(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}) + \rho_8(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^3 \quad (2.41)$$

Für den Fall, dass  $\mathbf{j} \parallel [100]$  ist, zeigt Abbildung 2.4 den Verlauf von (a)  $\rho_{\text{long}}$  für rein ku-



**Abbildung 2.4:** Darstellung des Längswiderstandes (a) und des Querwiderstandes (b), falls die Magnetisierung in einer Ebene, die von  $\mathbf{n}$  und  $\mathbf{t}$  aufgespannt wird, orientiert ist. Hierbei wird die Stromrichtung  $\mathbf{j} \parallel [100]$  angenommen. Für kubische Kristalle ergibt sich der Verlauf der schwarzen Linie, für tetragonal verzerrte Kristalle der Verlauf der roten Linie. Im Querwiderstand ist kein Unterschied zwischen kubischer Symmetrie und tetragonaler Symmetrie in der Kurvenform zu erkennen, daher wird  $\rho_{\text{trans}}$  nur durch eine schwarze Linie dargestellt.

bische Kristalle als schwarze Linie und für tetragonale verzerrte Kristalle als rote Linie. Die Kurvenform des Querwiderstandes ist in dieser Form unabhängig von der Kristallsymmetrie und ist in Abbildung 2.4(b) dargestellt.

## 2.3 Winkelabhängiger Magnetotransport

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Untersuchung von Veränderungen der magnetischen Anisotropie durch extern induzierte kristalline Verspannungen. Um auch magnetische Mikrostrukturen untersuchen zu können, wird als experimentelle Methode der Magnetotransport verwendet. Neben der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode wird in Abschnitt 2.4 auf einen möglichen qualitativen Nachweis des Einflusses der induzierten

kristallinen Verspannung eingegangen. In dem nun folgenden Abschnitt wird eine von Limmer *et al.* [18] weiter entwickelte Methode ([27], [28]) vorgestellt, die es erlaubt, mit Hilfe einer numerischen Simulation quantitativ die Beiträge zur magnetischen Anisotropie zu bestimmen. Mit dieser Methode werden Magnetotransportmessungen konkurrenzfähig zu den etablierten Anisotropie-Methoden, wie zum Beispiel der ferromagnetischen Resonanz. In der Veröffentlichung von Limmer *et al.* werden die Magnetotransportmessungen zur Bestimmung von Anisotropieparametern von (Ga,Mn)As verwendet und gezeigt, dass die Ergebnisse quantitativ mit der ferromagnetischen Resonanz übereinstimmen.

Das dabei verwendete Konzept unterscheidet sich von den üblichen Magnetotransportmessungen. Der Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstand  $\rho_{xy}$  werden bei einem festen Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  in Abhängigkeit von der Magnetfeldorientierung gemessen, statt wie sonst üblich in Abhängigkeit von der Stärke des externen Feldes  $\mu_0 H$  bei fester Magnetfeldorientierung. Um aus den Messungen die magnetischen Anisotropiebeiträge zu bestimmen werden unterschiedlich große  $|\mu_0 H_{\text{mess}}|$  verwendet. Für große  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  wird die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  parallel zum externen Feld  $\mathbf{H}$  ausgerichtet sein und es lässt sich der Widerstandstensor bestimmen. Für kleine  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  wird die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  nicht mehr parallel zum externen Feld  $\mathbf{H}$  ausgerichtet sein, sondern zusätzlich die magnetische Anisotropie Einflüsse auf die Orientierung der Magnetisierung haben. Eine wichtige Voraussetzung ist, dass bei diesen Messungen  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  immer noch groß genug ist, um zu garantieren, dass die Probe nur aus einer einzelnen, magnetischen Domäne besteht. Dies ist wichtig, da es damit möglich ist aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen quantitative Rückschlüsse auf die magnetische Anisotropie zu ziehen. Besteht die Probe aus vielen, magnetischen Domänen, wird diese Bestimmung kompliziert oder sogar unmöglich sein, da die bestimmten Widerstandswerte eine Mittelung über viele Domänen mit unterschiedlich orientierter Magnetisierung sind und sich somit nicht in einem einfachen Widerstandsmodell (siehe 2.2.3) beschrieben werden können.

### 2.3.1 Experimentelles Vorgehen

Die Vorbereitung der Probe verläuft bei den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen analog zu normalen Magnetotransportmessungen. Da als Messgrößen der Längs- und Querwiderstand möglichst genau bestimmt werden müssen, ist es von großem Vorteil, wenn eine Hallbar-Struktur vorliegt. Die Probe muss dann so montiert werden, dass es möglich ist, die Orientierung der Probe bezüglich des externen Magnetfeldes bei angelegtem, konstantem Feld kontrollierbar und kontinuierlich zu verändern. In der Regel wird dies durch die Montage der Probe auf einen drehbaren Probenhalter erreicht. Dieser Probenhalter besitzt idealerweise zwei ansteuerbare Drehachsen. Es ist jedoch auch möglich, unter Verwendung von nur ein-achsigen Drehmechanismen die Messungen durchzuführen, dann muss jedoch für eine vollständige Bestimmung aller Anisotropiebeiträge die Orientierung der Probe bezüglich der Drehachse mehrmals geändert werden.

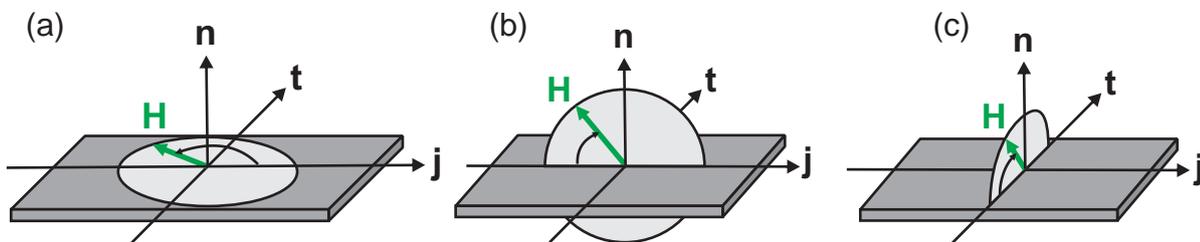
Für die während dieser Diplomarbeit untersuchten (Ga,Mn)As-Proben wurden als feste

Felder  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250 \text{ mT}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  ausgewählt. Für jede Messung (d.h. für jedes  $H_{\text{mess}}$ ) wurden folgende Schritte durchgeführt:

- Drehen der Probe bis Startorientierung erreicht ist.
- Anlegen eines großen, externen Feldes (in diesem Fall  $\mu_0 H = +7 \text{ T}$ ), um einen definierten Ausgangszustand herzustellen.
- Zurückfahren des externen Magnetfeldes auf  $\mu_0 H_{\text{mess}}$ .
- Drehung der Probe und gleichzeitige Messung von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$ .

Diese Prozedur muss für jedes  $H_{\text{mess}}$  (jede Messung) erneut durchlaufen werden. Das Aufmagnetisieren bei maximal verfügbarem Feld gewährleistet, dass der Zustand der Magnetisierung bei allen Messungen zu Beginn gleich ist und somit die Startorientierung der Magnetisierung für alle Messungen identisch ist.

Wie zu Beginn dieses Abschnitts 2.3.1 erwähnt, müssen für eine vollständige Bestimmung der Anisotropiebeiträge nicht nur Drehungen in einer Ebene durchgeführt werden, sondern noch zusätzliche Drehungen in zwei weiteren Ebenen. Die in Abbildung 2.5 dargestellten drei Drehungen zum Beispiel erlauben eine vollständige und eindeutige Bestimmung aller Anisotropie- und Magnetwiderstandskoeffizienten in (2.18) und (2.36), (2.37). In dieser Diplomarbeit war man wegen des Messaufbaus, der nur eine einachsige



**Abbildung 2.5:** Darstellung der unterschiedlichen Orientierungen und Drehungen des externen Magnetfeldes bezüglich der Probe. In Abbildung (a) ist das externe Feld in der Filmebene orientiert. Abbildungen (b) und (c) zeigen mögliche Drehebene, bei denen  $H$  aus der Filmebene heraus orientiert ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur (a) experimentell untersucht, da dies zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie in der Filmebene und insbesondere zur Untersuchung der verspannungsabhängigen magnetischen Anisotropie ausreicht.

Drehung ermöglichte, und dem Risiko der Zerstörung der Proben beim Aufwärmen für

eine anders orientierte Probenmontage (siehe Kapitel 3.1) auf Drehungen des externen Magnetfeldes in der Filmebene beschränkt. Damit können nur Beiträge zur Magnetischen Anisotropie in der Filmebene bestimmt werden. Allerdings lässt sich aus diesen Messungen quantitativ der Einfluss der veränderlichen kristallinen Verspannung ablesen - also ein wesentliches Ziel der Arbeit erreichen. Die für diese Arbeit relevanten Messdaten der winkelabhängigen Magnetotransportmessung und deren Auswertung finden sich in Abschnitt 3.3.

### 2.3.2 Simulation

Die aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen ermittelten Widerstandskurven für verschiedene Feldwerte  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  müssen zur Bestimmung von quantitativen Daten für die Anisotropiebeiträge möglichst gut durch eine numerische Simulation wiedergegeben werden. Die der Simulation zu Grunde liegende Idee ist, dass sich der gemessene Längs- und Querwiderstand mit Hilfe geeigneter Parameter durch die Richtung der Magnetisierung berechnen lassen.

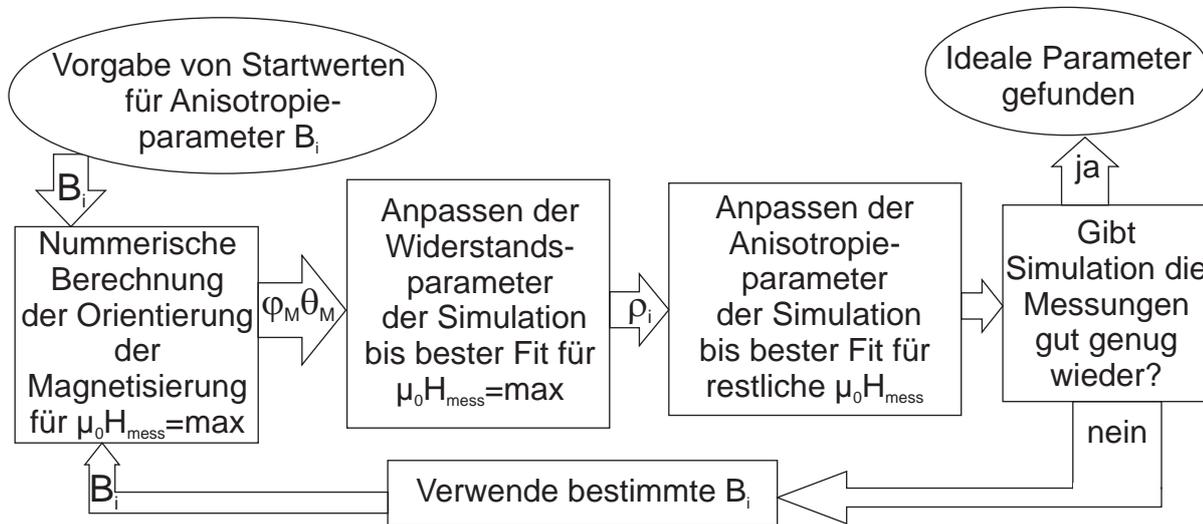
Die Orientierung der Magnetisierung erhält man aus der freien Energie unter der Annahme, dass die Magnetisierung stets in Richtung des globalen Minimums zeigt. Gleichung (2.18) gibt die freie Energie für (001)-orientiertes (Ga,Mn)As an. Für die vollständige Beschreibung der freien Energie werden Anisotropieparameter ( $B_{c,\parallel}$ ,  $B_{c,\perp}$ ,  $B_{001}$ ,  $B_{\bar{1}10}$ ,  $B_{010}$ ) benötigt. Sind diese vorgegeben, so lässt sich mit numerischen Methoden das globale Minimum der freien Energie für beliebige externe Magnetfeldorientierungen und -stärken bestimmen.

Um nun für eine gegebene Magnetisierungsorientierung  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  zu berechnen, entwickelt man den Widerstandstensor nach der Magnetisierungsrichtung, wie in Kapitel 2.2.3 durchgeführt. Falls die Widerstandsparameter  $\rho_i$  bekannt sind, so lassen sich mit Hilfe von (2.36)  $\rho_{\text{long}}$  und (2.37)  $\rho_{\text{trans}}$  für tetragonale Kristallsymmetrie berechnen. Für andere Kristallsymmetrien können die Gleichungen für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  analog aus der Entwicklung des Widerstandstensors nach  $\mathbf{m}$  gewonnen werden.

Aus den Messdaten müssen also  $B_{c,\parallel}$ ,  $B_{c,\perp}$ ,  $B_{001}$ ,  $B_{\bar{1}10}$ ,  $B_{010}$  und die  $\rho_i$  bestimmt werden. Dazu wird folgendes Schema verwendet:

1. Zuerst werden für das Materialsystem typische Anisotropieparameter  $B_i$  gewählt.
2. Dann werden aus numerischer Minimierung der freien Energie (mittels eines von W. Limmer *et al.* entwickelten Simulationsprogrammes) die Orientierungen  $\varphi_M$ ,  $\theta_M$  der Magnetisierung für das höchste Messmagnetfeld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T für eine vollständige Drehung des externen Magnetfeldes in der Probenebene bestimmt.
3. Im Anschluss daran werden die einzelnen Widerstandsparameter  $\rho_i$  so lange angepasst, bis die mit (2.36) und (2.37) berechneten Simulationskurven für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  einen möglichst guten Fit für die gemessenen  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T darstellen.

4. Die so erhaltenen  $\rho_i$  werden dann festgehalten. Durch Anpassen der Anisotropieparameter wird versucht möglichst exakt den Verlauf von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  für die übrigen niedrigeren Messfelder ( $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250 \text{ mT}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$ ) wiederzugeben.
5. Die so bestimmten Anisotropieparameter werden nun in (1) verwendet, um für das höchste Messfeld die Widerstandsparameter erneut so anzupassen (Schritte (2), (3), (4)), dass die Mess- und Simulationskurven möglichst gut übereinstimmen.
6. (1)-(5) wird so lange wiederholt, bis keine Verbesserung der Simulation mehr möglich ist.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung zur Bestimmung der Anisotropieparameter mit Hilfe der Simulation aus den gemessenen, winkelabhängigen Magnetotransportdaten.

Der Ablauf der numerischen Auswertung der Messdaten ist in Abbildung 2.6 zur besseren Übersicht nochmals dargestellt.

Die Widerstandsparameter werden aus der Drehung beim höchsten Messfeld bestimmt, weil in diesem Fall die magnetische Anisotropie nur eine geringe Rolle in der freien Energie spielt und damit die Orientierung der Magnetisierung durch das externe Feld bestimmt wird. Damit wirken sich ungenaue Anisotropieparameter nur geringfügig auf die Bestimmung der Widerstandsparameter  $\rho_i$  aus.

Da die Messungen in dieser Arbeit nur Drehungen in der Filmebene beinhalten, lassen sich die freie Energie, sowie die Ausdrücke für  $\rho_{\text{long}}$  und  $\rho_{\text{trans}}$  weiter vereinfachen. Dabei wird angenommen, dass die Magnetisierung in der Probenebene liegt (was wegen der großen uniaxialen Anisotropie  $B_{001}$  gewährleistet ist) und dass ferner  $\mathbf{j}||[110]$  ist. Man

erhält dann:

$$F_{tot,M}^{001} = -\mu_0 H(\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + B_{c||}(m_x^4 + m_y^4) + B_{\bar{1}10}(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{010}(m_y)^2 \quad (2.42)$$

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^2 + \rho_3(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m})^4 \quad (2.43)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_7(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m}) \quad (2.44)$$

Damit ist unmittelbar klar, dass mit den durchgeführten Messungen nur Aussagen über die magnetische Anisotropie und deren Veränderung durch induzierte Verspannung *in der Filmebene* gemacht werden können. Für eine vollständige Bestimmung aller Anisotropieparameter würden zusätzliche Messungen mit anderen Drehebeneen benötigt. Insgesamt erlauben die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen und die dazugehörige Simulation eine quantitative Bestimmung der Anisotropiebeiträge. Dieser Ansatz stellt damit eine neuartige, sehr attraktive Methode dar, um magnetische Anisotropie quantitativ zu messen.

## 2.4 Schaltfelder und magnetische Anisotropie

In diesem Abschnitt wird diskutiert, wie anhand von  $R(H)$ -Messungen die Orientierungen der leichten Achsen bestimmt werden können und welche Aussagen sich dadurch über die magnetische Anisotropie machen lassen. Das verwendete Verfahren geht zurück auf eine Veröffentlichung von Cowburn *et al.* [29] und wird hier eingehend diskutiert und erweitert. Die Darstellung lehnt sich an die Diplomarbeit von Sebastian Schink [30] an. Dabei werden nochmals alle wichtigen Rechnungen durchgeführt, um ein möglichst vollständiges Bild zu entwickeln

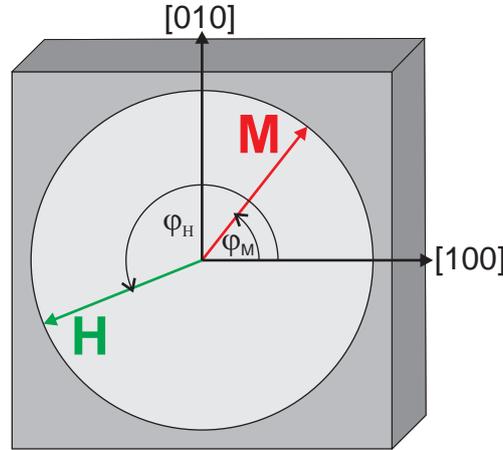
### 2.4.1 Magnetische Anisotropie in der Filmebene

Zur weiteren Vereinfachung wird im folgenden stets angenommen, dass die Magnetisierung innerhalb der Filmebene liegt und damit nur Beiträge der magnetischen Anisotropie zur freien Energie in der Filmebene eine Rolle spielen. Zusätzlich wird das angelegte externe Magnetfeld nur in der Filmebene orientiert sein, und somit keinen Anteil senkrecht zur Filmoberfläche besitzen. Damit lässt sich die allgemeine Formel (2.14) für die freie Energiedichte (im weiteren Verlauf auch als freie Energie bezeichnet) weiter vereinfachen:

$$F_{tot,M,\text{inplane}}^{001} = -\mu_0 H(\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + B_{c||}(m_x^4 + m_y^4) + B_{\bar{1}10}(\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{010}(m_y)^2 \quad (2.45)$$

Dabei wurde, um alle Anisotropiebeiträge in Tesla anschreiben zu können, die freie Energiedichte auf die Magnetisierung  $M$  normiert. Die freie Energie hat nun zum einen den Zeeman-Beitrag, bedingt durch das externe Feld, und drei Beiträge durch die Kristallanisotropie. Dabei beschreibt der Term mit  $B_{c||}$  einen kubischen Beitrag, der Term mit  $B_{\bar{1}10}$

einen uniaxialen Beitrag entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung, und der Term mit  $B_{010}$  eine uniaxiale Anisotropie entlang der  $[010]$ -Richtung. Wie aus Abbildung 2.7 zu erkennen ist, wird



**Abbildung 2.7:** Die Abbildung zeigt die Lage der Winkel  $\varphi_M$  und  $\varphi_H$  und ihre Orientierung relativ zu der  $[100]$ -Richtung.

im folgenden der Winkel zwischen der  $[100]$ -Richtung und der Magnetisierungsrichtung mit  $\varphi_M$  bezeichnet, während der  $\varphi_H$  den Winkel zwischen  $[100]$ -Richtung und Magnetfeld bezeichnet. Daraus ergibt sich für die freie Energie:

$$\begin{aligned}
 F_{tot,M,inplane}^{001} &= -\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \varphi_M)) + B_{c||} (\cos^4(\varphi_M) + \sin^4(\varphi_M)) \\
 &\quad + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} (\sin(\varphi_M) - \cos(\varphi_M))^2 + B_{010} \sin^2(\varphi_M) \\
 &= -\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \varphi_M)) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\varphi_M) + 6) \\
 &\quad + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} (1 - \sin(2\varphi_M)) + \frac{1}{2} B_{010} (1 - \cos(2\varphi_M))
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

Es ist bemerkenswert, dass durch diese Beiträge auch entsprechende uniaxiale Beiträge entlang Richtungen, die im  $90^\circ$  Winkel zu den gewählten Richtungen in der  $(001)$ -Ebene stehen, beschrieben werden, da eine einfache Änderung des Vorzeichens des Anisotropieparameters ausreicht, um die Richtung des Anisotropiebeitrages entsprechend zu ändern. Dies ist jedoch nur so lange richtig, wenn man die freie Energie nur in der  $(001)$ -Ebene betrachtet, da sich orthogonale uniaxiale Anisotropien in ihren Beiträgen außerhalb der Ebene unterscheiden, was nicht durch einfache Vorzeichenumkehrung beschrieben werden kann, sondern noch zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie entlang der Oberflächennormalen (in diesem Fall entlang  $[001]$ ) zur Beschreibung benötigt wird.

Wie in der Diplomarbeit von Sebastian Schink diskutiert, gibt es drei qualitativ unterschiedliche Fälle zu diskutieren. Alle anderen Fälle lassen sich durch Anpassen von Koordinatensystem und Vorzeichen der Anisotropieparameter auf diese drei Fälle zurückführen.

- (A) Für den kubisch dominierten Fall mit zwei leichten, inäquivalenten Achsen senkrecht zueinander wird eine uniaxiale Anisotropie entlang  $[010]$  angenommen, wobei  $|B_{010}| < |B_{c||}|$  und  $B_{c||} < 0$  ist. Die freie Energie lässt sich dann schreiben:

$$F_{tot,M,inplane,A}^{001}(\varphi_H, \varphi_M) = -\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \varphi_M)) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\varphi_M) + 6) + \frac{1}{2} B_{010} (1 - \cos(2\varphi_M)) \quad (2.47)$$

- (B) Für den kubisch dominierten Fall mit einer uniaxialen Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$ , mit  $|B_{\bar{1}10}| < |B_{c||}|$  und  $B_{c||} < 0$  erhält man zwei zueinander verkippete leichten Achsen (Die leichten Richtungen sind hierbei  $\varphi_M = \frac{1}{2} \sin^{-1}(-\frac{B_{\bar{1}10}}{B_{c||}}) = \beta, 90^\circ - \beta, 180^\circ + \beta, 270^\circ - \beta$ ) und die freie Energie lässt sich schreiben als

$$F_{tot,M,inplane,B}^{001}(\varphi_H, \varphi_M) = -\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \varphi_M)) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\varphi_M) + 6) + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} (1 - \sin(2\varphi_M)) \quad (2.48)$$

- (C) Für den uniaxial dominierten Fall  $|B_{\bar{1}10}| > |B_{c||}|$ , erhält man nur eine leichte Achse. Hierzu wird im folgenden angenommen, dass die uniaxiale Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$  zeigt und für diese  $B_{\bar{1}10} < 0$  gilt. Damit erhält man für die freie Energie:

$$F_{tot,M,inplane,C}^{001}(\varphi_H, \varphi_M) = -\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \varphi_M)) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\varphi_M) + 6) + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} (1 - \sin(2\varphi_M)) \quad (2.49)$$

## 2.4.2 Bestimmung der Schaltfelder

Für diese drei Fälle sollen nun die charakteristischen Schaltfelder bestimmt werden. Mit diesen Schaltfeldern werden die externen Magnetfelder bezeichnet, bei denen sich die Orientierung der Magnetisierung abrupt ändert. Die Magnetisierung ändert dabei ihre Orientierung von einer leichten Richtung zu einer im externen Feld energetisch günstigeren leichten Richtung. Diese Umorientierung der Magnetisierung führt im Magnetotransport zu einem Sprung in Längs- und Querwiderstand, weil sich die Orientierung relativ zur Stromrichtung sprunghaft verändert hat. Im folgenden soll nun aufgezeigt werden, wie mit Hilfe der Bestimmung der Schaltfelder sich Rückschlüsse auf die magnetische Anisotropie machen lassen.

Wie im vorigen Abschnitt 2.4.1 gesehen, gibt es qualitativ drei unterschiedliche Fälle für die Lage der leichten Achsen in der Filmebene, falls eine kubische Anisotropie und eine uniaxiale Anisotropie in der Filmebene vorhanden sind. Für diese drei Fälle wird nach dem Vorgehen von Cowburn *et al.* [29] die Größe der Schaltfelder bestimmt und ihre Winkelabhängigkeit vom Winkel  $\varphi_H$ , der die Orientierung des externen Feldes in der Filmebene beschreibt, diskutiert.

Für kleine externe Magnetfelder  $H$  wird die Magnetisierung entlang einer leichten Richtung orientiert sein. Die Magnetisierung wird bei Veränderung des Betrages des externen Feldes von einer leichten Richtung in eine andere leichte Richtung springen, wenn der Unterschied in der freien Energie groß genug ist, und somit die benötigte Energie für eine Umorientierung der Magnetisierung, zum Beispiel durch Domänenwandbewegungen, von dem Unterschied in der freien Energie kompensiert wird. Daher werden im folgendem zuerst die freie Energie entlang der leichten Richtungen unter einem zusätzlichen externen Feld bestimmt, dann die Schaltsequenzen für eine bestimmte Orientierung von  $\mathbf{H}$ , und schließlich die Energiedifferenzen zwischen den leichten Richtungen der freien Energie. Im Anschluss lassen sich die Schaltfelder berechnen.

### Fall (A): Kubisch dominiert mit uniaxialer Anisotropie entlang [010]

Für den Fall, dass die magnetische Anisotropie kubisch dominiert ist und einen zusätzlichen Beitrag entlang [010] besitzt, wird die freie Energie durch Gleichung (2.47) beschrieben. Dabei sind die leichten Richtungen  $\varphi_M = 0^\circ$ ,  $\varphi_M = 90^\circ$ ,  $\varphi_M = 180^\circ$  und  $\varphi_M = 270^\circ$ . Für die einzelnen leichten Richtungen erhält man für die freie Energie mit einem zusätzlichen externen Feld  $\mathbf{H}$ :

1.  $\varphi_M = 0^\circ$

$$F_{tot,M,inplane,A}^{001}(\varphi_H, 0^\circ) = E_{0^\circ} = -\mu_0 H \cos(\varphi_H) + \frac{7}{8} B_{c||} \quad (2.50)$$

2.  $\varphi_M = 90^\circ$

$$F_{tot,M,inplane,A}^{001}(\varphi_H, 90^\circ) = E_{90^\circ} = -\mu_0 H \sin(\varphi_H) + \frac{7}{8} B_{c||} + B_{010} \quad (2.51)$$

3.  $\varphi_M = 180^\circ$

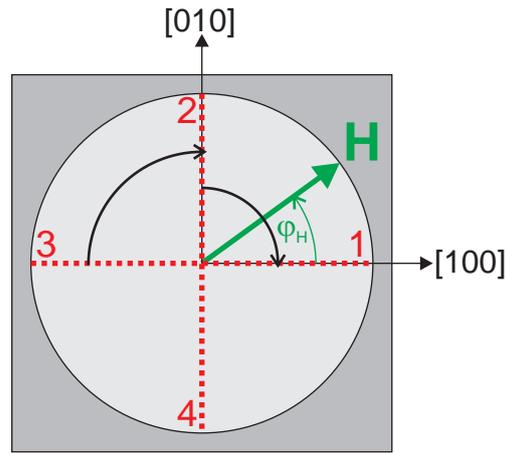
$$F_{tot,M,inplane,A}^{001}(\varphi_H, 180^\circ) = E_{180^\circ} = \mu_0 H \cos(\varphi_H) + \frac{7}{8} B_{c||} \quad (2.52)$$

4.  $\varphi_M = 270^\circ$

$$F_{tot,M,inplane,A}^{001}(\varphi_H, 270^\circ) = E_{270^\circ} = \mu_0 H \sin(\varphi_H) + \frac{7}{8} B_{c||} + B_{010}. \quad (2.53)$$

Es werden nun die Energiedifferenzen während des Ummagnetisierungsprozesses diskutiert.

Ist  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$  so ist die Schaltreihenfolge  $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ , wie man aus der Zeichnung 2.8 erkennen kann. Für negative Magnetfelder wird die Magnetisierung entlang der leichten Richtung mit  $\varphi_M = 180^\circ$  orientiert sein. Wechselt man in den Bereich positiver Magnetfelder, so wird die Magnetisierung zuerst einen Sprung um  $90^\circ$  in die leichte Richtung entlang  $\varphi_M = 90^\circ$  und zuletzt einen Sprung um  $90^\circ$  in die leichte Richtung mit  $\varphi_M = 0^\circ$  vollführen. Damit ist im Bereich  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$  für das erste Schalten der Magnetisierung



**Abbildung 2.8:** Die Schemazeichnung verdeutlicht die Lage der leichten Achsen, bzw. der Magnetisierungsorientierung 1, 2, 3 und 4. Zusätzlich ist die Schaltsequenz für  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$  durch Pfeile eingezeichnet, wobei angenommen wurde, dass zunächst mit  $H < 0$  die Magnetisierungsorientierung (3) eingestellt wurde. Für  $H > 0$  wird dann die Magnetisierung sich von 3 über 2 nach 1 umorientieren.

die Energiedifferenz gegeben durch:

$$\Delta E_1 = E_{180^\circ} - E_{90^\circ} = \mu_0 H (\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) - B_{010} \quad (2.54)$$

und für das zweite Schalten ergibt sich eine Energiedifferenz zu:

$$\Delta E_2 = E_{90^\circ} - E_{0^\circ} = \mu_0 H (\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) + B_{010}. \quad (2.55)$$

Wie oben beschrieben, wird die Magnetisierung einen Sprung durchführen, wenn die Energiedifferenz zwischen den beiden leichten Richtungen groß genug ist. In der Veröffentlichung von Cowburn *et al.* wird dazu ein Energieparameter  $\epsilon_{jump}$  verwendet, der zur Beschreibung der Energie dient, die benötigt wird, um einen Sprung in der Magnetisierungsrichtung zu ermöglichen. Verwendet man diesen Parameter und setzt  $\Delta E_1$  bzw.  $\Delta E_2$  gleich  $\epsilon_{jump}$ , so lassen sich für die einzelnen Fälle das erste ( $\mu_0 H_{c1}$ ) und zweite ( $\mu_0 H_{c2}$ ) Schaltfeld beschreiben:  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$

$$\mu_0 H_{c1} = \frac{\epsilon_{jump} + B_{010}}{\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)} = H_A \quad (2.56)$$

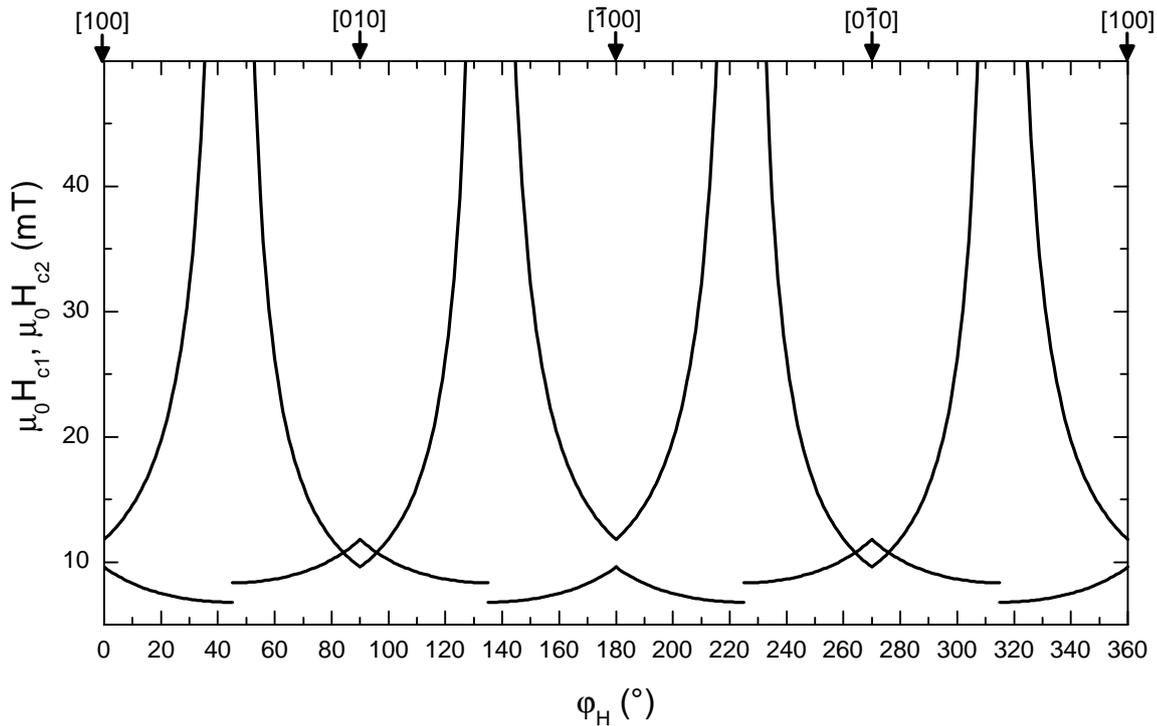
$$\mu_0 H_{c2} = \frac{\epsilon_{jump} - B_{010}}{-\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)} = H_B \quad (2.57)$$

In ähnlicher Weise lässt sich die Schaltreihenfolge für andere Feldorientierungen bestimmen und dann die Energiedifferenzen und Schaltfelder berechnen, die Ergebnisse sind in

Tabelle 2.1 zusammengefasst.

$\varphi_H$	$45^\circ < \varphi_H < 90^\circ$	$90^\circ < \varphi_H < 135^\circ$	$135^\circ < \varphi_H < 180^\circ$
Schaltsequenz:	$4 \rightarrow 1 \rightarrow 2$	$4 \rightarrow 3 \rightarrow 2$	$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$
$\Delta E_1 =$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) + B_{010}$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) + B_{010}$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) + B_{010}$
$\Delta E_2 =$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) - B_{010}$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) - B_{010}$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) + B_{010}$
$\mu_0 H_{c1} =$	$H_C$	$-H_B$	$H_D$
$\mu_0 H_{c2} =$	$H_D$	$H_A$	$-H_C$
$\varphi_H$	$180^\circ < \varphi_H < 225^\circ$	$225^\circ < \varphi_H < 270^\circ$	$270^\circ < \varphi_H < 315^\circ$
Schaltsequenz:	$1 \rightarrow 4 \rightarrow 3$	$2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$	$2 \rightarrow 1 \rightarrow 4$
$\Delta E_1 =$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) - B_{010}$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) + B_{010}$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) + B_{010}$
$\Delta E_2 =$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) + B_{010}$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) - B_{010}$	$\mu_0 H(-\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) - B_{010}$
$\mu_0 H_{c1} =$	$-H_A$	$-H_C$	$H_B$
$\mu_0 H_{c2} =$	$-H_B$	$-H_D$	$-H_A$
$\varphi_H$	$315^\circ < \varphi_H < 360^\circ$		
Schaltsequenz:	$3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$		
$\Delta E_1 =$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H)) - B_{010}$		
$\Delta E_2 =$	$\mu_0 H(\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H)) + B_{010}$		
$\mu_0 H_{c1} =$	$-H_D$		
$\mu_0 H_{c2} =$	$H_C$		

**Tabelle 2.1:** Zusammenfassung der Schaltfelder für den kubisch dominierten Fall (A) und uniaxialer Anisotropie entlang [010]. Hierbei gilt für  $H_A$ ,  $H_B$ ,  $H_C$  und  $H_D$ :  $H_A = (\epsilon_{jump} + B_{010})/(\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H))$ ,  $H_B = (\epsilon_{jump} - B_{010})/(\cos(\varphi_H) - \sin(\varphi_H))$ ,  $H_C = (\epsilon_{jump} - B_{010})/(\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H))$ ,  $H_D = (\epsilon_{jump} + B_{010})/(-\cos(\varphi_H) + \sin(\varphi_H))$ .

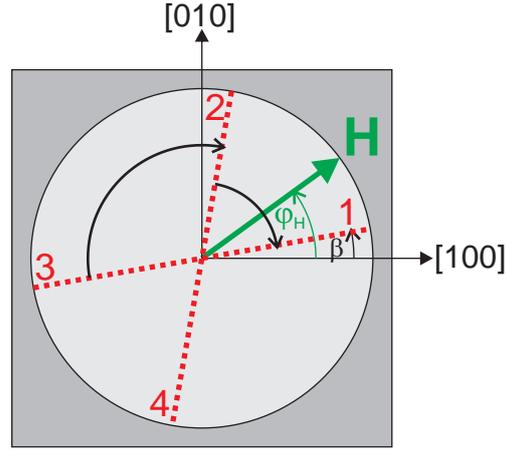


**Abbildung 2.9:** Darstellung des Verlaufs des ersten und zweiten Schaltfeldes für den Fall kubisch dominierter Anisotropie mit einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie entlang  $[010]$ , Fall (A). In der Abbildung ist ein deutlicher Unterschied im Verlauf der Schaltfelder zwischen den kubischen Richtungen  $[100]$  ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) und  $[010]$  ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) zu erkennen. Zusätzlich treten Sprünge in den Schaltfeldern bei  $\varphi_H = 45^\circ$ ,  $\varphi_H = 135^\circ$ ,  $\varphi_H = 225^\circ$  und  $\varphi_H = 315^\circ$  auf.

In Abbildung 2.9 ist der Verlauf der Schaltfelder in Abhängigkeit von der Magnetfeldorientierung dargestellt. Dabei wurden  $\epsilon_{jump} = 10.7 \text{ mT}$  und  $B_{010} = 1.1 \text{ mT}$  gewählt. Wie man aus der Abbildung erkennen kann, macht sich im Verlauf der Schaltfelder die Inäquivalenz der beiden leichten Achsen bemerkbar. Für  $\varphi_H = 85^\circ$  liegen das erste Schaltfeld und das zweite Schaltfeld aufeinander. Für  $\varphi_H = 175^\circ$  jedoch gibt es einen Unterschied zwischen erstem und zweitem Schaltfeld. Zusätzlich fallen für  $\varphi_H = 45^\circ$ ,  $\varphi_H = 135^\circ$ ,  $\varphi_H = 225^\circ$  und  $\varphi_H = 315^\circ$  auf, dass das erste Schaltfeld an diesen Stellen eine Diskontinuität besitzt und das zweite Schaltfeld an diesen Stellen divergiert.

### Fall (B): Kubisch dominiert mit uniaxialer Anisotropie entlang $[\bar{1}10]$

Analog zum Vorgehen im vorigen Abschnitt wird nun der Fall einer kubisch dominierten Anisotropie mit einem zusätzlichen uniaxialen Beitrag entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung betrachtet. Auch hier lässt sich wieder für die leichten Richtungen bei  $\varphi_M = \beta$ ,  $\varphi_M = 90^\circ - \beta$ ,  $\varphi_M = 180^\circ + \beta$  und  $\varphi_M = 270^\circ - \beta$  die freie Energie mit einem zusätzlichen externen Magnetfeld bestimmen, die Lage der leichten Achsen ist in Abbildung 2.10 verdeutlicht.



**Abbildung 2.10:** Die Schemazeichnung verdeutlicht die Lage der leichten Achsen, bzw. der Magnetisierungsorientierungen 1, 2, 3 und 4. Zusätzlich ist die Schaltsequenz für  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$  durch Pfeile eingezeichnet.

$$1. \varphi_M = \beta$$

$$F_{tot,M,inplane,B}^{001}(\varphi_H, \beta) = E_{M1} = -\mu_0 H \cos(\varphi_H - \beta) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\beta) + 6) - \frac{1}{2} (1 + \sin(2\beta)) \quad (2.58)$$

$$2. \varphi_M = 90^\circ - \beta$$

$$F_{tot,M,inplane,B}^{001}(\varphi_H, 90^\circ - \beta) = E_{M2} = -\mu_0 H \sin(\varphi_H + \beta) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\beta) + 6) - \frac{1}{2} (1 + \sin(2\beta)) \quad (2.59)$$

$$3. \varphi_M = 180^\circ + \beta$$

$$F_{tot,M,inplane,B}^{001}(\varphi_H, 180^\circ + \beta) = E_{M3} = \mu_0 H \cos(\varphi_H - \beta) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\beta) + 6) - \frac{1}{2} (1 + \sin(2\beta)) \quad (2.60)$$

$$4. \varphi_M = 270^\circ - \beta$$

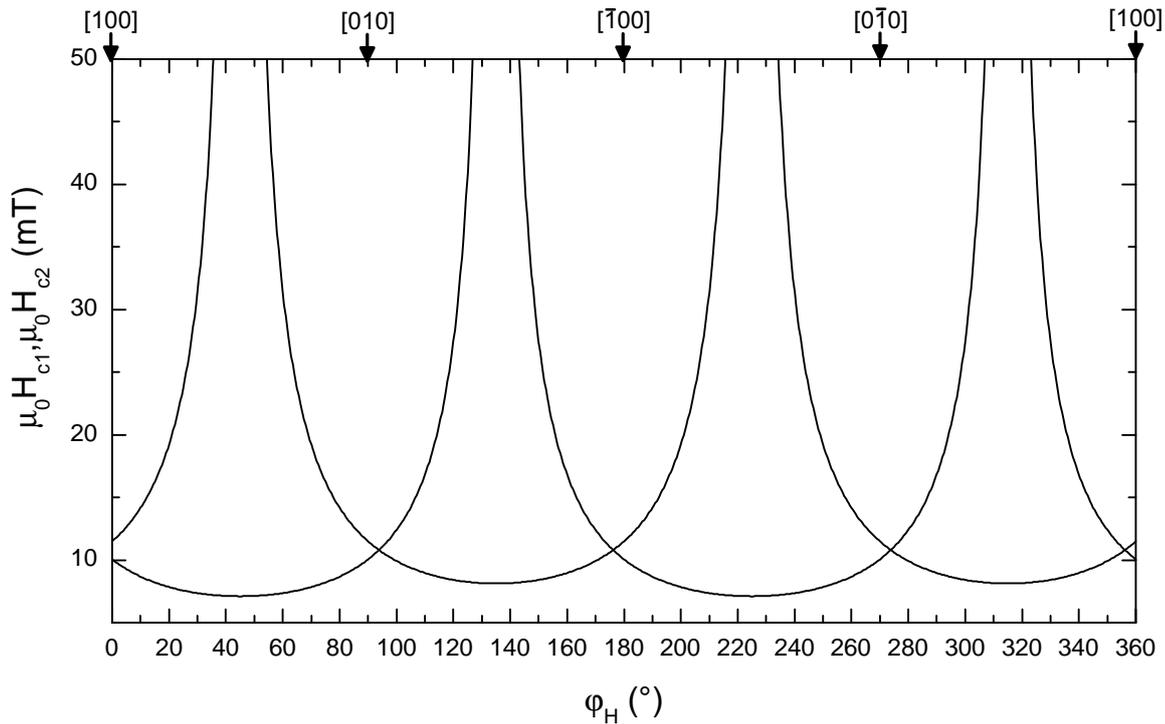
$$F_{tot,M,inplane,B}^{001}(\varphi_H, 270^\circ - \beta) = E_{M4} = -\mu_0 H \sin(\varphi_H - \beta) + \frac{1}{8} B_{c||} (\cos(4\beta) + 6) - \frac{1}{2} (1 + \sin(2\beta)) \quad (2.61)$$

Betrachtet man für diesen Fall die Schaltsequenzen für die Magnetisierungsrichtung, so ergibt sich für die verschiedenen Feldorientierungen (wobei ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $|\beta| < 45^\circ$  verwendet wird): Der Argumentation von Cowburn *et al.* folgend findet ein Sprung statt, wenn die Energiedifferenz zwischen zwei leichten Richtungen gleich einer Sprungenergie  $\epsilon_{\text{jump}}$  ist. Zur Vereinfachung wird nun angenommen, dass  $\epsilon_{\text{jump}}$  für beide Sprünge gleich groß ist, obwohl die Magnetisierungsrichtung durch das Verkippen der leichten Achsen jeweils um unterschiedlich große Winkel schaltet. Um jedoch das Modell möglichst einfach zu belassen, wird auf die Berücksichtigung dieses Unterschie-

des verzichtet. Nun lassen sich die beiden Schaltfelder  $\mu_0 H_{c1}$  und  $\mu_0 H_{c2}$  bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

$\varphi_H$	$0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$	$45^\circ < \varphi_H < 90^\circ$	$90^\circ < \varphi_H < 135^\circ$	$135^\circ < \varphi_H < 180^\circ$
Schaltsequenz:	3 → 2 → 1	4 → 1 → 2	4 → 3 → 2	1 → 2 → 3
$\Delta E_1 =$	$\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \beta) + \sin(\varphi_H + \beta)) = \epsilon_1$	$\epsilon_1$	$-\epsilon_2$	$-\epsilon_2$
$\Delta E_2 =$	$\mu_0 H (\cos(\varphi_H - \beta) - \sin(\varphi_H + \beta)) = \epsilon_2$	$-\epsilon_2$	$\epsilon_1$	$-\epsilon_1$
$\mu_0 H_{c1} =$	$H_I$	$H_I$	$-H_{II}$	$-H_{II}$
$\mu_0 H_{c2} =$	$H_{II}$	$-H_{II}$	$H_I$	$-H_I$
$\varphi_H$	$180^\circ < \varphi_H < 225^\circ$	$225^\circ < \varphi_H < 270^\circ$	$270^\circ < \varphi_H < 315^\circ$	$315^\circ < \varphi_H < 360^\circ$
Schaltsequenz:	1 → 4 → 3	2 → 3 → 4	2 → 1 → 4	3 → 4 → 1
$\Delta E_1 =$	$-\epsilon_1$	$-\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_2$
$\Delta E_2 =$	$-\epsilon_2$	$\epsilon_2$	$-\epsilon_1$	$\epsilon_1$
$\mu_0 H_{c1} =$	$-H_I$	$-H_I$	$H_{II}$	$H_{II}$
$\mu_0 H_{c2} =$	$-H_{II}$	$H_{II}$	$-H_I$	$H_I$

**Tabelle 2.2:** Zusammenfassung der Schaltfelder für den kubisch dominierten Fall (B) und uniaxialer Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$ . Für die Felder  $H_I$  und  $H_{II}$  gilt hierbei:  $H_I = (\epsilon_{jump})/(\cos(\varphi_H - \beta) + \sin(\varphi_H + \beta))$  und  $H_{II} = (\epsilon_{jump})/(\cos(\varphi_H - \beta) - \sin(\varphi_H + \beta))$ .

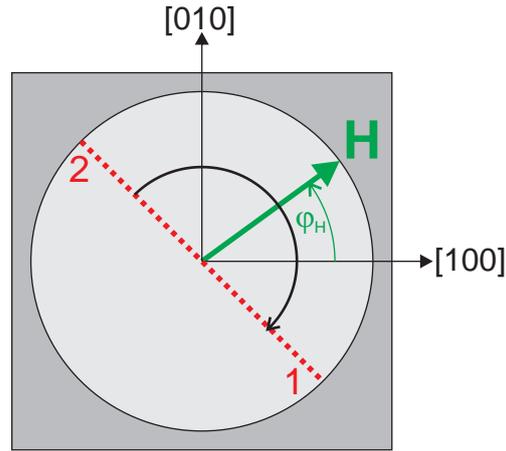


**Abbildung 2.11:** Darstellung des Verlaufs des ersten und zweiten Schaltfeldes für den Fall kubisch dominierter Anisotropie mit einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$ . Zweites Schaltfeld divergiert bei  $\varphi_H = 45^\circ$ ,  $\varphi_H = 135^\circ$ ,  $\varphi_H = 225^\circ$  und  $\varphi_H = 315^\circ$ . In den übrigen Bereichen sind keine Sprünge im ersten und zweiten Schaltfeld zu erkennen. Es kommt zu keiner Kreuzung der Schaltfelder, und es gilt über den gesamten Winkelbereich:  $\mu_0 H_{c1} < \mu_0 H_{c2}$

In Abbildung 2.11 ist der Verlauf der beiden Schaltfelder in Abhängigkeit von der Magnetfeldorientierung dargestellt. Dabei waren  $\beta = 3.83^\circ$  und  $\epsilon_{jump} = 10.7 \text{ mT}$ . Im Vergleich zum ersten Fall mit uniaxialer Anisotropie entlang einer leichten Achse fällt auf, dass die Diskontinuitäten des ersten Schaltfeldes entlang der harten Achsen verschwunden ist. Man kann ebenso erkennen, dass es Stellen gibt, an denen die beiden Schaltfelder aufeinander liegen. Diese Stellen entsprechen jedoch *nicht* den leichten Richtungen, sondern sind um  $90^\circ$  dazu orientiert.

### Uniaxial dominierter Fall mit uniaxialer Anisotropie $[B_{\bar{1}10} < 0]$

Für den Fall einer uniaxial dominierten Anisotropie gibt es statt zwei Schaltfeldern nur noch ein Schaltfeld, bei dem sich die Orientierung der Magnetisierung um  $180^\circ$  dreht, vergleiche Abbildung 2.12. Die leichten Richtungen sind in diesem Falle  $\varphi_M = 135^\circ$  und



**Abbildung 2.12:** Die Schemazeichnung verdeutlicht die Lage der leichten Achse, bzw. der Magnetisierungsorientierung 1 und 2. Zusätzlich ist die Schaltsequenz für  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$  durch einen Pfeil eingezeichnet.

$\varphi_M = 315^\circ$ , damit ergibt sich für die Energiedifferenz

$$\Delta E = \pm 2\mu_0 H \cos(\varphi_H - 135^\circ) \quad (2.62)$$

Dabei ist das Vorzeichen abhängig von der Schaltreihenfolge: für  $\varphi_M = 135^\circ \rightarrow \varphi_M = 315^\circ$  ist das Vorzeichen negativ, für  $\varphi_M = 315^\circ \rightarrow \varphi_M = 135^\circ$  ist das Vorzeichen positiv. Für das Schaltfeld ergeben sich folgende Fälle für die Orientierung des Magnetfeldes:

1.  $0^\circ < \varphi_H < 45^\circ$

$$\mu_0 H_c = \frac{\epsilon_{jump}}{-2 \cos(\varphi_H - 135^\circ)} = H_C \quad (2.63)$$

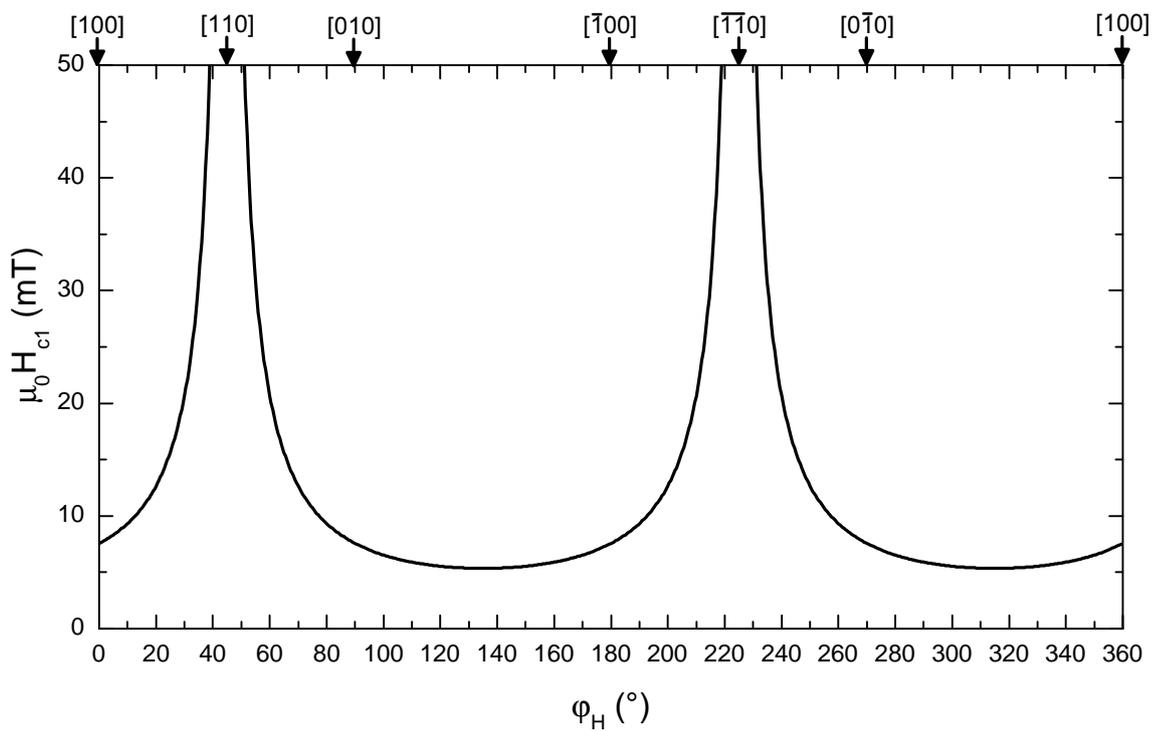
2.  $45^\circ < \varphi_H < 225^\circ$

$$\mu_0 H_c = \frac{\epsilon_{jump}}{2 \cos(\varphi_H - 135^\circ)} = -H_C \quad (2.64)$$

3.  $225^\circ < \varphi_H < 360^\circ$

$$\mu_0 H_c = \frac{\epsilon_{jump}}{-2 \cos(\varphi_H - 135^\circ)} = H_C \quad (2.65)$$

Abbildung 2.13 zeigt den Verlauf des Schaltfeldes mit  $\epsilon_{jump} = 10.7 \text{ mT}$ . Wie man erkennen kann, ist das Schaltfeld bei  $\varphi_H = 135^\circ$  und  $\varphi_H = 315^\circ$  am kleinsten, also dort,



**Abbildung 2.13:** Darstellung des Verlaufs des Schaltfeldes für den Fall uniaxial dominierter Anisotropie mit einer uniaxialen Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$  (Fall (C)). Das Schaltfeld divergiert bei  $\varphi_H = 45^\circ$ ,  $\varphi_H = 225^\circ$  und  $\varphi_H = 315^\circ$ . Es sind keine Sprünge im Schaltfeld vorhanden.

wo auch die leichten Richtungen liegen. Entlang der harten Richtungen  $\varphi_H = 45^\circ$  und  $\varphi_H = 225^\circ$  divergiert das Schaltfeld.

Nach Betrachten aller drei Fälle können durch eine Schaltfelderauswertung die Lage der leichten Achsen bestimmt und qualitative Aussagen über die Anisotropiebeiträge gemacht werden. Dabei müssen jedoch einfache Fälle der kristallinen Anisotropie vorliegen, es darf nur einen kubischen und einen uniaxialen Beitrag in der Filmebene zur magnetischen Anisotropie geben, ansonsten wird eine qualitative Aussage über die magnetische Anisotropie schwierig.

### 2.4.3 Einfluss von Verspannungen auf die Schaltfelder

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Verspannung des untersuchten ferromagnetischen Films auf die Schaltfelder untersucht werden. Dies liefert eine theoretische Vorhersage der experimentell zu erwartenden Ergebnisse. Wie schon in Abschnitt 2.1.2 diskutiert, wird in den Experimenten mittels eines Piezoaktors eine Verzerrung in den ferromagnetischen Film induziert. Betrachtet man nur die übertragene Verzerrung entlang der Hauptausdehnungsrichtung des Piezoaktors (entlang der  $[110]$ -Richtung), so ergibt sich durch die induzierte Verzerrung ein zusätzlicher uniaxialer Beitrag in der magnetischen Anisotropie entlang  $[110]$ . Wie schon festgestellt lassen sich in der Filmebene, uniaxiale Anisotropiebeiträge durch Vorzeichenwechsel in eine uniaxiale Anisotropie entlang der dazu orthogonalen Richtung überführen. Damit ergibt sich:

$$B_{\bar{1}10} = -B_{110} \quad (2.66)$$

Es sei noch einmal betont, dass diese Gleichung nur in der Filmebene richtig ist, eine vollständige Umformung der uniaxialen Anisotropie in eine dazu orthogonale liefert normalerweise noch einen uniaxialen Beitrag, der senkrecht zur Filmebene orientiert ist.

Durch die regelbare, induzierte Verspannung lässt sich die Anisotropie entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung verändern. Wie aus dem vorherigen Abschnitt 2.4.2 bekannt, ergibt sich, dass im Falle einer kubisch dominierten Anisotropie die Verkippung der leichten Achsen zueinander durch eine Veränderung des uniaxialen Anisotropieparameters  $B_{\bar{1}10}$  erreicht wird. Durch Verändern der Piezospansung  $V_{\text{Piezo}}$  lässt sich die induzierte Verzerrung variieren. Um die Veränderung der Schaltfelder unter zusätzlich induzierter Verzerrung simulieren zu können, werden einfach ein Satz Anisotropieparameter für den ferromagnetischen Film ohne zusätzlich induzierte Verspannung angenommen:  $B_{c\parallel} = -15 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10} = -2 \text{ mT}$  und  $\epsilon_{\text{jump}} = 10.7 \text{ mT}$

Mit diesen Anisotropieparametern ergibt sich für den Winkel  $\beta$ , der die Verkippung der leichten Achsen beschreibt:

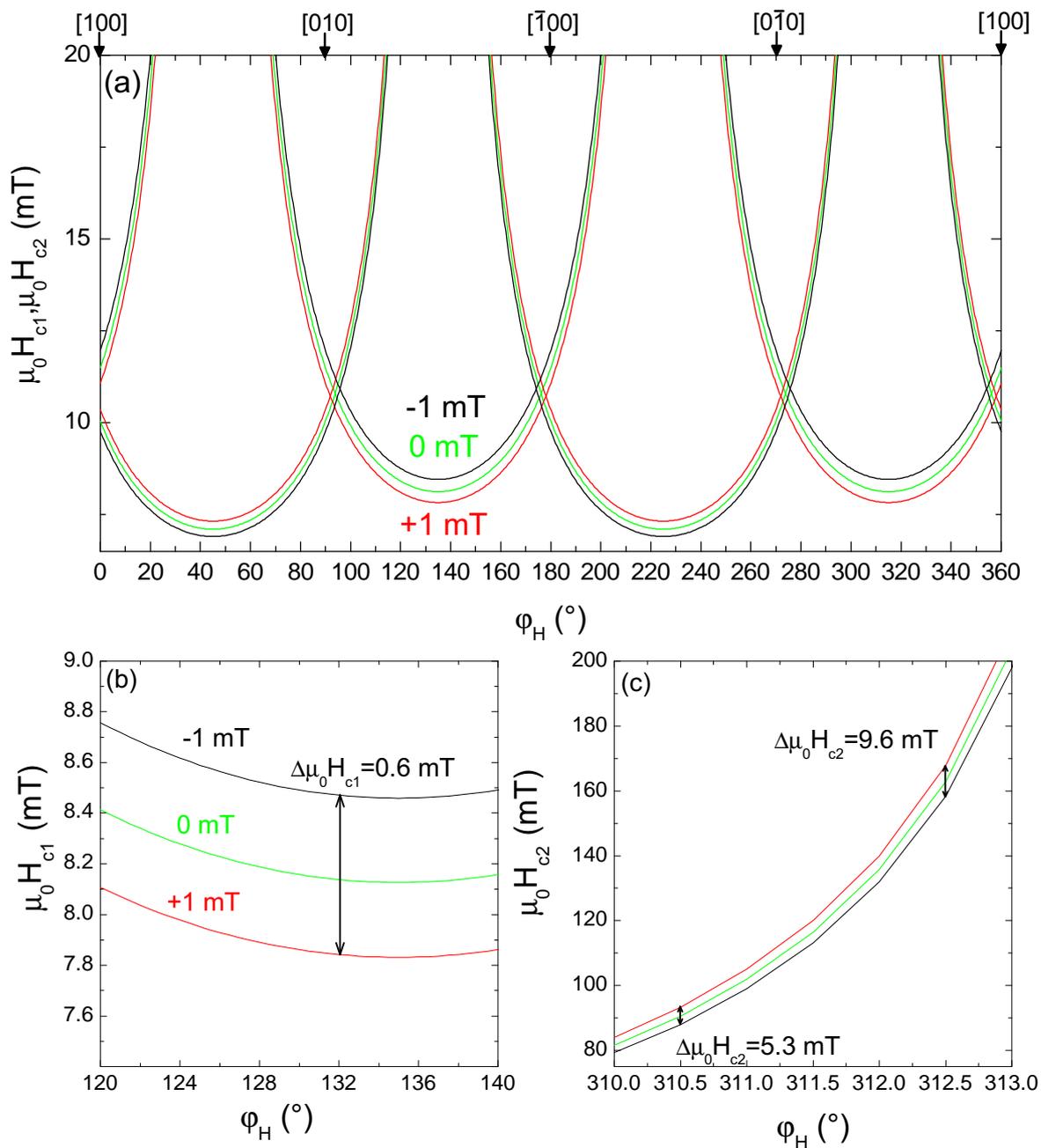
$$\beta = \frac{1}{2} \sin^{-1}\left(-\frac{B_{\bar{1}10}}{B_{c\parallel}}\right) = 3.83^\circ \quad (2.67)$$

Durch die induzierte Verzerrung lässt sich nun  $B_{\bar{1}10}$  verändern, für die Simulation sei eine Änderung um  $\Delta B_{\bar{1}10} = \pm 1$  mT angenommen. Damit ändert sich die Verkippung zu  $\beta_{+1 \text{ mT}} = 1.91^\circ$  oder zu  $\beta_{-1 \text{ mT}} = 5.77^\circ$ . Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Wie man sehen kann, ergeben sich durch die induzierte Verzerrung Unterschiede in den Schaltfeldern für die unterschiedlichen Verspannungszustände. Die Vergrößerung in Abbildung 2.14(b) zeigt, dass der Unterschied im ersten Schaltfeld in bestimmten Winkelbereichen sehr gering sein kann. Zusätzlich zeigt der zweite Ausschnitt 2.14(c) bei großen, zweiten Schaltfeldern  $\mu_0 H_{c2}$ , dass die Aufspaltung dort mit zunehmenden Feld größer wird.

Ebenso fällt für  $\varphi'_H = \varphi_H \pm 90^\circ$  auf, dass die Reihenfolge der Schaltfelder in Abhängigkeit von der Veränderung der uniaxialen Anisotropie sich umkehrt. Insgesamt erhält man durch eine zusätzliche kontrollierbar einstellbare Verzerrung des Films eine Verschiebung der Schaltfelder. Diese Verschiebung kann stellenweise sehr klein sein. Aber durch die Winkelabhängigkeit der Widerstandssignale und dem damit verbundenen exakten Anzeigen von abrupten Änderungen in der Magnetisierungsrichtung sollte es experimentell möglich sein, diese Veränderung in  $R(H)$ -Messungen mit einem externen Magnetfeld in der Ebene nachzuweisen. Damit wäre eine experimentelle Methode zum qualitativen Nachweis der Veränderung der magnetischen Anisotropie durch induzierte Verspannung gefunden. Es wird jedoch mit dieser Methode nicht möglich sein, quantitative Unterschiede der Anisotropieparameter zu bestimmen. Eine Auswertung der experimentellen Ergebnisse findet sich in dem Abschnitt 3.2 für das Materialsystem (Ga,Mn)As auf Piezoaktor.

## 2.5 Messaufbau

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Magnetotransportexperimente wurden in einem supraleitenden Magnetsystem durchgeführt. Dabei standen zwei verschiedene Systeme der Firma Oxford mit maximalen Magnetfeldern von 10 T bzw. 17 T zur Verfügung. Mit dem verwendeten Magnetnetzteil können Magnetfelder mit einer Feldauflösung von bis zu 0.1 mT angefahren werden. Allerdings ist das eingestellte Feld nur bis auf eine Unsicherheit von 1 mT genau. Diese Unsicherheit wird durch eingefangenen magnetischen Fluss in den supraleitenden Spulen verursacht. Für die Magnetotransportmessungen als Funktion des Magnetfelds wurden feste Feldpunkte angefahren, und dann bei konstantem Feld, nach einer Verweildauer von 2.5 s die benötigten Messungen durchgeführt. Die Abstände zwischen den Magnetfeld-Messpunkten wurden dann der benötigten Genauigkeit angepasst und waren sehr unterschiedlich. Für die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen wurde während der Drehungen das Magnetsystem in den „Persistent Mode“ (d.h. der zur Steuerung des Magnetfeldes der supraleitenden Spulen benötigte Switch-Heater wurde nach Anfahren des Feldes deaktiviert und der vom Netzteil gelieferte Strom abgeschaltet, der eingespeiste Strom fließt in den supraleitenden Spulen weiter und das



**Abbildung 2.14:** (a) Darstellung des Verlaufs des ersten und zweiten Schaltfeldes für den Fall kubisch dominierter Anisotropie mit einer uniaxialen Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$ . Diese uniaxiale Anisotropie ist spannungsabhängig und ändert sich um  $\pm 1$  mT. Der Ausschnitt in Abbildung (b) zeigt deutlich, wie klein die zu erwartende Veränderung des ersten Schaltfeldes zwischen den einzelnen Zuständen ist. In (c) sieht man, dass für große zweite Schaltfelder der Unterschied zwischen den verschiedenen Verspannungszuständen zunimmt.

eingestellte Magnetfeld bleibt erhalten) gesetzt, um während der Messung eine Veränderung des externen Magnetfeldes zu verhindern.

Um die Probentemperatur frei einstellen zu können, befindet sich im Kryostaten ein variabler Temperatureinsatz. Durch Einstellen und Heizen des  $^4\text{He}$ -Gasflusses im Einsatz und der zusätzlichen Möglichkeit am Probenraum zu pumpen, ist es möglich, eine Temperatur von 1.7 K bis 300 K mit einer Genauigkeit von 0.1 K stabil einzustellen. Ebenso ermöglicht der variable Druck die thermische Ankopplung der Probe an den Probenraum einzustellen. Der Druck im Probenraum beträgt normalerweise während den Messungen ca. 3.5 mbar.

Bei den Messungen an (Ga,Mn)As-Proben in dieser Arbeit war es notwendig, die Ori-



**Abbildung 2.15:** Photographie des verwendeten Drehprobenhalters. Das Bild wurde freundlicherweise von Franz Czeschka zur Verfügung gestellt [31].

entierung der Probe gegenüber dem Magnetfeld verändern zu können. Dazu wurden die (Ga,Mn)As-Proben auf einem drehbaren Probenhalter montiert (siehe Abb. 2.15). Die Probe kann auf diesem Probenhalter entlang einer Achse mit Hilfe eines Schrittmotors automatisch gedreht werden. Mit diesem Aufbau lässt sich die Probe in einem Winkelbereich von  $280^\circ$  frei drehen. Dabei beträgt die Genauigkeit des drehbaren Probenhalters  $0.1^\circ$ . Dabei beträgt die kleinste Winkelauflösung, die für die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen benötigt wurde,  $0.2^\circ$ .

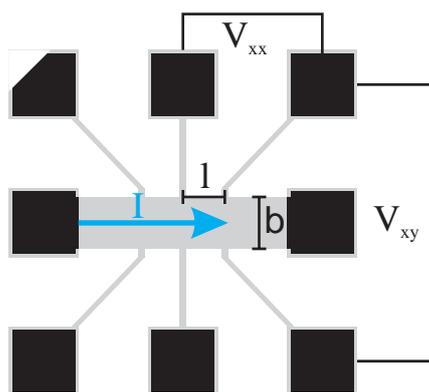
Für die Messungen an den Magnetit-Filmen auf Bariumtitanat Substraten war eine exakte Kontrolle der Temperatur wichtig. Daher wurde die Probe auf einem Probenhalter mit zusätzlicher, elektronisch regelbarer Heizung montiert, und somit eine bessere Stabilisierung der Probentemperatur ermöglicht. Es ist jedoch bei diesem Probenhalter nicht möglich die Probe im Magnetfeld zu drehen.

Die Bestimmung des elektrischen Widerstands in den Messungen wurde mittels 4-Punkt-Gleichstrommessungen (vergleiche Abbildung 2.16) durchgeführt. Als Stromquelle wurde ein Keithley K2400 Sourcemeter verwendet. Durch Auslesen dieses Gerätes lässt sich

der Zwei-Punkt-Widerstand der Probe messen. Damit keine der Proben durch zu hohe Spannung zerstört wird, wurde bei diesem Sourcemeter ein Limit von 12 V für die angelegte Spannung eingestellt. Im maximal verwendeten Strombereich von 1 mA gibt der Hersteller eine Genauigkeit von  $\pm 20$  nA an. Zur Regelung der Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  wurde ebenfalls ein Keithley 2400 verwendet. Um eine mögliche Überbelastung des Piezoaktors zu verhindern, wurde eine Grenze von  $1 \mu\text{A}$  für den fließenden Strom bei fester Piezospannung eingestellt. Die Genauigkeit für die eingestellte Piezospannung ist nach Herstellerangaben  $\pm 10$  mV. Die abfallende Längs-  $V_{xx}$  und Querspannung  $V_{xy}$  wurden jeweils mit einem Keithley K2010 oder K2000 Multimeter gemessen. Die eingestellte Integrationszeit der Messgeräte beträgt 200 ms. Für den maximalen Messbereich von 10 V gibt der Hersteller eine Genauigkeit von  $\pm 1 \mu\text{V}$  an. Für die Proben Magnetit-Film auf Bariumtitanat Substrat wurde zusätzlich der Verschiebestrom  $I_{\text{leak}}$  gemessen, dazu wurde ein K2400 Sourcemeter verwendet und die angelegte Spannung auf 0 V gesetzt. Laut Spezifikationen beträgt die Genauigkeit im Messbereich von 100 nA  $\pm 0.1$  nA. Der Eingangswiderstand der Messgeräte wird vom Hersteller mit  $10 \text{ G}\Omega$  angegeben und ist damit um 5 Größenordnungen größer als der typische Probenwiderstand. Damit kann ein Einfluss der angeschlossenen Messgeräte auf den Strom über die Probe nahezu ausgeschlossen werden.

Das Ansteuern und Auslesen der Messgeräte wurde durch in LabVIEW geschriebene Programme mit einem Messrechner realisiert. Für manche Messungen mussten neue oder bereits bestehende LabVIEW Programme geschrieben bzw. abgeändert werden.

### 2.5.1 Messgrößen



**Abbildung 2.16:** Schematische Darstellung einer Hallbar. Im Bild werden  $V_{xx}$  und  $V_{xy}$  definiert

Durch die im vorigen Abschnitt beschriebenen Messgeräte und -aufbauten lassen sich folgende physikalischen Größen bestimmen: Der Winkel  $\alpha$ , der die Orientierung der

Stromrichtung bezüglich dem Magnetfeld in der Probenebene beschreibt, die Größe des externen Magnetfeldes  $H$ , die Temperatur  $T$  auf dem Probenhalter und im Probenraum, der Strom  $I$  über der Hallbar und die gemessene Längs-  $V_{xx}$  und Querspannung  $V_{xy}$  (vergleiche Schemabild 2.16). Wie man aus der Abbildung 2.16 entnehmen kann, hat jede Hallbar wichtige geometrische Abmessungen, die zur Bestimmung der spezifischen Widerstände nötig sind. Dies sind der Abstand  $l$  der zur Messung der Längsspannung verwendeten Abgriffe der Hallbar, die Breite  $b$  der Hallbar und die Dicke  $d$  des Films. Aus den gemessenen Längs- und Querspannungen und der Stromstärke  $I$  lassen sich die Widerstände  $R_{xx}$  und  $R_{xy}$  nach dem ohmschen Gesetz berechnen<sup>4</sup>:

$$R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I} \quad (2.68)$$

$$R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I} \quad (2.69)$$

Aus diesen Größen lassen sich der spezifische Widerstand  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  wie folgt berechnen:

$$\rho_{xx} = R_{xx} \frac{bd}{l} \quad (2.70)$$

$$\rho_{xy} = R_{xy}d \quad (2.71)$$

In den folgenden Diskussionen der gemessenen Daten wird statt spezifischer Widerstand das Wort Widerstand verwendet. Damit sind aber stets  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  gemeint, wenn nicht explizit anders angegeben. Die gleichzeitige Messung von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld  $H$  wird als  $R(H)$ -Messung bezeichnet.

---

<sup>4</sup>Dies ist natürlich nur möglich, solange die Probe ein ohmsches Verhalten zeigt, was für alle in dieser Arbeit verwendeten Proben im untersuchten Strombereich der Fall war.

# Kapitel 3

## Magnetische Anisotropie und kristalline Verspannung in (Ga,Mn)As

In diesem Kapitel wird der Einfluss von kristallinen Verspannungen auf die magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As-Filmen diskutiert. Dazu werden zuerst die verwendeten Proben vorgestellt, dann die experimentellen Ergebnisse zur Bestimmung der Veränderung der magnetischen Anisotropie zusammengefasst und letztendlich Einflüsse der Verspannung auf die Curie-Temperatur anhand von Magnetotransportmessungen diskutiert.

### 3.1 (Ga,Mn)As: Ein verspannungs-empfindlicher magnetischer Halbleiter

Für Anwendungen in der Spintronik sind ferromagnetische Halbleiter ein wichtiger Bestandteil für den Aufbau von Bauelementen, die eine Manipulation des Spins der Ladungsträger ermöglichen. Deshalb ist ein fundamentales Verständnis der magnetischen Eigenschaften von ferromagnetischen Halbleitern wichtig, um das Wissen später in Anwendungen auszunutzen. Dabei ist (Ga,Mn)As als ferromagnetischer Halbleiter, durch seine Vielzahl auftretender Phänomene, wie zum Beispiel die magnetische Anisotropie, von großem Interesse in der aktuellen Forschung.

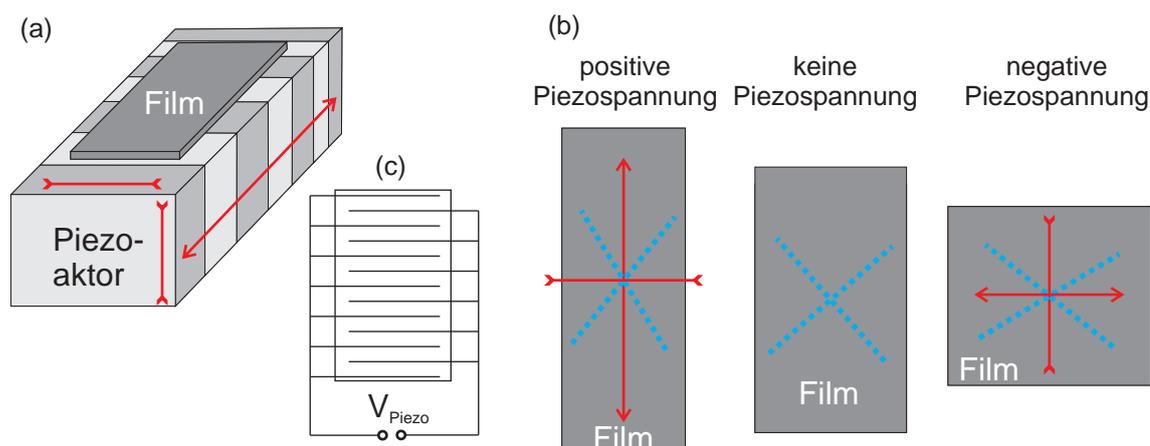
Im Jahre 1996 wurden von Ohno *et al.* [3] erste Ergebnisse veröffentlicht, die aufzeigten, dass (Ga,Mn)As-Filme ferromagnetische Eigenschaften besitzen. Bei diesen (Ga,Mn)As-Filmen handelt es sich um GaAs, das mit Mn dotiert wird. Dabei sind die üblichen Dotierungsanteile von Mangan im Prozentbereich, typischerweise von 3% bis 5%. Diese hohen Dotierungsanteile sind für normale Dotierprozesse in der Halbleitertechnik untypisch, jedoch notwendig, um den Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As zu induzieren. Durch die Dotierung mit Mangan werden einerseits lokalisierte magnetische Momente (durch die halbgefüllte Mangan 3d Schale) andererseits Löcher (da Mangan auf dem Ga Gitterplatz in GaAs ein Akzeptor ist) in GaAs eingebracht. Über den dem Ferromagnetismus zugrunde liegenden Austauschmechanismus wurde in den folgenden Jahren stark diskutiert. Von den vorgeschlagenen Modellen ist das von Dietl *et al.* [32] verwendete, dem Zener-Austausch ähnliche Modell am erfolgreichsten in der Beschreibung der ferroma-

netischen Phänomene in (Ga,Mn)As.

In diesem Modell wird die ferromagnetische Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten der Mn Atome über die schwach lokalisierten Löcher vermittelt. Um die Eigenschaften der Löcher zu beschreiben, müssen Band-Struktur Effekte wie zum Beispiel die Spin-Bahn-Kopplung im Modell berücksichtigt werden. Dies gelang Dietl *et al.* durch Verwendung eines  $k \cdot p$ -Ansatzes in einem Zener Austauschmodell [32]. Dieses Modell sagt eine starke Abhängigkeit der Curie-Temperatur, der Magnetisierung und der magnetischen Anisotropiefelder von der Löcherkonzentration vorher. Durch die große Spin-Bahn-Kopplung in (Ga,Mn)As hängen die magnetischen Eigenschaften dieses ferromagnetischen Halbleiters empfindlich von Verspannungen in der Kristallstruktur ab. Auch diese Abhängigkeit wurde mit dem von Dietl *et al.* erstellten Modell beschrieben. Die so erzielten Ergebnisse decken sich sehr gut mit den experimentellen Beobachtungen. So liegt für kompressiv verspannte (Ga,Mn)As-Filme bei typischen Lochkonzentrationen die leichte Achse in der Filmebene, während sie für tensile Verspannungen senkrecht zu der Ebene orientiert ist [33]. Damit hängen wichtige magnetische Eigenschaften der Filme von der Verspannung ab. Experimentell wurden diverse Versuche unternommen, unterschiedlich verspannte (Ga,Mn)As-Filme herzustellen [34, 35]. Die gängige Methode ist dabei, statt eines GaAs-Buffers eine  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Zwischenschicht auf das GaAs-Substrat zu wachsen. Da die Gitterkonstante von InGaAs größer als die von GaAs ist, lässt sich damit die Gitterkonstante durch Anpassen der Indiumkonzentration einstellen. Somit ist es möglich sowohl kompressive Verspannung (GaAs-Buffer) als auch tensile Verspannung ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Buffer) zu verwirklichen. Ein Problem dieser Art der Verspannungskontrolle ist jedoch, dass es nicht möglich ist, ein und denselben (Ga,Mn)As-Film in-situ bei verschiedenen Verspannungen zu vergleichen, sondern dass jeweils ein neuer Film hergestellt werden muss. Damit ist schwierig zu gewährleisten, dass sich die Filme nur in ihrer Verspannung unterscheiden, bzw. dass beobachtete Effekte nur wegen der unterschiedlichen Verspannung auftreten. In dieser Arbeit wurde ein anderer Weg eingeschlagen, der im nun folgenden Abschnitt näher erklärt wird.

### 3.1.1 Kontrollierbare Verspannung durch Verspannungs-Transfer

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit verfolgte Idee für die freie Kontrolle der Verspannung eines ferromagnetischen Dünnsfilms ist einfach: Zur gezielten Variation der Verspannung wird ein Piezoaktor verwendet, auf den der ferromagnetische Film geklebt wird, wie in Abbildung 3.1(a) dargestellt. Durch das Kleben sind der Film und der Piezoaktor fest miteinander verbunden. Die Verzerrung des Piezoaktors wird dabei über den Kleber auf den Film übertragen. Auf den Film kann somit eine Verzerrung übertragen werden, die sich durch Variieren der Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  im Bereich der maximalen Piezoausdehnung und -stauchung einstellen lässt. Im folgenden werden die einzelnen Schritte, die zur Erstellung einer Probe nötig sind, erläutert.



**Abbildung 3.1:** (a) Schemazeichnung der Probenmontage auf einen Piezoaktor, die roten Pfeile kennzeichnen die Hauptausdehnungsrichtung, und die Stauchung des Stacks in die anderen Richtungen für  $V_{Piezo} > 0$  V. (b) Schematische Veränderung des Films unter Verspannung in stark überzeichneter Weise. Die blaue, gestrichelte Linie stellt die Lage der leichten Achsen für die unterschiedlichen Verzerrungen dar. Wie man sieht ändert sich durch induzieren einer Verspannung die Lage der leichten Achsen. (c) Schematischer Aufbau eines Piezoaktors, bestehend aus mehreren aktiven Piezoschichten.

## Probenwachstum

Die in dieser Arbeit verwendeten (Ga,Mn)As-Dünnsfilme wurden durch Molekularstrahl-Epitaxie an der Universität Ulm hergestellt [36]. Während der Diplomarbeit wurden mehrere Proben untersucht. Alle zeigten ähnliche experimentelle Ergebnisse, daher werden im folgenden nur Ergebnisse der Probe B636c diskutiert. Zusätzlich war es nur bei dieser Probe möglich, alle geplanten Messungen durchzuführen. Alle übrigen Proben wurden leider durch Risse nach erfolgreichen Messungen unbrauchbar. Die Probe B636c eignet sich deshalb am besten um die experimentellen Ergebnisse vorzustellen. Diese Probe hat eine Filmdicke von 30nm und eine nominelle Mn-Konzentration von 4.5%, der Film ist (001)-orientiert und auf GaAs gewachsen.

## Proben Prozessierung

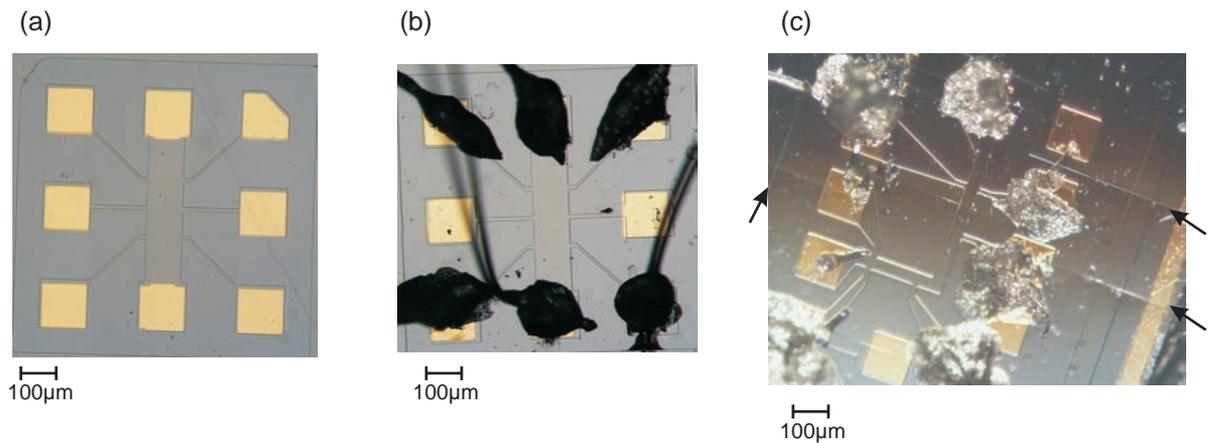
Die für die Magnetotransportmessungen notwendigen Hallbars wurden mit Hilfe von optischen Lithographieverfahren und nass-chemischen Ätzverfahren aus den vorbereiteten Filmen gefertigt. Die für die optische Lithographie benötigten Masken wurden selbst hergestellt. Dazu wurde eine vorher ausgedruckte Zeichnung der Hallbar Geometrie auf einen Diafilm abphotographiert, der Diafilm entsprechend entwickelt und gerahmt<sup>1</sup>. Die Proben mit typischen Abmessungen von 3.5 mm×5 mm, wurden zur Vorbereitung für den op-

<sup>1</sup>1mm in der Zeichnung entspricht 1 $\mu$ m auf der Probe, maximales Belichtungsfeld auf der Probe 1600 × 1600  $\mu$ m<sup>2</sup>

tischen Lithographieprozess gründlich in Aceton und Isopropanol gereinigt. Dann erfolgte eine 45 Sekunden lange Rotationsbeschichtung bei 10 000 Umdrehungen pro Minute mit dem AZ 52 14i Lack. Zum Aushärten des Lacks wurde die Probe auf einer Heizplatte bei 110°C 70 Sekunden lang aufgeheizt. Im Anschluss daran erfolgte mittels optischer Abbildung der Lithographieschritt, wobei die Hallbar-Struktur vom Dia auf die Probenfläche verkleinert projiziert wurde. Nachdem die Probe für 40 Sekunden mit UV-Licht belichtet wurde, wurde der Lack mit dem AZ Developer für 25 Sekunden entwickelt und anschließend der Entwickler durch Schwenken in destilliertem Wasser entfernt. Beim Entwickeln werden die belichteten Stellen des Lacks entfernt. Da (Ga,Mn)As nasschemisch geätzt wird, wurde im Anschluss die Probe erneut für 70 Sekunden auf eine Heizplatte bei 110°C gelegt, um den Lack weiter aushärten zu lassen und damit widerstandsfähiger zu machen. Nach dieser Vorbereitung folgte der Ätzschritt, bei dem die Probe in einer Mischung von Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und destilliertem Wasser im Verhältnis 1:1:18 geätzt wurde. Die Ätzdauer richtet sich nach der Filmdicke, die typische Ätzrate beträgt bei dieser Mischung 1.8 nm pro Sekunde. Die Äztiefe wurde mit einem Profilmeter der Firma Dektak bestimmt und beträgt für die Probe B636c 50 nm. Nach dem Ätzen wurde durch Aceton der Lack von der Probe entfernt. Zur besseren elektronischen Kontaktierung erfolgte im nächsten Schritt die Metallisierung. Dabei wurde nochmals die Probe nochmals belackt und dann im gleichen lithographischen Verfahren, mittels einer entsprechenden Maske, Kontaktpads im Lack definiert und entwickelt. Die Metallisierung erfolgte in einem Metallverdampfer. Zuerst wurde eine 4 nm dünne Ti-Schicht (Diffusionsbarriere) aufgebracht und darüber eine 40 nm dünne Goldschicht. Zur Entfernung des Lacks und der Metallreste wurde die Probe in einem Lift-off-Prozess in Aceton gelegt und durch Schwenken vom Lack befreit. Dabei bleibt die Metallisierung nur an den vorher mittels optischer Lithographie definierten Stellen stehen. Die mit dieser Methode hergestellten Kontakte verhielten sich bis über die verwendeten Stromstärken hinaus ohmsch. In Abbildung 3.2 (a) ist ein Lichtmikroskopbild der Probe B636c nach diesen Vorgängen zu sehen. Nach dem Strukturieren der Hallbar wurde das GaAs-Substrat auf 90  $\mu\text{m}$  Dicke abgeschliffen. Dazu wurden die Proben mit Heißwachs mit der Filmseite auf einen Stempel geklebt und durch Nassschleifen<sup>2</sup> gedünnt. Dies ist notwendig, da das normalerweise 500  $\mu\text{m}$  dicke Substrat, durch das die Verzerrung vom Piezoaktor auf den Film übertragen werden muss, die Ausdehnung des Films stark reduziert. Durch das Dünnen des Substrates wird der Übertrag der Verspannung des Piezoaktors auf den dünnen (Ga,Mn)As-Film maximiert. Nach dem Dünnen verblieben die Proben zur leichteren weiteren Behandlung weiter auf dem Stempel.

---

<sup>2</sup>Zum Schleifen wurde SiC Schleifpapier der Firma Struers mit einer 1200er Körnung verwendet (FEPA P#1200)



**Abbildung 3.2:** (a) Lichtmikroskopbild der Probe B636c nach Ätz- und Metallisierungsvorgang, (b) fertig montierte Probe B636c, die dunklen Flecken sind Bonddrähte und Leitsilberflecken (c) Probe B467 P5 nach einmaligem Abkühlen auf 5K. Die Pfeile kennzeichnen Risse, die durch thermische Verspannung aufgetreten sind und diese Probe unbrauchbar machen

## Piezoaktor

In den Versuchen wurden Piezoaktoren<sup>3</sup> der Firma Piezomechanik verwendet. Als aktives Piezomaterial befindet sich in den Piezoaktoren PZT<sup>4</sup>, welches sich durch Anlegen eines elektrischen Feldes je nach Richtung des elektrischen Feldes entlang der Feldrichtung ausdehnt oder zusammenzieht. Dabei wird ein Piezoaktor aus mehreren Schichten PZT mit jeweils einer isolierenden Glasschicht dazwischen aufgebaut. Zwischen den einzelnen PZT-Schichten befinden sich Elektroden, die es ermöglichen alle Schichten gleichzeitig anzusprechen. In der Schemazeichnung in Abbildung 3.1 (c) kann man dies erkennen. Der Piezoaktor besteht im Prinzip aus einer Parallelschaltung von Kondensatoren, wobei der Raum zwischen den Kondensatorplatten jeweils mit PZT-Material gefüllt ist. Zum Schutz vor mechanischen Einflüssen auf die Keramiksichten werden die Piezoaktoren mit einem Polymerüberzug versehen. (Nähere Details siehe [37])

Die eingesetzten Piezoaktoren zeichnen sich durch einen besonders großen Piezohub von  $\epsilon = 1.3 \times 10^{-3}$  im Spannungsbereich von -30 V bis +150 V entlang der Hauptausdehnungsrichtung aus. Damit lässt sich die Verspannung in einem weiten Bereich verändern. Zusätzlich sind diese Piezostacks in einer Tieftemeroption lieferbar, dabei wird eine verbesserte Epoxybeschichtung als bei der Standardausführung verwendet. Die Eignung für tiefe Temperaturen ist dringend notwendig, da die verwendeten (Ga,Mn)As-Filme nur bei  $T < 70$  K, ferromagnetische Eigenschaften besitzen. Der Piezostack ist 5 mm lang und 3 mm breit bei einer Dicke von 2 mm. Durch die in den Film induzierte Verspannung erwartet man einen zusätzlichen uniaxialen Anteil in der magnetischen Anisotropie (ver-

<sup>3</sup>Genaue Bezeichnung: PSt 150/2×3/5 mit Option a (Tieftemperatur Beschichtung)

<sup>4</sup>Blei Zirkonium Titanat

gleiche 2.1.2), der die Lage der leichten Achsen verändern wird. Dies ist in Abbildung 3.1(b) für die einzelnen Verzerrungszustände schematisch dargestellt.

### Kleben der Probe auf Piezoaktor

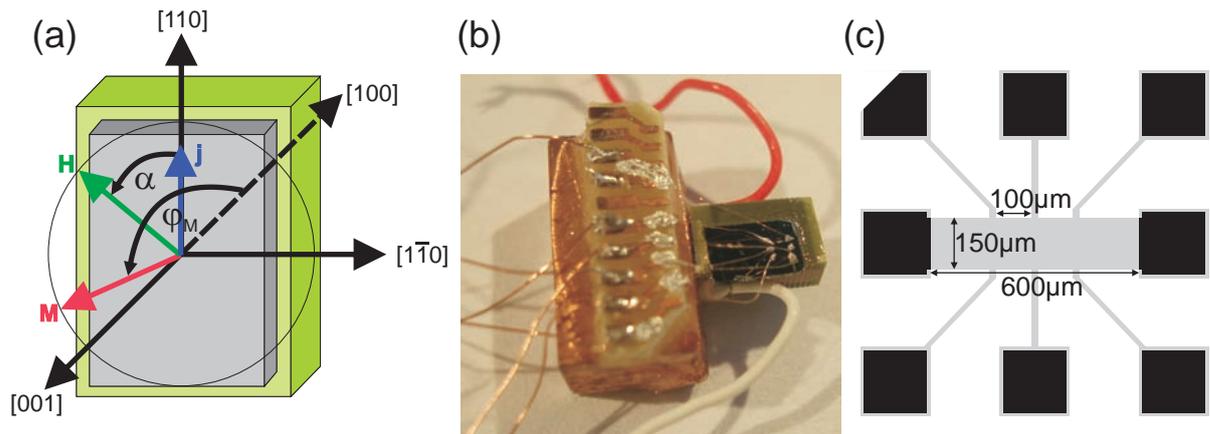
Die Proben wurden nach dem Dünnen unter Verwendung des Klebers M-Bond 600 der Firma Vishay auf den Piezoaktor geklebt, wobei die Hauptausdehnungsrichtung des Piezos parallel zur [110] GaAs Kristallrichtung gewählt wurde. Der verwendete Kleber zeichnet sich durch besonders gute elastische Eigenschaften aus, er ermöglicht ein annähernd vollständiges Übertragen der Verzerrung vom Piezoaktor auf die aufgeklebte Probe. Zur Aushärtung des Klebers wurden die Proben für 2 Stunden bei 120°C in einen Ofen gelegt. Durch die verringerte Dicke der Proben sind diese noch anfälliger für Risse, d.h. für ein selbstständiges Spalten des GaAs-Kristalls verursacht durch starke thermische Verspannungen, die durch die unterschiedlichen Temperatúrausdehnungskoeffizienten von Piezostack und (Ga,Mn)As-Probe erzeugt werden. Diese Tatsache zeigt die Aufnahme in Abbildung 3.2 (c), hier erkennt man klare Risse auf der Filmoberfläche, nachdem die Probe auf 5 K abgekühlt und wieder auf Raumtemperatur aufgewärmt wurde. Um schon im Vorfeld solche Rissbildung und damit defekte Proben auszuschließen, wurden die Proben nach dem Klebevorgang mehrmals in flüssigem Stickstoff abgekühlt und wieder auf Raumtemperatur erwärmt. Zusätzlich waren auf einem Piezostack nicht nur eine Hallbar, sondern jeweils 2 oder 3 kontaktiert, um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, trotz eventuell entstehender Risse eine Hallbar im Magnetotransport vermessen zu können. Nach diesem Stickstoff-Testzyklus wurden die funktionsfähigen Proben mit einem Aluminium-Wedge Bonder kontaktiert und die Bonds zusätzlich durch Leitsilber verstärkt und anschließend für die Montage im Magnetkryostaten vorbereitet.

Abbildung 3.2 (b) zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme der Probe B636c nach dem Aufkleben auf den Piezostack und dem Kontaktieren mittels Bonddrähten.

Das Bild in Abbildung 3.3 (b) zeigt die Probe B636c in einbaufertigem Zustand. In Bild 3.3(c) ist eine schematische Darstellung der verwendeten Hallbar zu finden. Die Definition der im folgenden verwendeten Winkelbezeichnungen ist in Abb. 3.3 (a) gegeben. Hier werden der Winkel  $\alpha$  zwischen der [110] (Ga,Mn)As Kristallrichtung und dem externem Magnetfeld  $\mathbf{H}$  und der Winkel  $\varphi_M$  zwischen [100]-Richtung und der Magnetisierung dargestellt, wobei  $\mathbf{H}$  und  $\mathbf{M}$  in der Filmebene liegen.

## 3.2 Magnetotransportmessungen

Eine qualitative Bestimmung der magnetischen Anisotropie-Eigenschaften aus Magnetotransportmessungen ist anhand von Messungen von  $R(H)$ -Kurven für unterschiedliche Orientierungen von  $H$  bezüglich der Probe möglich. Das externe Magnetfeld  $H$  liegt bei diesen Messungen in der Probenebene. Wie schon im Kapitel 2.4 erwähnt, lassen sich aus



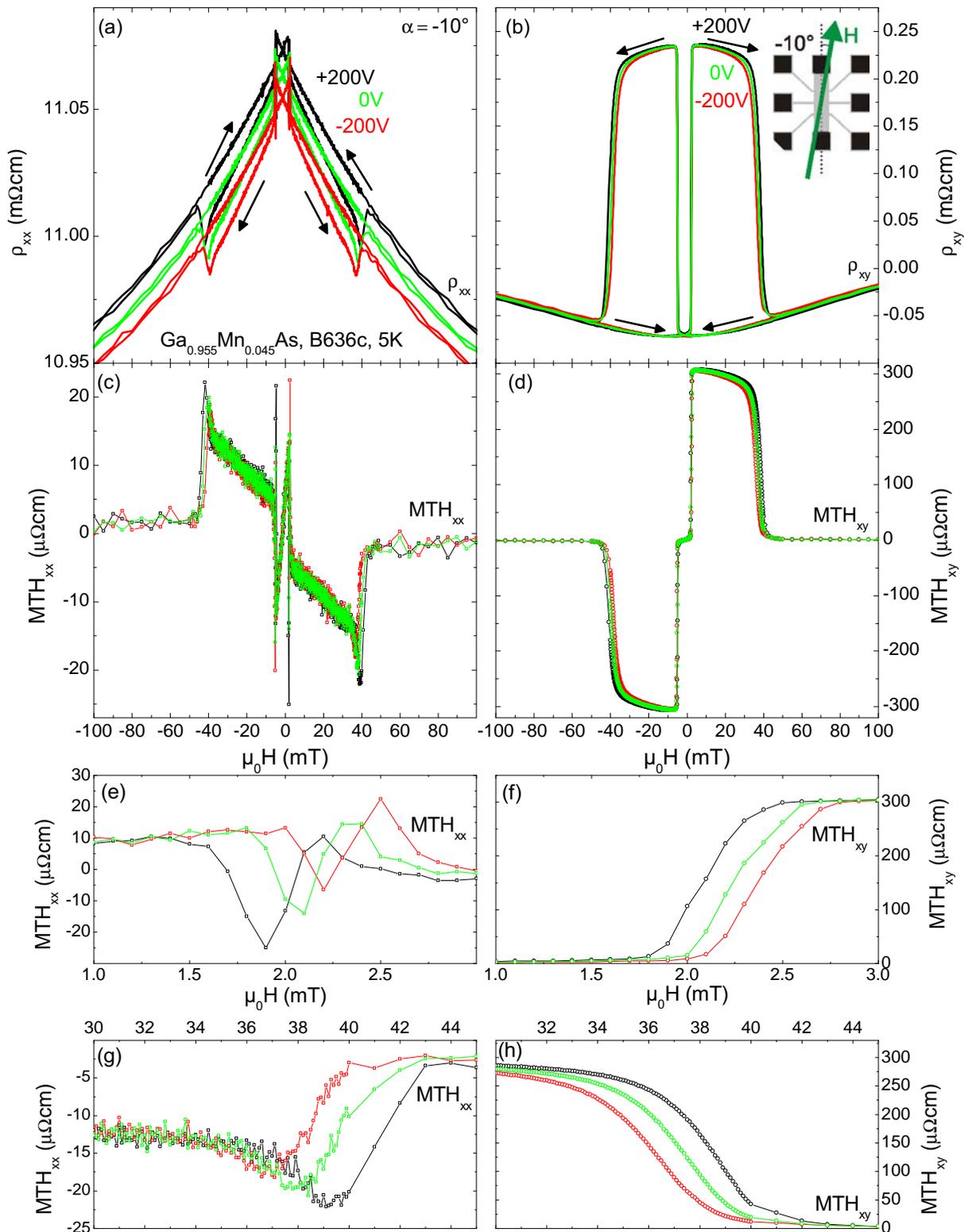
**Abbildung 3.3:** (a) Schematische Darstellung der Piezoaktor/Hallbar-Proben mit Definition der verwendeten Winkel (b) Probe B636c vor Einbau in Drehprobenstab (c) Schemazeichnung der Hallbar mit verwendeten Abmessungen.

dem abrupten Schalten des Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstands  $\rho_{xy}$  Schaltfelder  $\mu_0 H_{c1}$  und  $\mu_0 H_{c2}$  bestimmen. Aus den bestimmten Schaltfeldern für unterschiedliche Winkelorientierungen lassen sich Rückschlüsse auf die magnetische Anisotropie ziehen[38], [39]. Im Folgenden soll nun untersucht werden, ob und wie die verschiedenen Piezospannungen und die damit induzierte kristalline Verzerrung die magnetische Anisotropie von (Ga,Mn)As beeinflussen.

### 3.2.1 Messungen bei 5K

Wie in Abschnitt 2.4 bereits diskutiert, erwartet man durch die zusätzliche, durch die Piezoverspannung hervorgerufene, uniaxiale Anisotropie eine Änderung in den Schaltfeldern des Longitudinal- und Transversalwiderstands. Abbildung 3.4(a) zeigt den aus Magnetotransportmessungen bestimmten Längswiderstand in Abhängigkeit vom externen, in der Filmebene orientierten Magnetfeld für die Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  (schwarze Linie),  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  (grüne Linie) und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  (rote Linie). Der angegebene Winkel  $\alpha = -10^\circ$  entspricht einer Orientierung, bei der das Magnetfeld in der Filmebene einen Winkel von  $10^\circ$  im Uhrzeigersinn mit der [110]-Achse des aufgeklebten (Ga,Mn)As-Films aufweist. Der Strom entlang der [110]-Richtung betrug  $200 \mu\text{A}$ <sup>5</sup>. Wie man deutlich sehen kann, beeinflusst die Piezospannung bei konstantem hohem Magnetfeld den Längswiderstand:  $\rho_{xx}^{+200 \text{ V}}(\mu_0 H = 100 \text{ mT}) = 10.963 \text{ m}\Omega\text{cm} > \rho_{xx}^{0 \text{ V}}(\mu_0 H = 100 \text{ mT}) = 10.956 \text{ m}\Omega\text{cm} > \rho_{xx}^{-200 \text{ V}}(\mu_0 H = 100 \text{ mT}) = 10.946 \text{ m}\Omega\text{cm}$ . Diese Beobachtung lässt sich vereinfacht durch die Veränderung der geometrischen Abmessungen der Hallbar

<sup>5</sup>Die Spannung, die für das Treiben dieses Stromes nötig war, betrug bei 5K typischerweise 2.7 V, dies entspricht damit einem 2-Punkt-Widerstand von 13.5 k $\Omega$ . Der entsprechende 4-Punkt-Widerstand ist 5.8 k $\Omega$



**Abbildung 3.4:** (a) Spezifischer Längswiderstand  $\rho_{xx}$ , (b) spezifischer Querwiderstand  $\rho_{xy}$  in Abhängigkeit des externen Magnetfelds (Up- und Downsweep) bei einem Winkel  $\alpha = -10^\circ$  zwischen dem externen Magnetfeld in der Filmebene und der Stromrichtung für verschiedene Piezospannungen:  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  (schwarz),  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  (grün) und  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  (rot). (c) Magnetotransporthysteresekurven  $MTH_{xx}$  und (d)  $MTH_{xy}$ . (e) und (g) zeigen Vergrößerungen des Graphen aus Abbildung (c), (f) und (h) Vergrößerungen der Abbildung (d).

durch die Verzerrung durch den Piezoaktor erklären. Für den experimentell bestimmten spezifischen Widerstand gilt:

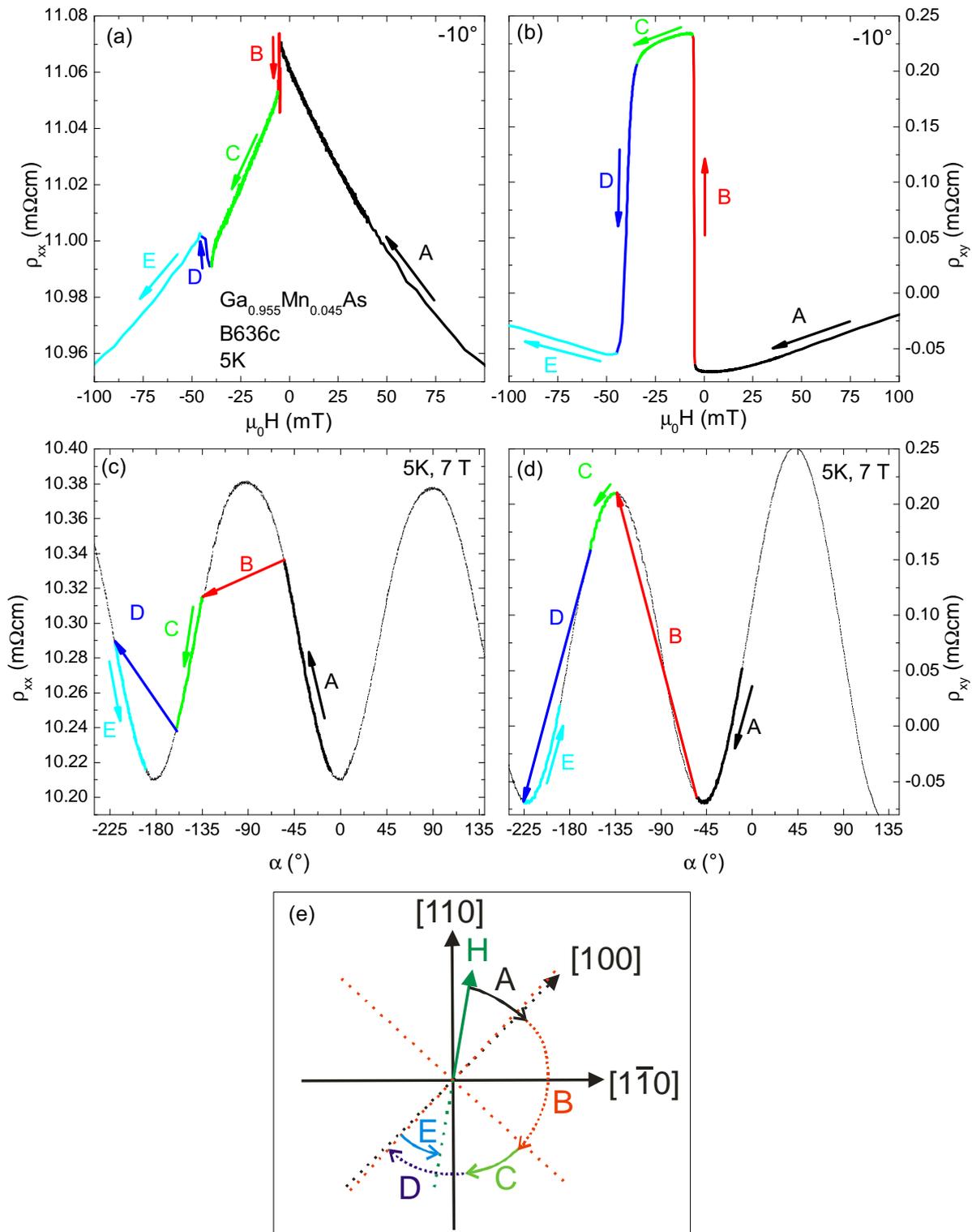
$$\rho_{xx} = \frac{R_{xx} \cdot bd}{l} \quad (3.1)$$

Die Veränderung der geometrischen Abmessungen wurde jedoch nicht bei der Bestimmung von  $\rho_{xx}$  berücksichtigt, sondern für alle Piezospansungen  $V_{Piezo}$  die gleichen Größen verwendet. So wird der Film beispielsweise für  $V_{Piezo} = +200\text{ V}$  entlang der Hauptausdehnungsrichtung, die parallel zur Stromrichtung ist, elongiert. Dadurch nimmt  $l$  zu und sowohl  $b$  als auch  $d$  ab. Dies erklärt unter der Annahme eines konstanten spezifischen Widerstandes den gemessenen Anstieg von  $R_{xx}$ . Umgekehrt führt eine negative Piezospansung zum beobachteten Widerstandsabfall. Diese unterschiedlichen Widerstandswerte bei konstantem hohem Feld weisen folglich bereits darauf hin, dass sich der (Ga,Mn)As-Film durch den Piezoaktor verzerren lässt.

In Abbildung 3.4(b) ist der simultan zu  $\rho_{xx}$  gemessene Querwiderstand dargestellt, die unterschiedlichen Farben der Linien entsprechen wieder den verschiedenen Piezospansungen. Hier kann man zunächst bei hohen konstanten Magnetfeldern kaum Unterschiede im Widerstandswert erkennen. Dies liegt daran, dass der gemessene Widerstand nun nicht entlang der Hauptausdehnung gemessen wird sondern senkrecht dazu.

Betrachtet man nun für kleinere Felder das Auftreten der Sprünge im Widerstandssignal von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$ , so kann man in Abbildung 3.4 erkennen, dass für die Messungen von großen negativen zu großen positiven externen Magnetfeldern (Upsweep) und für die Messungen von großen positiven zu großen negativen Magnetfeldern (Downsweep) jeweils zwei Sprünge auftreten. Dieses Verhalten wird für einen ferromagnetischen Film mit dominant kubischer Anisotropie erwartet (siehe Kapitel 2.4), da der Film zwei magnetisch leichte Achsen besitzt. Die Magnetisierung wird also durch zwei ca.  $90^\circ$ -Sprünge schrittweise umklappen. Da der Winkel zwischen Magnetisierung des Films und der Stromrichtung sowohl  $\rho_{xx}$  als auch  $\rho_{xy}$  stark beeinflusst (siehe Gleichungen (2.29)), sieht man nun 2 Sprünge im Longitudinal- und Transversalwiderstand.

Zum besseren Verständnis der beiden im Up- und im Downsweep beobachteten Sprünge dient Abbildung 3.5. In 3.5(a) ist der Verlauf des Längswiderstands  $\rho_{xx}$  für den Downsweep (von großen positiven Feldern zu großen negativen Feldern) für  $V_{Piezo} = 0\text{ V}$  dargestellt, in Abbildung 3.5(b) der gleichzeitig gemessene Querwiderstand  $\rho_{xy}$ . In Abbildung 3.5(c) ist der Längs- und in Abbildung 3.5(d) der Querwiderstand für ein hohes Magnetfeld  $\mu_0 H = +7\text{ T}$  in Abhängigkeit von der Feldorientierung mit dem Winkel  $\alpha$  zur  $[110]$ -Achse dargestellt. Die Messpunkte für  $\alpha < -140^\circ$  sind dem Kurvenverlauf entsprechende, verschobene Datenpunkte, da bedingt durch den Messaufbau nur Drehungen in einem Winkelbereich von  $-140^\circ \leq \alpha \leq 140^\circ$  möglich waren. Bei einem extremen Magnetfeld von 7 T wird die Orientierung der Magnetisierung mit der Richtung des externen Magnetfeldes übereinstimmen. Somit erhält man aus den Messungen in den Abbildungen 3.5(c) und (d) den relativen Verlauf des Widerstandes für eine Drehung der Magnetisierung in der Ebene. Auf Grund des negativen Magnetwiderstands weichen die



**Abbildung 3.5:** (a) Längs- und (b) Querwiderstand für den Downsweep der  $R(H)$ -Messungen bei  $\alpha = -10^\circ$  zeigen die charakteristischen zwei Sprünge, sowohl in  $\rho_{xx}$  als auch in  $\rho_{xy}$ . Ergebnisse der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei  $\mu_0 H = +7$  T für Longitudinal- (c) und Transversalwiderstand (d) geben Aufschluss über den Verlauf des Widerstandes für Rotationen der Magnetisierungsrichtung im Winkel  $\alpha$ . In Abbildung (e) sind die einzelnen Schritte der Änderung der Magnetisierungsrichtung durch Pfeile dargestellt. Dabei stehen durchgezogene Pfeile für kohärente Rotationen und gestrichelte Pfeile für abrupte Sprünge. Die einzelnen Schritte A, B, C, D, E sind in den Abbildungen (a), (b), (c) und (d) entsprechend farblich gekennzeichnet.

Absolutwerte von  $\rho_{xx}(7\text{ T})$  und  $\rho_{xy}(7\text{ T})$  von denen bei kleineren Magnetfeldern ab. Der qualitative Verlauf, wie zum Beispiel das Maximum in  $\rho_{xx}$  für  $\alpha = 90^\circ$ , wird allerdings richtig wiedergegeben.

Anhand von Abbildung 3.5(e) wird für die  $R(H)$ -Messung bei  $\alpha = -10^\circ$  der erwartete Verlauf der Magnetisierungsumkehr für den Downsweep veranschaulicht. Für große positive Magnetfelder wird die Magnetisierung parallel zur Feldrichtung ausgerichtet sein, also einen Winkel von  $-10^\circ$  mit der Stromrichtung einschließen. Von diesem Ausgangspunkt aus wird sich die Magnetisierung mit abnehmenden Feld in Richtung der leichten Achse [100] und daraufhin etwas über diese leichte Achse hinaus drehen. Die Magnetisierung vollführt dabei eine Rotation von  $-10^\circ$  nach ca.  $-50^\circ$ . Diese Drehung ist in Abbildung 3.5(e) mit Schritt A gekennzeichnet. Vergleicht man diese Drehung von  $\alpha = -10^\circ$  nach  $\alpha = -50^\circ$  mit den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei  $\mu_0 H = +7\text{ T}$  [Abbildungen 3.5(c) und (d)] so erkennt man, dass sich der Longitudinalwiderstand kontinuierlich im Bereich von  $\alpha = -10^\circ$  nach  $\alpha = -50^\circ$  erhöht. Ein Vergleich mit der  $R(H)$ -Messung [3.5(a)] zeigt, dass eben dieser erwartete Anstieg von  $\rho_{xx}(H)$  von großen positiven Feldern bis zu ca.  $\mu_0 H = -2\text{ mT}$  in der Tat gemessen wird. In diesem Feldbereich dreht sich also die Magnetisierung kontinuierlich von der Feldorientierung  $\alpha = -10^\circ$  in die Richtung der nächsten leichten Achse, die ungefähr bei  $\alpha = -45^\circ$  liegt und dann noch weiter über diese hinaus. Auch für den Querswiderstand lässt sich diese Beobachtung machen: Abbildung 3.5(d) zeigt an, dass für eine Drehung der Magnetisierung von  $\alpha = -10^\circ$  nach  $\alpha = -50^\circ$  zuerst eine Verkleinerung von  $\rho_{xy}$  bis  $\alpha = -45^\circ$  (und dann eine langsame Erhöhung ab  $\alpha = -45^\circ$  bis  $\alpha = -50^\circ$ ) zu erwarten ist. Vergleicht man dies mit Abbildung 3.5(b) so kann man auch hier erkennen, dass der Widerstand  $\rho_{xy}(H)$  von großen positiven Magnetfeldern bis ca.  $\mu_0 H = 0\text{ mT}$  monoton ab- (und dann von  $\mu_0 H = 0\text{ mT}$  bis  $\mu_0 H = -2\text{ mT}$  leicht zu-)nimmt.

Wird nun das Magnetfeld weiter verkleinert, so wird die Magnetisierung von der leichten Achse in [100]-Richtung ca. in die Nähe der leichten Achse in  $[0\bar{1}0]$ -Richtung ( $\alpha = -135^\circ$ ) springen ( $\leq$  ca.  $90^\circ$  Sprung). Dies ist in Abbildung 3.5(e) durch den Schritt B dargestellt. Aus der Abbildung 3.5(c) und (d) erwartet man für dieses erste Schalten der Magnetisierung bei  $\mu_0 H_{c1} \approx -4.7\text{ mT}$  einen kleinen Sprung in  $\rho_{xx}$  und einen großen Sprung in  $\rho_{xy}$ . Dieses Verhalten wird in 3.5(a),(b) in der Tat beobachtet:  $\rho_{xx}$  springt bei  $-4.8\text{ mT}$  von  $\rho_{xx} = 11.074\text{ m}\Omega\text{cm}$  auf  $\rho_{xx} = 11.053\text{ m}\Omega\text{cm}$  um  $\approx 0.021\text{ m}\Omega\text{cm}$ , während  $\rho_{xy}$  bei  $-4.7\text{ mT}$  von  $\rho_{xy} = -0.066\text{ m}\Omega\text{cm}$  auf  $\rho_{xy} = 0.232\text{ m}\Omega\text{cm}$  um  $\approx 0.30\text{ m}\Omega\text{cm}$  schaltet. Damit ist die Änderung in  $\rho_{xy}$  in Übereinstimmung mit der Erwartung um einen Faktor 15 größer.

Für noch kleinere, negative Magnetfelder wird die Magnetisierung eine kontinuierliche Drehung aus der leichten Achse bei  $\alpha = -135^\circ$  heraus in Richtung kleinerer Winkel bis ungefähr  $\alpha = -145^\circ$  durchführen, wie in Abbildung 3.5(e) in Schritt C dargestellt. Ein Vergleich mit den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei  $\mu_0 H = +7\text{ T}$  für den Längswiderstand in Abbildung 3.5(c) ergibt eine kontinuierliche Abnahme des Widerstandes. Eben dieser Verlauf lässt sich in Abbildung 3.5(a) für den Längswiderstand

von  $\mu_0 H = -5.6$  mT bis  $\mu_0 H = -41.0$  mT finden. Der Widerstand nimmt dort monoton ab. Für den Transversalwiderstand erwartet man nach Abbildung 3.5(d) eine geringfügige Verringerung des Widerstandes für eine Drehung von  $\alpha = -135^\circ$  auf  $\alpha = -145^\circ$ . Auch hier zeigt der Vergleich mit der  $R(H)$ -Messung in Abbildung 3.5(b) eine gute Übereinstimmung: Für  $\mu_0 H = -5.6$  mT bis ungefähr  $\mu_0 H = -38.0$  mT nimmt der Querwiderstand geringfügig ab, wie man es aus den Messungen in Abbildung 3.5(d) erwartet.

Bei einer weiteren Verkleinerung des Feldes kommt es zum zweiten Schalten der Magnetisierung um ca.  $90^\circ$ , wie in Abb. 3.5(e) in Schritt D dargestellt. Die Magnetisierung wird von ungefähr  $\alpha \approx -145^\circ$  auf einen Winkel  $\alpha \approx -230^\circ$  nahe der nächsten leichten Achse in  $[\bar{1}00]$ -Richtung springen. Aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen in Abbildung 3.5(c) und (d) erwartet man einen kleinen Sprung in  $\rho_{xx}$  und einen großen Sprung in  $\rho_{xy}$ . Die  $R(H)$ -Messungen in Abbildung 3.5(a) und (b) bestätigen diese Annahme:  $\rho_{xx}$  springt bei  $-41$  mT von  $\rho_{xx} = 10.995$  m $\Omega$ cm auf  $\rho_{xx} = 11.002$  m $\Omega$ cm um  $\approx 0.007$  m $\Omega$ cm, während  $\rho_{xy}$  von  $\rho_{xy} = 0.152$  m $\Omega$ cm auf  $\rho_{xy} = -0.054$  m $\Omega$ cm um  $\approx 0.206$  m $\Omega$ cm schaltet. Die Änderung in  $\rho_{xy}$  ist damit um einen Faktor 20 größer als in  $\rho_{xx}$  und bestätigt damit die Erwartungen aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen.

Fährt man nun das Feld auf große negative Feldwerte, so erwartet man, dass die Magnetisierung wieder langsam in die Richtung des Feldes rotiert, sich also von  $\alpha \approx -230^\circ$  auf  $\alpha \approx -190^\circ$  ändert. Diese Rotation ist in Abbildung 3.5(e) als Schritt E dargestellt. Vergleicht man für diese Rotation die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei  $\mu_0 H = +7$  T im Längswiderstand [Abbildung 3.5(c), Schritt E], so erwartet man eine Verringerung des Widerstandes. Dies kann durch die  $R(H)$ -Messungen in Abbildung 3.5(a) im Longitudinalwiderstand  $\rho_{xx}$  bestätigt werden. Hier nimmt für dem Betrag nach immer größer werdende negative Felder der Widerstand ab, wie man aus den winkelabhängigen Messungen schon schließen konnte. Im Querwiderstand ergibt sich aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei hohen Feldern aus Abbildung 3.5(d) für eine Rotation von  $\alpha = -230^\circ$  bis  $\alpha = -190^\circ$ , dass der Transversalwiderstand zuerst leicht abnimmt, und dann größer wird. Dieses Verhalten zeigt auch der Querwiderstand für die  $R(H)$ -Messungen. Hier nimmt der Widerstand zunächst leicht ab, und dann zu. Auch hier stimmt der erwartete Verlauf der Orientierung der Magnetisierung mit den erhaltenen Messergebnissen sehr gut überein. Diese Diskussion zeigt, dass sowohl der Verlauf als auch die Sprünge in  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  sehr gut mit dem in Abbildung 3.5(e) dargestellten Modell der Magnetisierungsumkehr verstanden werden können.

Wie man sehen kann, unterscheiden sich die Feldbereiche im Längs- und Querwiderstand für Schritt C im Endbereich. Dies liegt daran, dass es sehr schwierig ist, die Stelle zu bestimmen, an der im Querwiderstand ein Sprung stattfindet, da dieser Sprung den Widerstandswert ebenso wie die kontinuierliche Drehung in Schritt C verkleinern wird.

Betrachtet man nun diese zwei abrupten Änderungen im Längswiderstand für unterschiedliche Piezospannungen beim Upsweep [Vergleiche Abbildung 3.4(a)], so fällt auf, dass das Schalten des Widerstandes in Abhängigkeit von der Piezospannung bei unterschiedlich hohen Magnetfeldern geschieht. Für das erste Schaltfeld  $\mu_0 H_{c1}$  ergibt sich:

$\mu_0 H_{c1}(+200 \text{ V}) = 2.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(0 \text{ V}) = 2.6 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(-200 \text{ V}) = 2.7 \text{ mT}$ . Beim zweiten Schaltfeld  $\mu_0 H_{c2}$  ist die Reihenfolge genau umgekehrt:  $\mu_0 H_{c2}(-200 \text{ V}) = 29.3 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(0 \text{ V}) = 31.0 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(+200 \text{ V}) = 32.9 \text{ mT}$ . Die beobachteten Unterschiede sind relativ klein, wodurch eine hohe Feldauflösung benötigt wird. Um zu zeigen, dass die beobachtete Verschiebung der Schaltfelder mit der Piezospannung nicht durch eine konstante Temperaturdrift verursacht wurde, ist die Messreihenfolge  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  gewählt worden. Da die 0 V-Linie zwischen den beiden anderen gemessenen Kurven liegt, lässt sich die Verschiebung der Schaltfelder alleine durch die Verzerrung des Piezos erklären.

Ebenso zeigen sich in  $\rho_{xy}$  unterschiedliche Schaltfelder in Abhängigkeit von der Piezospannung [vergleiche Abbildung 3.5(b)]. Für das erste Schaltfeld  $\mu_0 H_{c1}$  ergibt sich:  $\mu_0 H_{c1}(+200 \text{ V}) = 2.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(0 \text{ V}) = 2.7 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(-200 \text{ V}) = 2.8 \text{ mT}$ . und für das zweite Schaltfeld  $\mu_0 H_{c2}$  gilt:  $\mu_0 H_{c2}(-200 \text{ V}) = 29.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(0 \text{ V}) = 30.9 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(+200 \text{ V}) = 32.8 \text{ mT}$ . Die ermittelten Schaltfelder für  $\rho_{xy}$  stimmen mit denen des Längswiderstandes innerhalb einer Unsicherheit von 0.1 mT überein. Damit stimmt auch die jeweilige Reihenfolge im Längs- und Querwiderstand überein. Durch das Anlegen unterschiedlicher Piezospannungen kann man somit die Schaltfelder in (Ga,Mn)As verschieben. Wie man jedoch sehen kann, ist eine Bestimmung des zweiten Schaltfeldes aus den Widerstandskurven mit Unsicherheiten von bis zu 20 mT verbunden. Da die Sprünge im Längs- und Querwiderstand zu einem hysteresartigen Verlauf der Messkurven führen, ist es möglich, diese Eigenschaften der Messkurven deutlicher hervorzuheben, indem man als neue Größe die Magnetotransporthysterese (MTH) definiert [30]:

$$MTH_{xx}(H) = \rho_{xx}^{\text{upsweep}}(H) - \rho_{xx}^{\text{downsweep}}(H) \quad (3.2)$$

$$MTH_{xy}(H) = \rho_{xy}^{\text{upsweep}}(H) - \rho_{xy}^{\text{downsweep}}(H) \quad (3.3)$$

Hierbei wird von der gemessenen Upsweep-Kurve die Downsweep-Kurve subtrahiert. Damit werden Unterschiede deutlicher hervorgehoben, da gleiches Signal im Up- und Downsweep zu 0 wird. Die sich für  $\alpha = -10^\circ$  daraus ergebenden Graphen sind in den Abbildungen 3.4(c) für  $MTH_{xx}$  und 3.4(d) für den  $MTH_{xy}$  dargestellt. Betrachtet man beispielsweise den  $MTH_{xy}$  so sieht man, dass nur zwischen dem ersten und zweiten Schaltfeld  $2.3 \text{ mT} < |\mu_0 H| < 33 \text{ mT}$  der Wert von 0 abweicht. Nun lassen sich die Werte für die Schaltfelder leichter bestimmen. Da für den aus dem Querwiderstand gewonnene  $MTH$  die Kurven viel besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis liefern als für die  $MTH$  aus dem Längswiderstand, bietet es sich an für weitere Vergleiche der Schaltfelder den  $MTH_{xy}$  zu verwenden. Dies liegt daran, dass wie oben diskutiert die relativen Widerstandsunterschiede für die Sprünge der Magnetisierung für [110]-Stromrichtung für den Querwiderstand größer sind als für den Längswiderstand, damit ist  $MTH_{xy}$  stets größer als  $MTH_{xx}$  und damit weniger für Rauschen anfällig<sup>6</sup>. Aus den einfachen Simulationen nach Cowburn *et al.* erwartet man, dass sich die unterschiedliche Reihenfolge im ersten und zweiten

<sup>6</sup>Diese Annahme ist richtig, solange die leichten Achsen parallel zu  $\langle 100 \rangle$  sind.

Schaltfeld in Abhängigkeit von der Piezospannung für  $\alpha' = \alpha \pm 90^\circ$  umkehrt. Um diese Aussage zu untersuchen, werden in Abbildung 3.6 der Querwiderstand bei  $\alpha = -100^\circ$  (a) und  $\alpha = -10^\circ$  (b) bzw. der  $MTH_{xy}$  für  $\alpha = -100^\circ$  (c) und  $\alpha = -10^\circ$  (d) dargestellt. Beim Vergleichen der beiden Winkelorientierungen fällt zuerst auf, dass die Widerstandswerte sich beim Schalten für  $\alpha = -100^\circ$  von  $0.234 \text{ m}\Omega\text{cm}$  auf  $-0.068 \text{ m}\Omega\text{cm}$  und wieder zurück auf  $0.234 \text{ m}\Omega\text{cm}$  ändern. Dies ist genau umgekehrt für  $\alpha = -10^\circ$ . Dort läuft  $\rho_{xy}$  von  $-0.068 \text{ m}\Omega\text{cm}$  auf  $0.234 \text{ m}\Omega\text{cm}$  und zurück auf  $-0.068 \text{ m}\Omega\text{cm}$ . Daraus ergeben sich für  $MTH_{xy}$  bei den beiden Winkeln unterschiedliche Vorzeichen. Die Ursache hierfür liegt in der unterschiedlichen Feldorientierung und der damit veränderten relativen Orientierung der Magnetisierungs- zur Stromrichtung. Interessanter ist jedoch die Änderung der Schaltreihenfolge, die sich in der Abbildung 3.6 vor allem im zweiten Schalten sehr deutlich erkennen lässt. Es gilt für das erste Schaltfeld  $\mu_0 H_{c1}$ :

Für  $\alpha = -100^\circ$ :

$$\mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = -200 \text{ V}) = 6.6 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = 0 \text{ V}) = 6.7 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = +200 \text{ V}) = 6.8 \text{ mT}$$

und für  $\alpha = -10^\circ$ :

$$\mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = +200 \text{ V}) = 2.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = 0 \text{ V}) = 2.7 \text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(V_{Piezo} = -200 \text{ V}) = 2.8 \text{ mT}.$$

Ebenso findet man für das zweite Schaltfeld  $\mu_0 H_{c2}$ :

Für  $\alpha = -100^\circ$ :

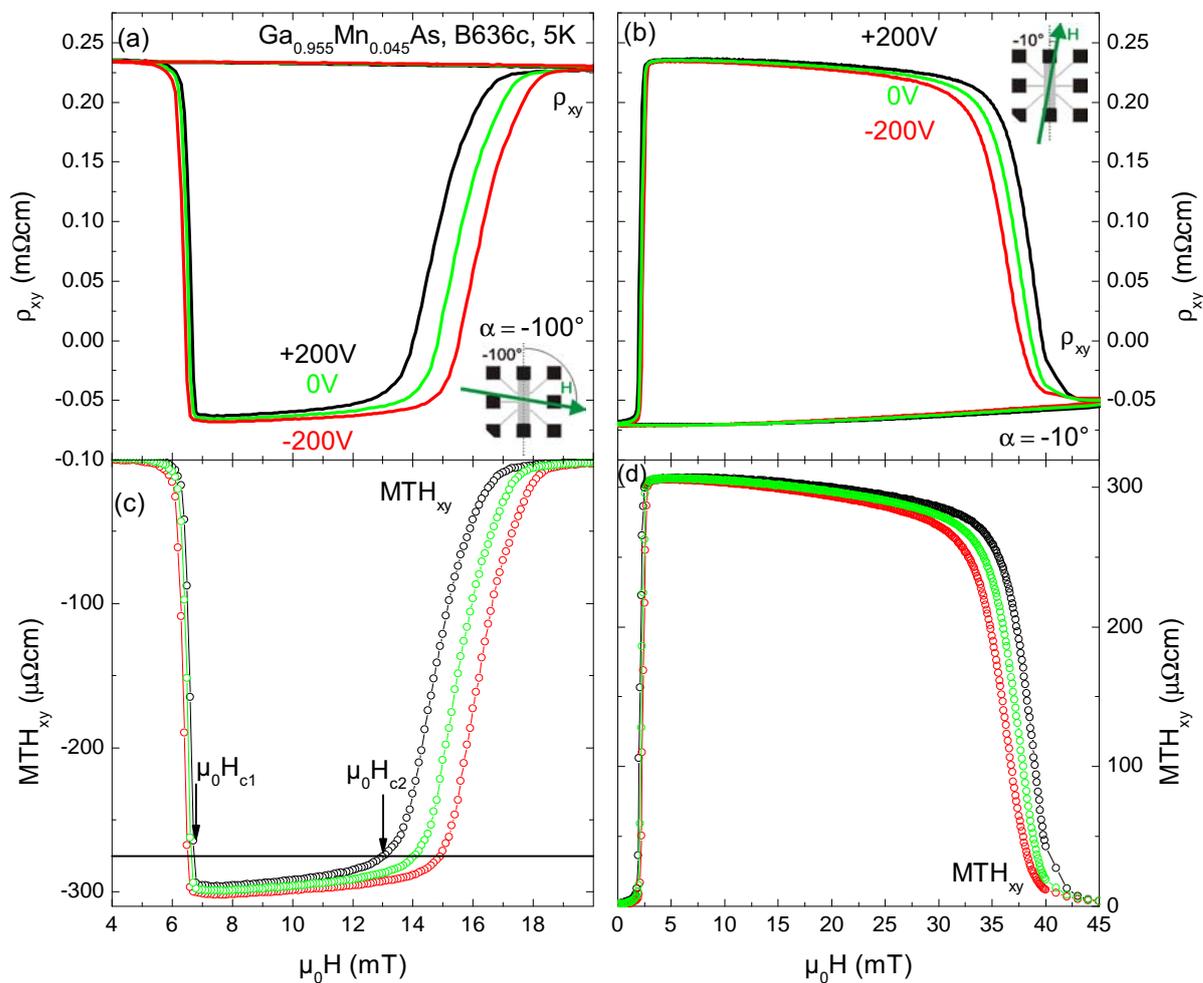
$$\mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = +200 \text{ V}) = 13.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = 0 \text{ V}) = 14.2 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = -200 \text{ V}) = 14.9 \text{ mT}$$

und für  $\alpha = -10^\circ$ :

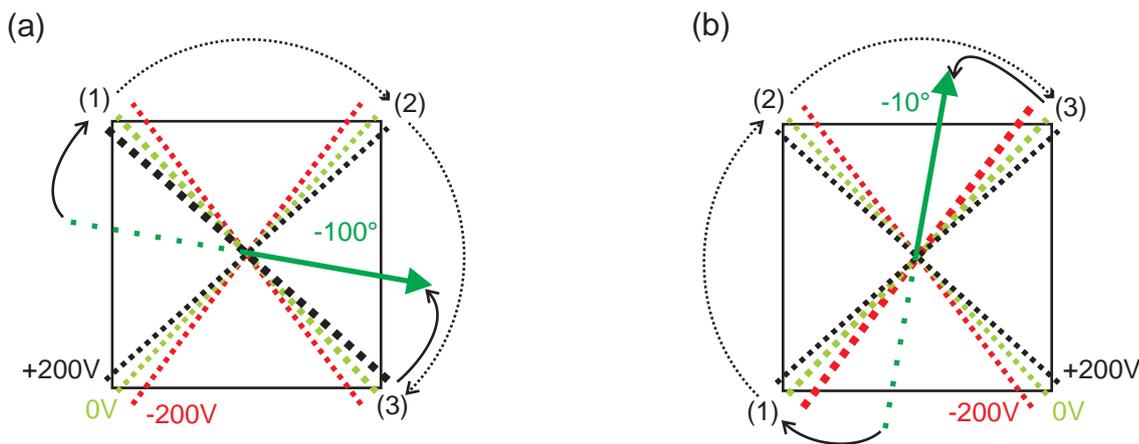
$$\mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = -200 \text{ V}) = 29.4 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = 0 \text{ V}) = 30.9 \text{ mT} < \mu_0 H_{c2}(V_{Piezo} = +200 \text{ V}) = 32.8 \text{ mT}.$$

Die Reihenfolge der Schaltfelder in Abhängigkeit von der Piezospannung hat sich im Vergleich zwischen diesen beiden Winkeln tatsächlich umgekehrt. Zur Erklärung dieser Umkehrung der Schaltreihenfolge werden in Abbildung 3.7(a) der Verlauf der Magnetisierungsorientierung für unterschiedlichen Piezospannungen beim Upsweep für eine Orientierung  $\alpha = -100^\circ$  des externen Feldes und in Abbildung 3.7(b) für eine Orientierung von  $\alpha = -10^\circ$  betrachtet.

Zunächst soll der Fall für Feldorientierung  $\alpha = -100^\circ$  erklärt werden. Bei großen negativen Feldern wird die Magnetisierung unabhängig von der Piezospannung parallel zum externen Feld orientiert sein. Verkleinert man den Feldbetrag, so wird die Magnetisierung in Richtung der nächstgelegenen leichten Achse rotieren. Diese leichte Achse ist in der Abbildung 3.7(a) durch eine (1) gekennzeichnet. Durch das Anlegen der Piezospannung sind die leichten Achsen unterschiedlich zueinander verkippt. Wie aus der Abbildung 3.7(a) ersichtlich ist für  $V_{Piezo} = -200 \text{ V}$  der Winkel zwischen den leichten Achsen in Position (1) und (2) kleiner als der für  $V_{Piezo} = 0 \text{ V}$ . Der Winkel zwischen den leichten Achsen (1) und (2) für  $V_{Piezo} = 0 \text{ V}$  ist wiederum kleiner als für  $V_{Piezo} = +200 \text{ V}$ . Ebenso fällt auf, dass der Winkel zwischen der Magnetfeldachse und (1) bei  $V_{Piezo} = +200 \text{ V}$  am kleinsten



**Abbildung 3.6:** (a) Vergleich von Querwiderstand  $\rho_{xy}$  und (c)  $MTH_{xy}$  bei  $\alpha = -100^\circ$  mit (b)  $\rho_{xy}$  und (d)  $MTH_{xy}$  für  $\alpha = -10^\circ$  aus Magnetotransportmessungen für  $H$  in der Ebene. Zwei Unterschiede werden deutlich: Zum einen hat die  $MTH_{xy}$  unterschiedliches Vorzeichen für die beiden Winkel, bedingt durch den unterschiedlichen Winkel der Magnetisierung zur Stromrichtung. Zum anderen ist die Schaltreihenfolge in Abhängigkeit von der Piezovoltage unterschiedlich. Zusätzlich ist in (c) die Bestimmung der Schaltfelder  $\mu_0 H_{c1}$  und  $\mu_0 H_{c2}$  aus den  $MTH_{xy}$ -Daten für  $V_{Piezo} = +200V$  exemplarisch aufgeführt.

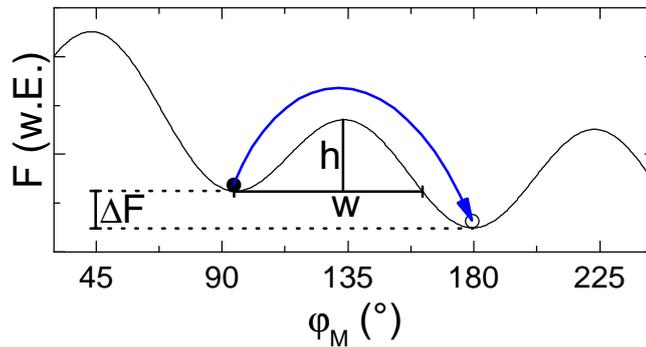


**Abbildung 3.7:** (a) Schematische Darstellung der leichten Achsen für unterschiedliche Piezospannungen bei 5K für  $\alpha = -100^\circ$  und (b)  $\alpha = -10^\circ$  Orientierung des Magnetfeldes. Genaue Erklärung siehe Text.

ist, dann folgt  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  und zuletzt  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$ . Dies wird in der Zeichnung durch die unterschiedlichen Dicken der leichten Achsen veranschaulicht. Je näher sie an der Feldachse liegen, desto dicker wird die gestrichelte Linie dargestellt.

Im Bild der freien Energie (vergleiche Abbildung 3.8) bewirken unterschiedliche Piezospannungen für den betrachteten Sprung unterschiedlich hohe und weite Barrieren. Die Magnetisierung wird sich für kleine negative Felder in dem globalen Minimum in Position (1) befinden. Bei Erreichen von kleinen, positiven Feldern wird das globale Minimum in Position (1) zu einem lokalen Minimum und das lokale Minimum in Position (2) zu einem globalen Minimum. Durch Umorientierung der Magnetisierung von Position (1) auf (2) würde die freie Energie minimiert werden. Der Unterschied in der freien Energie zwischen dem lokalen (1) und dem globalen (2) Minimum stellt den Energiegewinn für die Umorientierung der Magnetisierung dar. Der Energiegewinn kann in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und der Piezospannung unterschiedlich groß sein. Für diese Umorientierung muss jedoch eine Energiebarriere überwunden werden, die je nach Piezospannung unterschiedlich hoch und breit ist. Die Barrierenhöhe und -weite in der freien Energie bestimmt, wieviel Energie aufgebracht werden muss, um die Magnetisierung durch Domänennukleation oder Bildung einer neuen Domänenwand umzuorientieren. Ein Sprung der Magnetisierung wird erst erfolgen, wenn der Energiegewinn in der freien Energie durch Umorientieren der Magnetisierung größer als die dafür benötigte Energie für die Bildung der neuen Domänenwand.

Da die benötigte Energie für die abrupte Richtungsänderung der Magnetisierung von Barrierenhöhe und -weite abhängt, ergibt sich für den Sprung von (1) nach (2), dass es für eine Piezospannung  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  schon bei kleineren positiven Magnetfeldern energetisch günstiger ist, einen Sprung durchzuführen, da die Barriere schmaler als bei  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  ist (d.h., der Winkel um den sich die Magnetisierungs-



**Abbildung 3.8:** Darstellung der freien Energie in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung  $\varphi_M$ . Zusätzlich sind die Breite  $w$  und Höhe  $h$  der für eine Magnetisierungsrichtungsänderung (Sprung vom lokalen Minimum in ein globales Minimum) zu überwindenen Barriere eingezeichnet. Es kommt zu einer Richtungsänderung der Magnetisierungsorientierung, falls die dadurch gewonnene Energie  $\Delta F$  für die Bildung der Domänenwand ausreicht. Die dafür benötigte Energie hängt von Barrierenweite  $w$  und -höhe  $h$  ab.

richtung ändert, ist kleiner). Damit findet bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  bereits bei kleineren Magnetfeldern ein Schalten/Sprung in der Magnetisierungsrichtung statt, als bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  bzw.  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ . Für das erste Schalten ergibt sich somit bei  $\alpha = -100^\circ$  die Schaltreihenfolge  $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V})$ . Für den zweiten Sprung in der Magnetisierung bei der Feldorientierung  $\alpha = -100^\circ$  ist der Fall nun genau umgekehrt zum ersten Sprung. Hier ist der Winkel zwischen den leichten Achsen bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  am kleinsten, dann folgt  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und am größten ist der Winkel bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ . Damit ergibt sich analog zur Argumentation beim ersten Sprung, dass für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  die Energiedifferenz zwischen der leichten Achse bei (2) und der leichten Achse bei (3) am kleinsten sein und am schnellsten zunehmen muss, und damit ein zweiter Sprung in der Magnetisierung für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  zuerst auftritt. Für größere externe Magnetfelder erfolgt dann ein Sprung für  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$ , da hier die Energiedifferenz größer sein und langsamer zunehmen muss als bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ , und es damit energetisch günstig ist, die Magnetisierung abrupt zu schalten. Für noch größere Felder erfolgt dann ein Schalten für  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ . Damit wäre für das zweite Schaltfeld die Reihenfolge  $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V})$ , Diese beiden Schaltreihenfolgen im ersten und zweiten Schaltfeld sind experimentell in der Abbildung 3.6(c) bestätigt.

Für eine Orientierung des externen Feldes von  $\alpha = -10^\circ$  lässt sich der Upsweep durch Abbildung 3.7(b) analog zu dem Fall für  $\alpha = -100^\circ$  diskutieren. Im Unterschied zum ersten Fall gilt für die Umorientierung der Magnetisierung von Position (1) auf (2), dass der Winkel für den Sprung in der Magnetisierung bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  kleiner als der Winkel für den Sprung bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  ist. Ebenso ist der Winkel für den Sprung der Magnetisierung bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  kleiner als der für den Sprung bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ . Hinzu kommt, dass

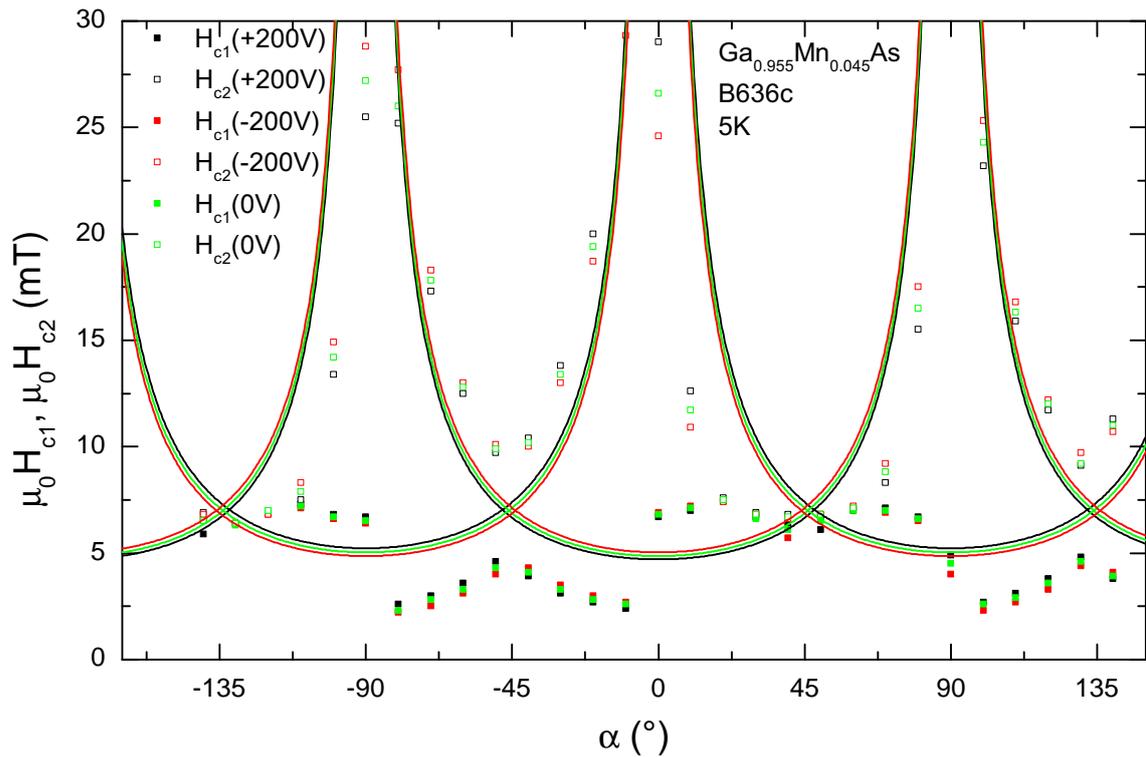
diesmal der Winkel zwischen leichter Achse und Magnetfeldachse für  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  am kleinsten ist, dann folgt  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und zuletzt  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ . Daraus ergibt sich analog zur vorherigen Diskussion für  $\alpha = -100^\circ$ , dass für das erste Schaltfeld gilt:  $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V})$ . Beim Sprung von Position (2) nach (3) in Abbildung 3.7(b) kann man feststellen, dass im Unterschied zu  $\alpha = -100^\circ$  der Winkel zwischen den beiden leichten Achsen für  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  am kleinsten ist, dann folgt  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und zuletzt  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ . Ebenso nimmt durch den kleineren Winkel zwischen Feldachse und leichter Achse in Position (3) bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  die Energiedifferenz mit zunehmenden Magnetfeld am stärksten zu, gefolgt von  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und am Ende  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ . Damit ergibt sich für das zweite Schaltfeld bei  $\alpha = -10^\circ$ :  $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V})$ . Auch hier decken sich die an der schematischen Darstellung getroffenen Vorhersagen mit den Messungen in Abbildung 3.6(d).

Aus der Schemazeichnung und der obigen Erklärung lässt sich auch verstehen, warum sich bei einer Veränderung von  $\alpha' = \alpha \pm 90^\circ$  die Reihenfolge der Schaltfelder umkehren muss. Der Grund liegt in den durch die Piezospaltung unterschiedlich verkippten leichten Achsen und der Veränderung des Winkels zwischen den leichten Achsen und der Magnetfeldrichtung.

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass diese Aussage auch für Messungen bei anderen Feldorientierungen korrekt ist.

### 3.2.2 Schaltfelderauswertung

Um aus den gemessenen  $R(H)$ -Kurven bei unterschiedlichen Feldorientierungen die für die Auswertung der Anisotropie notwendigen Schaltfelder zu bestimmen, wurde folgendermaßen vorgegangen. Für die aus dem Querwiderstand errechnete  $MTH_{xy}$  wurde mit Hilfe einer automatischen Computerroutine (verwendetes Origin Skript siehe Anhang A.1) überprüft, ob der Betrag des  $MTH_{xy}$ -Werts über einem gewissen Schwellenwert liegt. Von den in Frage kommenden Punkten wurde dann der kleinste Feldwert als Wert für  $H_{c1}$  verwendet, und der größte als Wert für  $H_{c2}$ . Um eine Auswertung bei allen möglichen  $R(H)$ -Messungen zu ermöglichen, wurde der Schwellenwert in der Routine für jede  $R(H)$ -Kurve adaptiv angepasst. Dabei wird in der Routine zuerst der maximale Betrag des  $MTH_{xy}$ -Signals für jede Messkurve bestimmt und dann der Schwellenwert auf 90% des bestimmten Maximums gesetzt. Damit ist gewährleistet, dass bei allen Kurven unabhängig von der Signalhöhe des  $MTH_{xy}$  eine Auswertung möglich ist. Zusätzlich wird durch den hohen Schwellenwert mit 90% des Maximums ein Einfluss von Rauschen auf die Auswertung verringert. Würde man kleinere Schwellenwerte verwenden, so kann es passieren, dass schon geringe Abweichungen des  $MTH_{xy}$  bedingt durch Rauschen zu einem Wert über dem Schwellenwert führen und die Routine dieses Rauschen dann als Schaltfeld auswertet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 3.6 (c) für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  exemplarisch illustriert. Abbildung 3.9 zeigt das Ergebnis dieser automatischen Schaltfelderauswertung



**Abbildung 3.9:** Ergebnis der Schaltfelderauswertung aus den  $MTH_{xy}$  Daten bei 5K für unterschiedliche Orientierungen des Magnetfelds in Probenebene. Offene Symbole entsprechen  $\mu_0 H_{c2}$ , geschlossene  $\mu_0 H_{c1}$ . Auswertung für +200V Piezospansung in schwarzen, 0V in grünen und -200V in roten Symbolen. Die Linien stellen die Simulation der Schaltfelder mit Hilfe des angepassten Cowburnmodells dar. Die Reihenfolge der Schaltfelder in Abhängigkeit von der Piezospansung für 1. und 2. Schaltfeld ändert sich in Abhängigkeit des Winkels  $\alpha$  wie im Text näher diskutiert.

für Winkorientierungen des Magnetfeldes  $-140^\circ < \alpha < +140^\circ$  in  $10^\circ$  Schritten bei einer Temperatur von 5K. Für das erste Schaltfeld ( $\mu_0 H_{c1}$ ) werden geschlossene Symbole verwendet, für das zweite Schaltfeld ( $\mu_0 H_{c2}$ ) offene Symbole. Die unterschiedlichen Piezospannungen sind durch verschiedene Farben gekennzeichnet,  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V entspricht schwarz,  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V grün und  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V rot. Die eingezeichneten Linien repräsentieren den Versuch, mit Hilfe des einfachen „Cowburnmodells“ die Schaltfelder zu simulieren. Die für die Simulation benötigten Parameter (vgl. Abschnitt 2.4) wurden manuell durch iteratives Anpassen bestimmt und betragen  $\epsilon_{\text{jump}} = 7$  mT und  $\beta(+200 \text{ V}) = 3^\circ$ ,  $\beta(0 \text{ V}) = 1^\circ$ ,  $\beta(-200 \text{ V}) = -1^\circ$  ( $\beta$  stellt die Verkippung der magnetisch leichten Achsen gegen die  $\langle 100 \rangle$ -Achse dar). Die Simulation gibt qualitativ den Einfluss der Piezospannung auf die Schaltfelder wieder. In Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Schaltfeldern ist für  $-130^\circ < \alpha < -50^\circ$ :  $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V})$ . Ebenso gilt für  $\mu_0 H_{c2}$  in diesem Bereich:  $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}) < \mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V})$  Im Winkelbereich  $-40^\circ < \alpha < 30^\circ$  ist die Reihenfolge der Schaltfelder jeweils vertauscht. Zusätzlich ist hervorzuheben, dass der Unterschied zwischen den Schaltfeldern  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  zwischen den unterschiedlichen Piezospannungen mit zunehmenden Schaltfeldwerten größer wird. Dieses Verhalten wird auch durch die Simulation beschrieben, wie in Abbildung 2.14(c) zu erkennen ist. Es ist mit diesem einfachen Modell jedoch nicht möglich, die Messdaten exakt zu beschreiben. Vor allem die Diskontinuitäten bei den magnetisch harten Achsen bei  $\alpha = -90^\circ$   $[1\bar{1}0]$ ,  $\alpha = 0^\circ$   $[110]$  und  $\alpha = 90^\circ$   $[\bar{1}10]$  in  $H_{c1}$  lassen sich mit dem Modell nicht beschreiben. Ebenso liefert dieses Modell die Übereinstimmung von  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  über einen weiten Winkelbereich um die Winkel  $\alpha = -135^\circ$   $[0\bar{1}0]$  und  $\alpha = 45^\circ$   $[010]$  und die Aufspaltung von  $H_{c1}$  und  $H_{c2}$  bei den Winkeln  $-45^\circ$   $[100]$  und  $135^\circ$   $[\bar{1}00]$  nicht. Dies könnte sich dadurch erklären lassen, dass für die vollständige Beschreibung der Anisotropie in diesem (Ga,Mn)As-Film eine uniaxiale Anisotropie entlang  $[110]$  und eine kubische Anisotropie mit leichten Achsen entlang  $[100]$  und  $[010]$  nicht ausreicht. Durch die Messdaten ist es ersichtlich, dass eine genauere Beschreibung der magnetischen Anisotropie durch Hinzufügen eines weiteren uniaxialen Beitrages entlang  $[010]$  möglich wäre. Das Auftreten dieser Anisotropie wurde neben [40] und [41] auch in der Dissertation von M. Döppe [42] gefunden, doch die Ursache dieser Anisotropie bleibt ungeklärt, scheint jedoch mit dem Annealingprozess der (Ga,Mn)As-Filme verbunden zu sein. Würde man jedoch diesen weiteren Anisotropieparameter in die Simulation mit hinzunehmen, so ergibt sich das Problem, dass die sich ergebenden Gleichungen für die Minima der freien Energie nicht mehr analytisch lösbar sind. Damit verliert man die Einfachheit des Modells und eine numerische Lösung muss verwendet werden. Da jedoch im folgenden Abschnitt 3.3 mit der winkelabhängigen Magnetotransportmessung eine Methode verwendet wird, die mit Hilfe der Numerik nicht nur eine qualitative Auswertung der Anisotropie, sondern eine quantitative Bestimmung der Anisotropieparameter ermöglicht, wird auf eine weitere exaktere Simulation der Schaltfelder an dieser Stelle verzichtet. Zusätzliche Abweichung zwischen Theorie und Experiment ergeben sich durch die Bestimmung der Schaltfelder

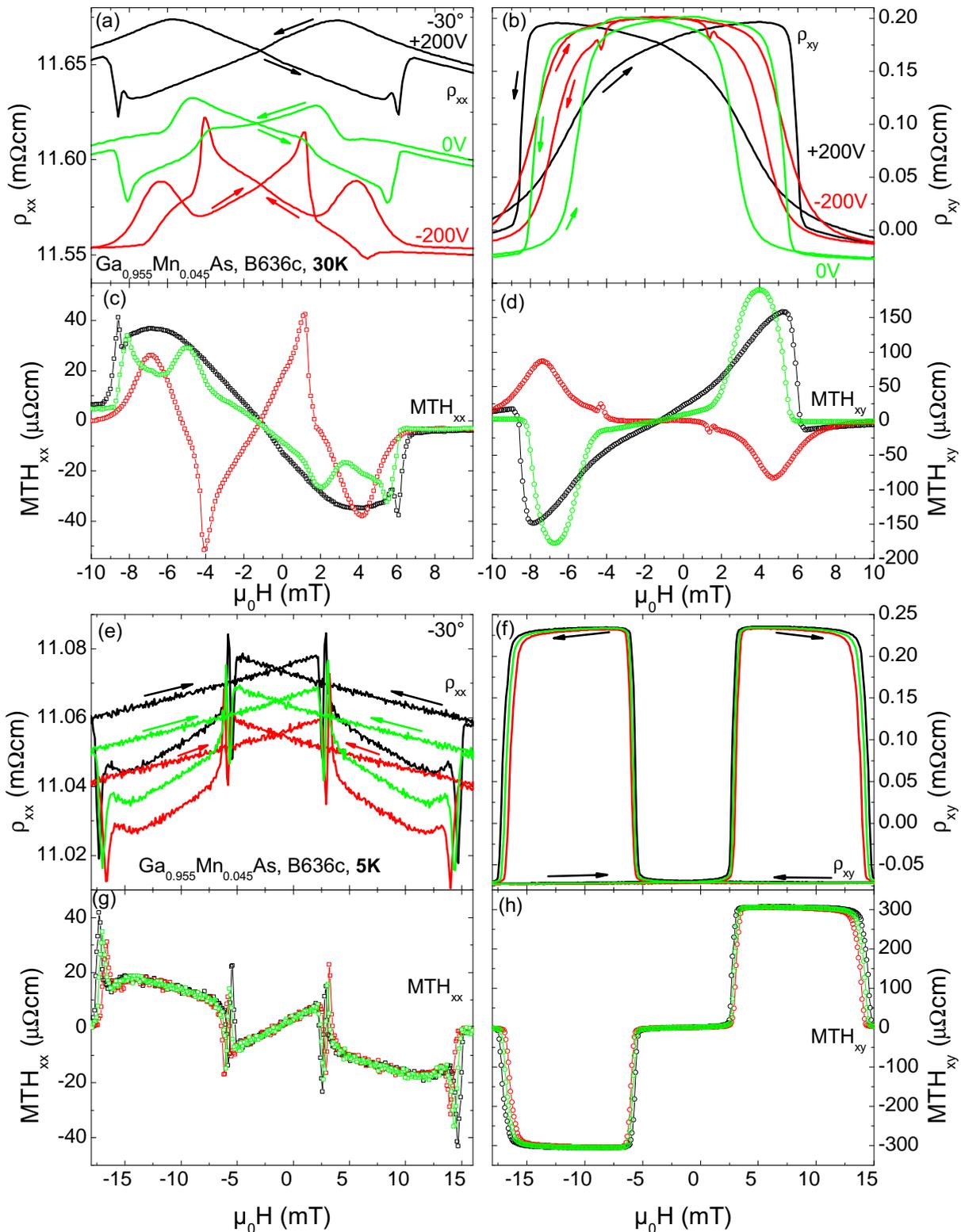
aus dem Experiment. Da besonders bei der Bestimmung von  $H_{c2}$  große Unsicherheiten auf Grund des nicht abrupten sondern eher kontinuierlichen Schalten der  $MTH_{xy}$ -Kurve ergeben. Der Fehler liegt bei der Bestimmung von  $H_{c2}$  bei bis zu 20 mT. Ebenso ist es wahrscheinlich, dass es bei kleinem externen Magnetfeld zur Domänenbildung kommen kann. Damit sind die vereinfachenden Voraussetzungen des Modells nicht mehr gültig, und man müsste nun auch zusätzliche Einflüsse durch Domänen berücksichtigen.

Abschließend zeigen die in Abbildung 3.9 ausgewerteten  $R(H)$ -Messungen bei 5 K deutlich auf, dass die magnetische Anisotropie durch die regelbare Ausdehnung des Piezostacks kontrollierbar beeinflusst werden kann und die beobachteten Veränderungen mit Hilfe eines einfachen Modells zumindest grundlegend verstanden werden können.

### 3.2.3 Messungen bei höheren Temperaturen

Die magnetische Anisotropie in (Ga,Mn)As lässt sich nicht nur durch Verspannungen beeinflussen, sondern die einzelnen uniaxialen und biaxialen Anisotropiebeiträge zeigen unterschiedliches Temperaturverhalten [28, 43, 44]. Dieses Temperaturverhalten ist zum Beispiel von Masmanidis *et al.* [45], von Li *et al.* [35] und in der Diplomarbeit von S. Schink [30] für (Ga,Mn)As untersucht worden. Wie man den Arbeiten entnehmen kann ändert sich die magnetische Anisotropie von kubisch dominiert bei tiefen Temperaturen ( $T \lesssim \frac{T_c}{2}$ ) zu uniaxial dominiert für höhere Temperaturen ( $T \gtrsim \frac{T_c}{2}$ ). Zusätzlich werden bei höheren Temperaturen die mit Hilfe des Piezoaktors erreichbaren Verzerrungen größer werden, da die Piezoausdehnung mit steigender Temperatur zunimmt. Es ist also zu erwarten, dass sich die Beeinflussung der Anisotropie durch die Piezoverzerrung als Funktion von  $T$  ändern wird. Abbildung 3.10 zeigt eine  $R(H)$ -Messung bei einem Winkel von  $\alpha = -30^\circ$  für  $T = 30$  K [(a), (b), (c), (d)] und  $T = 5$  K [(e), (f), (g), (h)] der Probe B636c.

Für  $T = 5$  K ist aus den Abbildungen 3.10(e) und (f) der schon im vorigen Abschnitt diskutierte Verlauf mit zwei Sprüngen im Längs- und Querwiderstand für jeweils Up- und Downsweep zu erkennen. Auch die berechnete  $MTH_{xx}$  in Abbildung 3.10(g) und die  $MTH_{xy}$  zeigen diese Sprünge an. Diese Sprünge lassen sich, wie im obigen Abschnitt diskutiert, als abruptes Schalten der Magnetisierung interpretieren und der Verlauf der Kurve lässt sich über das Modell der Magnetisierungsumkehr vollständig verstehen. Für das erste Schaltfeld  $\mu_0 H_{c1}$ , bestimmt durch die  $MTH_{xy}$ , gilt für  $T = 5$  K:  $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = +200V) = 3.1$  mT  $<$   $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = 0) = 3.3$  mT  $<$   $\mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = -200V) = 3.5$  mT. Für das zweite Schaltfeld  $\mu_0 H_{c2}$  gilt:  $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = -200V) = 13.0$  mT  $<$   $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = 0) = 13.4$  mT  $<$   $\mu_0 H_{c2}(V_{\text{Piezo}} = +200V) = 13.8$  mT. Vergleicht man dies mit den Messungen bei  $T = 30$  K [Abbildungen 3.10(a), (b), (c), (d)] so fällt auf, dass auch in diesen Messungen abrupte Sprünge im Widerstandssignal zu beobachten sind. Im Unterschied jedoch zu den Messungen bei  $T = 5$  K, ist nur noch ein abrupter Sprung jeweils im Up- und Downsweep zu erkennen. Die Widerstandskurve für  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  [Abbildungen 3.10(a) und (b)] deuten darauf hin, dass das erste Schalten der Magnetisierung kein ab-



**Abbildung 3.10:** (a) Längswiderstand  $\rho_{xx}$ , (b) Querwiderstand  $\rho_{xy}$  bei einem Winkel  $\alpha = -30^\circ$  für externes Magnetfeld in der Ebene für verschiedene Piezospannungen:  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  (schwarz),  $0\text{ V}$  (grün) und  $-200\text{ V}$  (rot). (c) Die aus diesen Messdaten erstellte  $MTH_{xx}$  und (d)  $MTH_{xy}$ . Zum Vergleich ist in (e) der bei  $5\text{ K}$  gemessene Längs-, in (f) der Querwiderstand, in (g) die  $MTH_{xx}$  und in (h) die  $MTH_{xy}$  dargestellt. Vergleicht man die Messungen bei  $30\text{ K}$  und bei  $5\text{ K}$ , so ändert sich der Verlauf der Kurven, wie im Text näher diskutiert.

ruptes Umorientieren der Magnetisierungsrichtung mehr ist, sondern eine kontinuierliche Drehung. Dies zeigt sich im Upsweep in  $\rho_{xy}$  durch die kontinuierliche Zunahme des Widerstandes bei negativen Magnetfeldern. Dies konnte man bei  $T = 5$  K nicht beobachten. Nach der kontinuierlichen Erhöhung des Widerstandes kommt es dann zu einem abrupten Sprung im Widerstandssignal. Hier kommt es zu einer abrupten Änderung der Magnetisierungsrichtung. Bestimmt man die Schaltfelder  $\mu_0 H_c$ , so erhält man:  $\mu_0 H_c(V_{\text{Piezo}} = -200\text{V}) = 1.2\text{ mT} < \mu_0 H_c(V_{\text{Piezo}} = 0) = 5.5\text{ mT} < \mu_0 H_{c1}(V_{\text{Piezo}} = +200\text{V}) = 6.1\text{ mT}$ . Wie man erkennen kann, sind die bei  $T = 30$  K bestimmten Schaltfelder kleiner als die zweiten Schaltfelder  $\mu_0 H_{c2}$  bei  $T = 5$  K. Die Lage der Schaltfelder ist bei  $T = 30$  K ebenso wie bei  $T = 5$  K von der Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  abhängig. Der Unterschied zwischen  $\mu_0 H_c(V_{\text{Piezo}} = +200\text{V})$  und  $\mu_0 H_c(V_{\text{Piezo}} = -200\text{V})$  beträgt nun 1mT statt wie bei  $T = 5$  K 0.3mT, die Aufspaltung ist also größer geworden.

Wenn man den Sprungverlauf im Längswiderstand [Abbildung 3.10(a)] für verschiedene Piezospaltungen betrachtet, so erkennt man einen deutlichen Unterschied zwischen  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V und  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V. Bei  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V erfolgt der Sprung jeweils im Up- und Downsweep von kleinen Widerstandswerten zu großen, bei  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V genau umgekehrt von großen zu kleinen Werten. Im  $MTH_{xx}$  [Abbildung 3.10(c)] lässt sich ebenso ein Unterschied erkennen, für  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V erfolgt der Sprung in  $MTH_{xx}$  im Bereich positiver Magnetfelder von negativen Werten auf Null, für  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V von positiven zu Null. Dieser Unterschied lässt sich auch im  $MTH_{xy}$  [Abbildung 3.10(d)] erkennen. Interessant ist auch das Verhalten der 0V Linie: Sie folgt sowohl im  $MTH_{xx}$  [Abbildung 3.10(c)] als auch im  $MTH_{xy}$  [Abbildung 3.10(d)] qualitativ dem Verlauf der Kurven für  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V.

Eine Beschreibung des Widerstandsverlaufes durch Erklärung des Verlaufs der Magnetisierungsumkehr wie bei  $T = 5$  K ist für  $T = 30$  K auf Grund zusätzlicher, an dieser Stelle noch nicht quantifizierter Anisotropiebeiträge schwierig. Ebenso werden für ein vollständiges quantitatives Verständnis der gemessenen Widerstandskurven für  $T = 30$  K die quantitative Größe der Anisotropieparameter benötigt. Diese werden im folgenden Abschnitt 3.3 bestimmt.

### 3.3 Winkelabhängige Magnetotransportmessungen

Wie schon erwähnt, ist es mit Hilfe von winkelabhängigen Magnetotransportmessungen und einer numerischen Auswerterroutine möglich, die magnetischen Anisotropiekonstanten zu bestimmen. Dies wurde in Abschnitt 2.3 ausführlich erklärt und basiert auf Veröffentlichungen von W. Limmer *et al.* [18] und Yamada *et al.* [46]. Im folgenden sollen zuerst die experimentellen Ergebnisse vorgestellt werden, aus denen mittels der numerischen Simulation der Messdaten Anisotropieparameter extrahiert werden. Die verwendete  $\text{Ga}_{0.955}\text{Mn}_{0.045}\text{As}$  Probe B636c wurde dafür so in den Drehprobenhalter [siehe Abbildung 2.15] eingebaut, dass Messungen für Rotationen des Magnetfeldes in der Filmebene möglich waren. Die Messungen für die einzelnen Piezospannungen wurden dann wie folgt völlig automatisch durchgeführt:

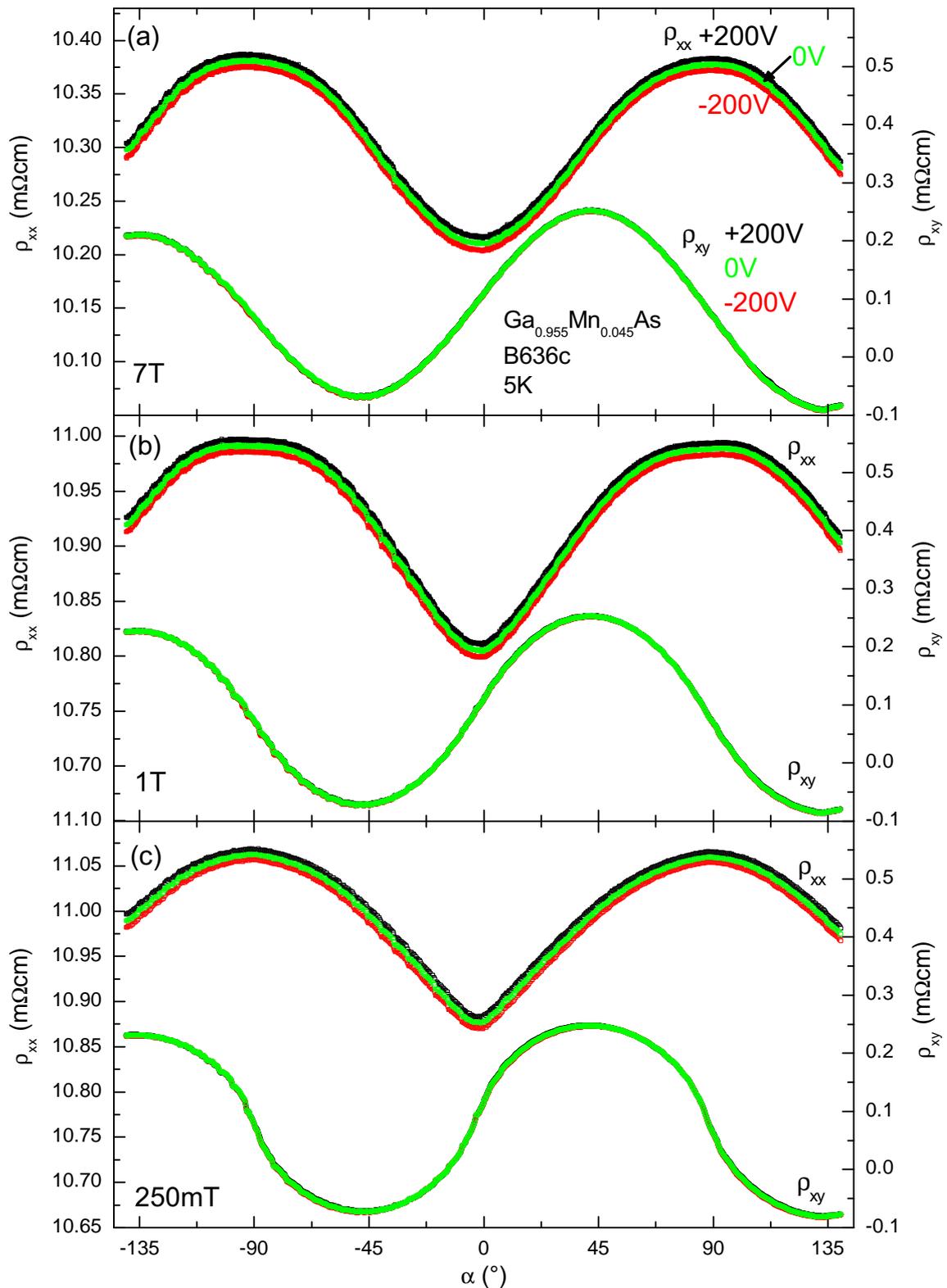
- Einstellen der jeweiligen Piezospannung und Orientierung der Probe (Einstellen des Anfangswinkels  $\alpha$ )
- Setzen des Magnetfeldes auf  $\mu_0 H = +7\text{ T}$  um einen definierten magnetischen Ausgangszustand zu erhalten
- Einstellen des Magnetfeldes auf das Mess-Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{mess}}$
- Aufzeichnung von Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstand  $\rho_{xy}$  als Funktion der Feldorientierung  $\alpha$

#### 3.3.1 Messungen bei 5 K

Exemplarisch sollen im folgenden für eine Temperatur von 5K zuerst die experimentellen Ergebnisse für den Fall hoher und niedriger Magnetfelder gezeigt werden. Im Anschluss werden mit Hilfe der numerischen Simulation die Anisotropiekonstanten für unterschiedliche Piezospannungen bestimmt werden.

#### Messungen bei hohen Magnetfeldern

Die Messergebnisse für hohe Felder sind in Abbildung 3.11 für (a)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 7\text{ T}$ , (b)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1\text{ T}$  und (c)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250\text{ mT}$  dargestellt. Die Messungen bei unterschiedlichen Piezospannungen sind entsprechend farbkodiert, schwarz (+200 V), grün (0 V) und rot (-200 V). In den Graphen sind für die verschiedenen Piezospannungen immer der Längswiderstand (Skala auf der linken Seite des Graphen) und der Querwiderstand (Skala rechts) in Abhängigkeit vom Winkel  $\alpha$  dargestellt. Für hohe Magnetfelder erwartet man einen verschwindenden Beitrag der magnetischen Anisotropie, die Richtung der Magnetisierung wird somit nur durch die Orientierung des externen Feldes beeinflusst. Somit sollte bei großen Feldern die Magnetisierung stets parallel zum externen Feld stehen. Unter dieser Voraussetzung folgt für den Längswiderstand  $\rho_{xx} \propto \cos^2 \alpha$  und den Querwiderstand  $\rho_{xy} \propto \sin^2 \alpha$ -Abhängigkeit. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen



**Abbildung 3.11:** (a) Winkelabhängige Magnetotransportmessungen für angelegte Magnetfelder  $\mu_0 H_{mess} = 7 T$ , (b)  $\mu_0 H_{mess} = 1 T$  und (c)  $\mu_0 H_{mess} = 250 mT$  bei verschiedenen Piezospansungen  $V_{Piezo} = +200 V$  (schwarz),  $V_{Piezo} = -200 V$  (rot),  $V_{Piezo} = 0 V$  (grün). Der Längswiderstand  $\rho_{xx}$  (Quadrate) zeigt eine  $\cos^2 \alpha$ - und der Querwiderstand  $\rho_{xy}$  (Kreise) eine  $\sin^2 \alpha$ -Abhängigkeit.

diese Annahme. Vor allem bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 7 \text{ T}$  und bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$  erkennt man klar die angegebenen Winkelabhängigkeiten. Auffällig ist zudem die Verschiebung der Querwiderstandskurve bezüglich des Nullwertes des Widerstandes. Nach der Theorie in Kapitel 2.2.3 sollte die  $\rho_{xy}$ -Kurve um den Nullpunkt zentriert sein. Der Grund für diese Abweichung der Messkurven von der Theorie ist ein leichter Versatz in den Querabgriffen der Hallbar. Durch diesen Versatz wird nun nicht ein reiner Querwiderstand gemessen, sondern auch ein Anteil am Längswiderstand.<sup>7</sup> Eine Veränderung der Linienform (bzw. der Orientierungsabhängigkeit) durch das Ändern der Piezospannung kann man bei den hohen Feldern  $\mu_0 H_{\text{mess}} \geq 1 \text{ T}$  nicht erkennen, weil der Einfluss der magnetischen Anisotropie bei hohen Feldern verschwindend gering ist. Nur auf den Längswiderstand  $\rho_{xx}$  lässt sich ein Einfluss der Piezospannung erkennen, die Kurven sind gegeneinander in  $\rho_{xx}$ -Richtung verschoben. Die Ursache ist die Verzerrung des Films [Vergleiche Abbildung 3.1] durch den Piezoaktor. Bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  wird der Film entlang der Hauptausdehnungsrichtung ausgedehnt, womit der Widerstand der Hallbar zunimmt, bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  wird der Film kompressiv verspannt, der Widerstand nimmt ab.

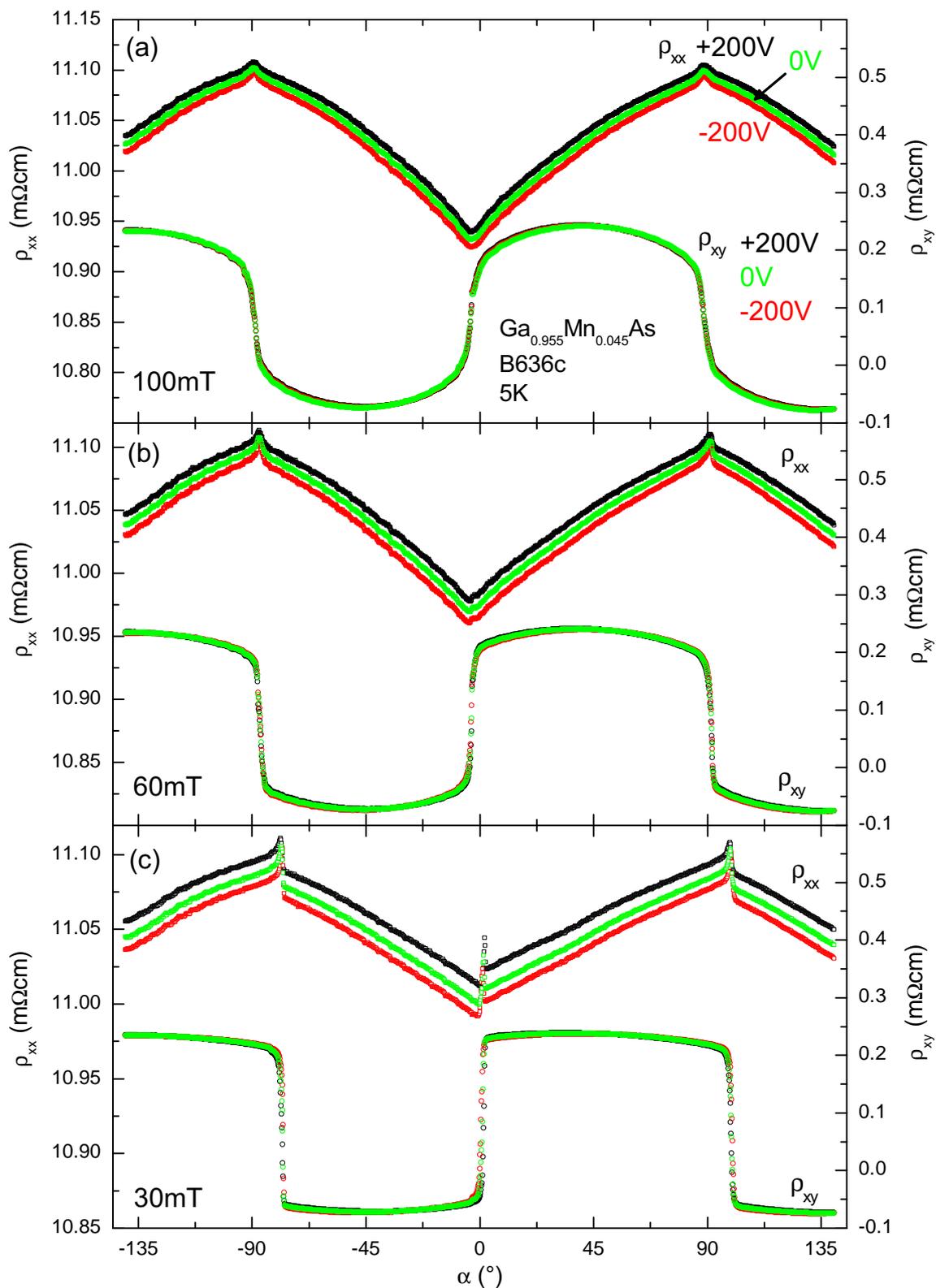
Betrachtet man nun die Messkurven bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250 \text{ mT}$ , so fällt auf, dass es erste Abweichungen vom „einfachen“  $\cos^2$ - bzw.  $\sin^2$ -Verhalten für Longitudinal- und Transversalwiderstand gibt. Die Längswiderstandskurve verläuft spitzer, die Krümmung in den Minima ist größer, in den Maxima kleiner als bei den Kurven mit höheren Feldwerten. Im Querwiderstand ist die Krümmung in den Maxima und Minima kleiner, als in den Messungen  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  bei höheren Feldern. Bei einem Feld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250 \text{ mT}$  werden Einflüsse der magnetischen Anisotropie also bereits deutlich sichtbar.

### Messungen bei kleinen Magnetfeldern

Im vorigen Abschnitt sind bei einem Feld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 250 \text{ mT}$  erste Einflüsse der Anisotropie auf die gemessenen Widerstandskurven sichtbar geworden. Bei kleinen Magnetfeldern spielt die magnetische Anisotropie eine entscheidende Rolle für die Orientierung der Magnetisierung. Da die Richtung der Magnetisierung einen direkten Einfluss auf den Längs- und Querwiderstand hat, lässt sich dies in den Messkurven erkennen. Durch den Einfluss der magnetischen Anisotropie folgt die Magnetisierungsrichtung nicht mehr kontinuierlich dem externen Feld, sondern kann abrupte Sprünge durchführen oder auch eine bestimmte Orientierung beibehalten, während das externe Feld weiter rotiert. Dies wird sich direkt auf die Widerstandskurven auswirken.

Da das Ziel der Messungen die Bestimmung der Anisotropieparameter der Probe bei unterschiedlichen Piezospannungen ist, werden in diesem Abschnitt Messkurven bei niedrigeren Feldstärken betrachtet. In der Abbildung 3.12 sind die gemessenen Kurven für die Felder (a)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$ , (b)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  und (c)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 30 \text{ mT}$  dargestellt.

<sup>7</sup>Wie im folgenden diskutiert, beträgt der Anteil von  $\rho_{xx}$  an  $\rho_{xy}$  ungefähr 0.75%, damit ist der Einfluss der Oszillationen des Längswiderstands auf den gemessenen Querwiderstand gering, er bewirkt hauptsächlich eine konstante Verschiebung des Querwiderstandes.



**Abbildung 3.12:** (a) Winkelabhängige Magnetotransportmessungen für angelegte Magnetfelder  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT, (b)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT und (c)  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT bei den verschiedenen Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V (schwarz),  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V (rot) und  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V (grün). Der Längswiderstand wird mit Quadraten dargestellt, der Querwiderstand mit Kreisen. In den Kurven sind bei kleinen Feldern Sprünge im Längs- und Querwiderstand zu erkennen. Zusätzlich zum externen Magnetfeld wird die Richtung der Magnetisierung durch die magnetische Anisotropie des Films beeinflusst.

Die oben eingezeichneten Kurven entsprechen stets dem gemessenen Längswiderstand, die unten eingezeichneten dem Querwiderstand.

Bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  lassen sich im Longitudinalwiderstand erste Knicke erkennen. Diese sind auf schnelle und starke Änderungen der Richtung der Magnetisierung zurückzuführen. Im Transversalwiderstand wiederum erkennt man Bereiche bei denen sich das Widerstandssignal nur sehr langsam verändert, die Richtung der Magnetisierung dreht sich hier sehr wenig. Ebenso lassen sich im Querwiderstand sehr schnelle und große Änderungen im Widerstand beobachten. Dort ist die Auswirkung der schnellen und starken Änderung der Richtung der Magnetisierung sehr groß. Diese Art des Kurvenverlaufs wird bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 30 \text{ mT}$  noch deutlicher, da mit abnehmenden Feld der Einfluss der magnetischen Anisotropie zunimmt. Vor allem bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 30 \text{ mT}$  sieht man in  $\rho_{xy}$  den für niedrige Felder charakteristischen Verlauf: Über einen großen Winkelbereich verläuft die Kurve sehr flach, die Magnetisierungsrichtung ändert sich in diesem Bereich kaum, dann folgt ein abrupter Sprung im Widerstandssignal, die Richtung der Magnetisierung hat sich sprunghaft geändert. Diese Tatsache liegt an dem Verlauf der freien Energie. Sie besitzt mehrere lokale Minima, bei endlichem Feld kann aber nur eines dieser Minima das globale Minimum der freien Energie sein. Man kann annehmen, dass sich die Magnetisierung in diesem Minimum befinden wird, sofern die Barriere überwunden werden kann. Wird nun die Orientierung des externen Feldes weiter gedreht, so kommt es dazu, dass ein anderes lokales Minimum zum globalen Minimum wird und sich die Richtung der Magnetisierung ändern muss, um die freie Energie aufs Neue zu minimieren.

Neben der Diskussion des allgemeinen Kurvenverlaufs ist es für eine Untersuchung der Verspannungsabhängigkeit wichtig, zu betrachten, ob mit kleiner werdendem Feld die Kurven für die verschiedenen Piezospannungen unterschiedlich verlaufen. Bei einem Feld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  verlaufen die Kurven für die verschiedenen Piezospannungen sehr identisch, Unterschiede sind bis auf den schon bei den Hochfeldmessungen beobachteten Offset im Längswiderstand nicht zu erkennen. Bei noch kleineren Feldern werden jedoch erste systematische Veränderungen in den Kurven sichtbar. Da im Längswiderstand stets der Offset der Kurven einen direkten Vergleich der Kurven erschwert, ist ein Vergleich der  $\rho_{xy}$ -Kurven einfacher. Betrachtet man den Verlauf des Querwiderstands für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$ , so kann man erkennen, dass die Kurven gegeneinander verkippt sind. So liegt die Kurve für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  im Winkelbereich  $-90^\circ \leq \alpha \leq -45^\circ$  oberhalb derer von  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ , für den Bereich  $-45^\circ \leq \alpha \leq 0^\circ$  ist es genau umgekehrt. Diese Beobachtung lässt sich auch für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 30 \text{ mT}$  machen, bei dieser Feldstärke ist der Unterschied noch deutlicher zu erkennen. Diese Unterschiede im Kurvenverlauf lassen sich durch die Veränderung der magnetischen Anisotropie durch die in den Film induzierte Verspannung erklären.

### Darstellung des Einflusses der Piezospannung

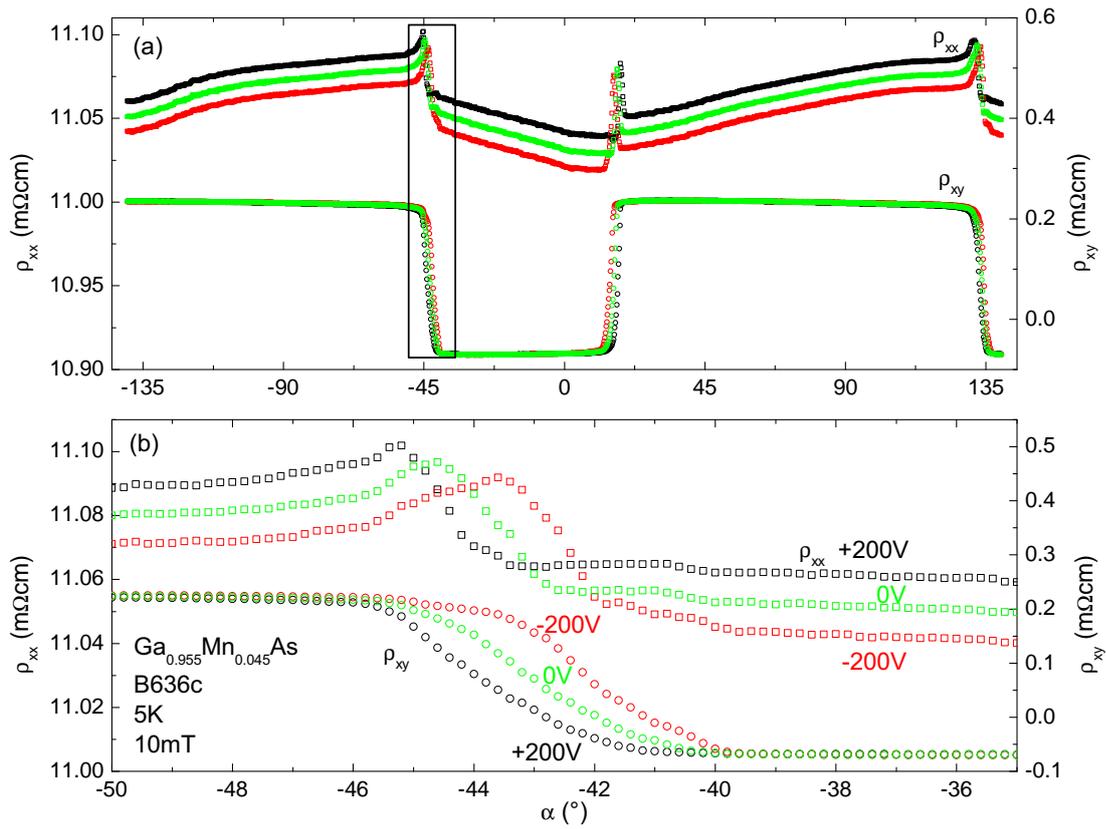
Wie wir schon im vorigen Abschnitt gesehen haben, kann man aus den Messdaten eine Veränderung der Kurvenform bei unterschiedlichen Piezospannungen erkennen. Für hohe Magnetfelder ist der Verlauf der Kurven fast identisch, es lässt sich nur eine Verschiebung der Längswiderstandskurven feststellen. Mit Hilfe dieser Verschiebung lässt sich eine erste Abschätzung der Verzerrung des Films machen. Unter der vereinfachenden Annahme, dass der Film nur entlang der dominanten Piezoausdehnungsrichtung verzerrt wird, gilt für die Widerstandsänderung und die Verzerrung folgender Zusammenhang:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_{xx}(-200V) - R_{xx}(+200V)}{R_{xx}(+200V)} = \frac{\Delta l}{l_0} = \epsilon \quad (3.4)$$

Für das Feld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$  ergibt sich unter Verwendung dieser Formel eine Verzerrung  $\epsilon \approx -8.5 \times 10^{-4}$  über den Piezohub  $-200 \text{ V} \leq V_{\text{Piezo}} \leq +200 \text{ V}$ . Normiert auf den Spannungshub erhält man somit  $\epsilon/V_{\text{Piezo,total}} \approx 2.1 \text{ ppm/V}$ . Diese Verspannung ist zwar relativ klein, jedoch nicht vernachlässigbar.

Neben der Verspannung ist es zusätzlich wichtig, die Unterschiede im Verlauf der Kurven deutlich zu erkennen. Eine Möglichkeit hierfür wäre, das externe Magnetfeld bei den Messungen noch weiter zu verkleinern, damit der Einfluss der magnetischen Anisotropie noch größer wird. Hierzu soll der Verlauf der Messkurven für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 10 \text{ mT}$  als Beispiel dienen. Wie bereits erwähnt, führt die magnetische Anisotropie dazu, dass es bei der Drehung zu abrupten Sprüngen oder konstanten Bereichen im Widerstand kommt, weil sich die Orientierung der Magnetisierung sprunghaft bzw. kaum verändert. Wie in der Abbildung 3.13 zu erkennen ist, treten Sprünge bei unterschiedlich großen Feldorientierungen  $\alpha$  für unterschiedliche Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}}$  auf. So kann man im vergrößerten Ausschnitt erkennen, dass für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  bereits bei  $\alpha = -46.8^\circ$  eine Veränderung des Querwiderstands einsetzt. Im Gegensatz dazu kommt es für  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  erst bei  $\alpha = -44.2^\circ$  zu einer deutlichen Veränderung von  $\rho_{xy}$ . Ebenso lässt sich dies im Längswiderstand bei diesen Winkeln beobachten. Da die Messkurve für  $0 \text{ V}$  Piezospannung zwischen den beiden anderen Kurven für die Spannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  liegt und die Messungen in der Reihenfolge  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  durchgeführt wurden, lässt dies den Schluss zu, dass die Veränderung der Kurven nur durch die Verspannung des Piezos hervorgerufen wird und keine andere Ursache, wie zum Beispiel Temperaturschwankungen, hat.

Um aus den Messdaten mit Hilfe der Simulation quantitative Größen für die Anisotropieparameter zu bestimmen, ist es jedoch wichtig, bei nicht zu kleinen Feldern zu messen. Denn nur dann ist die Annahme, dass die Hallbar nur aus einer einzelnen magnetischen Domäne besteht, gerechtfertigt. Diese Annahme ist nur bis zu bestimmten externen Magnetfeldern gewährleistet, für kleinere Felder wird es zur Bildung von mehreren magnetischen Domänen auf der Hallbar kommen. Diese lassen sich in den Messungen durch Stufen im normalerweise kontinuierlichen Verlauf der Widerstandskurven erkennen (Barkhausen



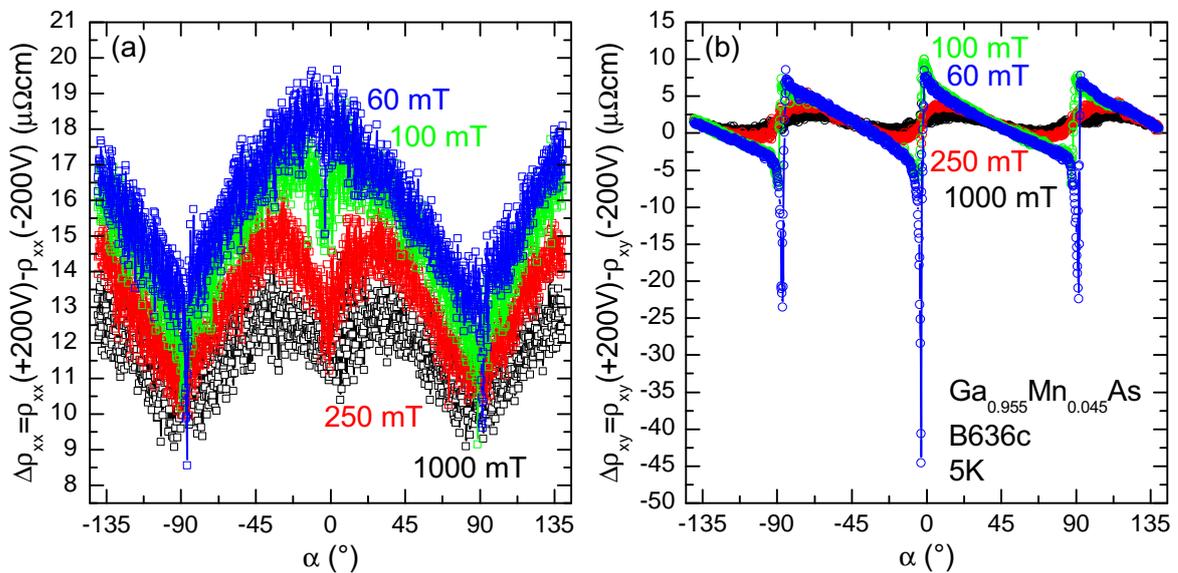
**Abbildung 3.13:** (a) Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 10\text{ mT}$  bei den Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$ . Der Ausschnitt (b) zeigt einen deutlichen Unterschied im Verlauf der Kurven: Änderungen in den Widerständen treten bei unterschiedlich großen Winkeln auf:  $\alpha(V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}) < \alpha(V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}) < \alpha(V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V})$

Effekt)<sup>8</sup>. Um nun auch bei höheren Feldern die Unterschiede zwischen Messungen bei unterschiedlichen  $V_{\text{Piezo}}$  herauszuarbeiten, ist es empfehlenswert, die Differenz zwischen zwei Messkurven zu betrachten. Durch Bildung der Differenz werden Gemeinsamkeiten herausgenommen und Unterschiede hervorgehoben. Bei den vorhandenen Messdaten wurde dazu die Differenz aus der Messung bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  bei jeweils fester Magnetfeldorientierung  $\alpha$  gebildet:

$$\Delta\rho_{xx}(\alpha) = \rho_{xx}(+200 \text{ V}, \alpha) - \rho_{xx}(-200 \text{ V}, \alpha) \quad (3.5)$$

$$\Delta\rho_{xy}(\alpha) = \rho_{xy}(+200 \text{ V}, \alpha) - \rho_{xy}(-200 \text{ V}, \alpha) \quad (3.6)$$

Führt man dies für unterschiedliche feste externe Messmagnetfelder  $\mu_0 H_{\text{mess}}$  durch, so ergibt sich folgender, in Abbildung 3.14(a) wiedergegebener, Verlauf für die longitudinale Widerstandsdifferenz<sup>9</sup>. Wie man erkennen kann, nimmt  $\Delta\rho_{xx}$  für  $-90^\circ \leq \alpha \leq 0^\circ$  zu, und



**Abbildung 3.14:** (a) Winkelabhängige longitudinale Widerstandsdifferenz und (b) transversale Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho = \rho(V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}) - \rho(V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V})$  für unterschiedliche externe Messmagnetfelder  $\mu_0 H_{\text{mess}}$ .

der Verlauf der Differenzkurve zeigt deutliche Charakteristiken, die mit abnehmendem Feld größer werden. Diese Vergrößerung der Differenz mit kleiner werdendem Feld ist ein Anzeichen für die Veränderung der magnetischen Anisotropie, die bei kleineren Magnetfeldern immer mehr Einfluss auf den Kurvenverlauf hat, verursacht durch die Verzerrung durch den Piezoaktor.

<sup>8</sup>Diese Stufen sind für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 10 \text{ mT}$  noch nicht zu entdecken.

<sup>9</sup>Zur besseren Übersicht wurde auf das Darstellen der Widerstandsdifferenzkurven für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 30 \text{ mT}$  verzichtet.

Betrachtet man den Kurvenverlauf für  $\Delta\rho_{xy}$  (Abb. 3.14 (b)), so ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei  $\Delta\rho_{xx}$ . Bei hohen Feldern ist kaum eine charakteristische Struktur zu erkennen, meistens liegt der Wert von  $\Delta\rho_{xy}$  nahe bei Null. Zu kleineren Messmagnetfeldern hin erhöht sich die Differenz und es treten charakteristische Strukturen im Kurvenverlauf auf. Der Umstand, dass sich erst bei kleinen Magnetfeldern ein deutlicher Unterschied zwischen  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  erkennen lässt, ist ein erneutes Indiz für die Veränderung der Anisotropie durch die vom Piezoaktor übertragene Verzerrung. Insgesamt bleibt also hervorzuheben, dass es durch die Bildung von  $\Delta\rho_{xx}$  und  $\Delta\rho_{xy}$  möglich ist, den Einfluss der Verzerrung deutlicher hervorzuheben.

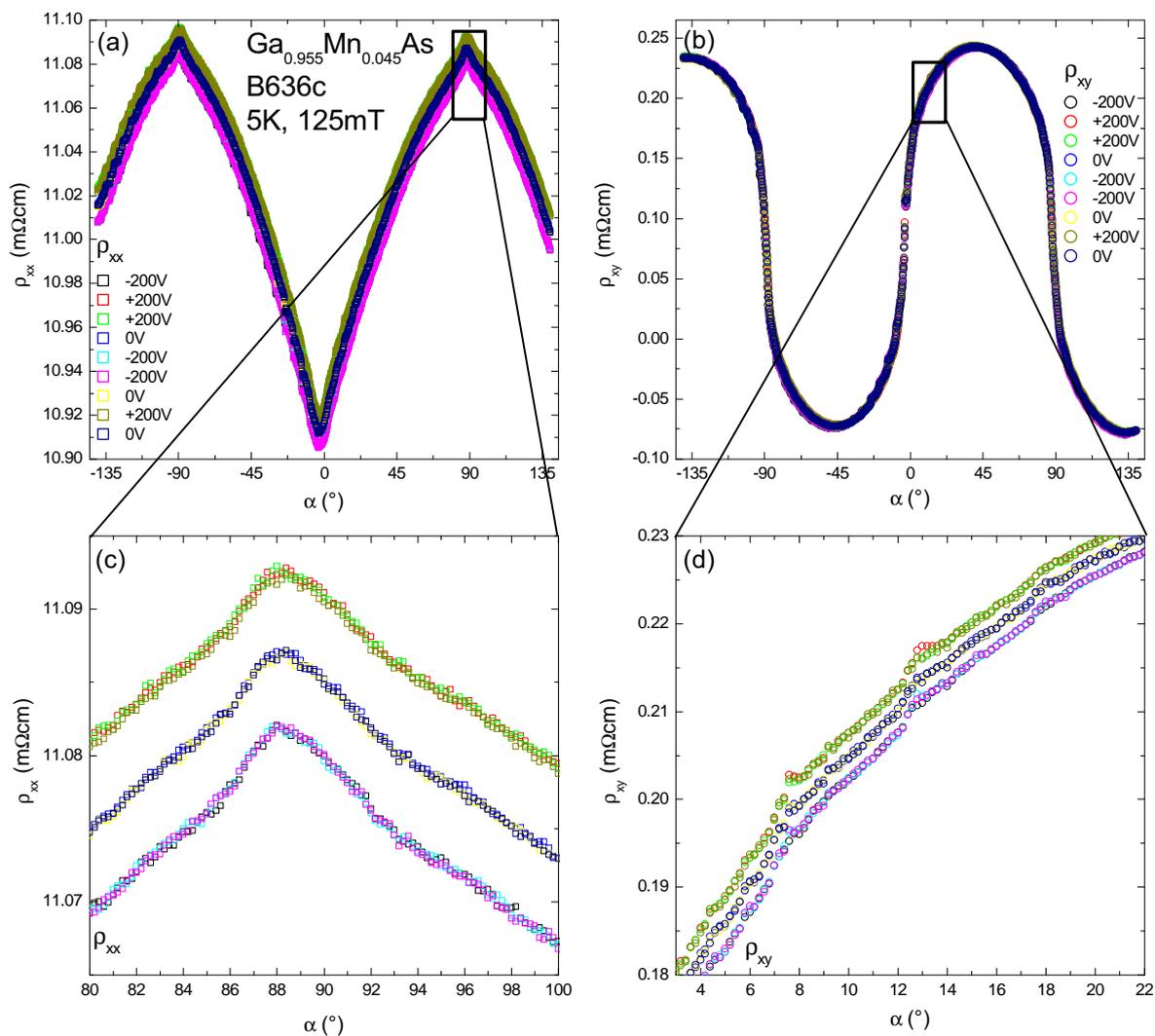
### Reproduzierbarkeit der Messungen

Es ist für die Auswertung wichtig zu wissen, wie reproduzierbar die Messungen sind. Da die zu erwartenden Effekte klein sind, muss insbesondere ausgeschlossen werden, dass andere Ursachen als die durch den Piezoaktor hervorgerufene Verzerrung als Erklärung in Frage kommen. Ein kontinuierlicher Temperaturdrift lässt sich schon durch die verwendete Messreihenfolge  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  ausschließen, da die  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  Kurve stets zwischen der gemessenen  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  Kurve liegt (falls sich Unterschiede beobachten lassen).

Weiterhin bleibt jedoch die Frage zu klären, wie genau sich die Messungen wiederholen lassen. Hierzu wurden bei einem festen Feld von  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 125\text{ mT}$  mehrmals in willkürlicher Reihenfolge die Spannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  angelegt und winkelabhängige Magnetotransportmessungen durchgeführt. In Abbildung 3.15 sind die experimentellen Ergebnisse zusammengefasst. Bei den Gesamtansichten der Widerstandsverläufe in der Abbildung 3.15 (a) und 3.15 (b) lassen sich keine Unterschiede zwischen den Kurven erkennen. Da die Änderungen des Kurvenverlaufs durch die magnetische Anisotropie bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 125\text{ mT}$  jedoch sehr klein sind, müssen Vergrößerungen betrachtet werden, welche in den Teilabbildungen 3.15 (c) und 3.15 (d) zu finden sind. In diesen Vergrößerungen kann man zum einen den Einfluss der Piezospannung auf die Widerstandskurven sehen, zum anderen erkennt man, dass die Messungen sehr gut reproduzierbar sind. Damit ist gezeigt, dass die Veränderung des Kurvenverlaufs durch die Piezospannung größer als die statistischen Messfehler sind. Die gewählte Messmethode ist also ohne Zweifel geeignet, den Einfluss der Verzerrung auf die magnetische Anisotropie des (Ga,Mn)As-Films zu erfassen.

### Linearer Zusammenhang zwischen Piezospannung und Veränderung der magnetischen Anisotropie

Neben der Reproduzierbarkeit ist es interessant für weitere Untersuchungen die Änderung der magnetischen Anisotropie in Abhängigkeit von der Piezospannung zu betrachten. Dazu wurde bei einem festen Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100\text{ mT}$  für unterschiedliche Piezospannungen  $-200\text{ V} \leq V_{\text{Piezo}} \leq +200\text{ V}$  in  $50\text{ V}$  Schritten winkelabhängige Wi-



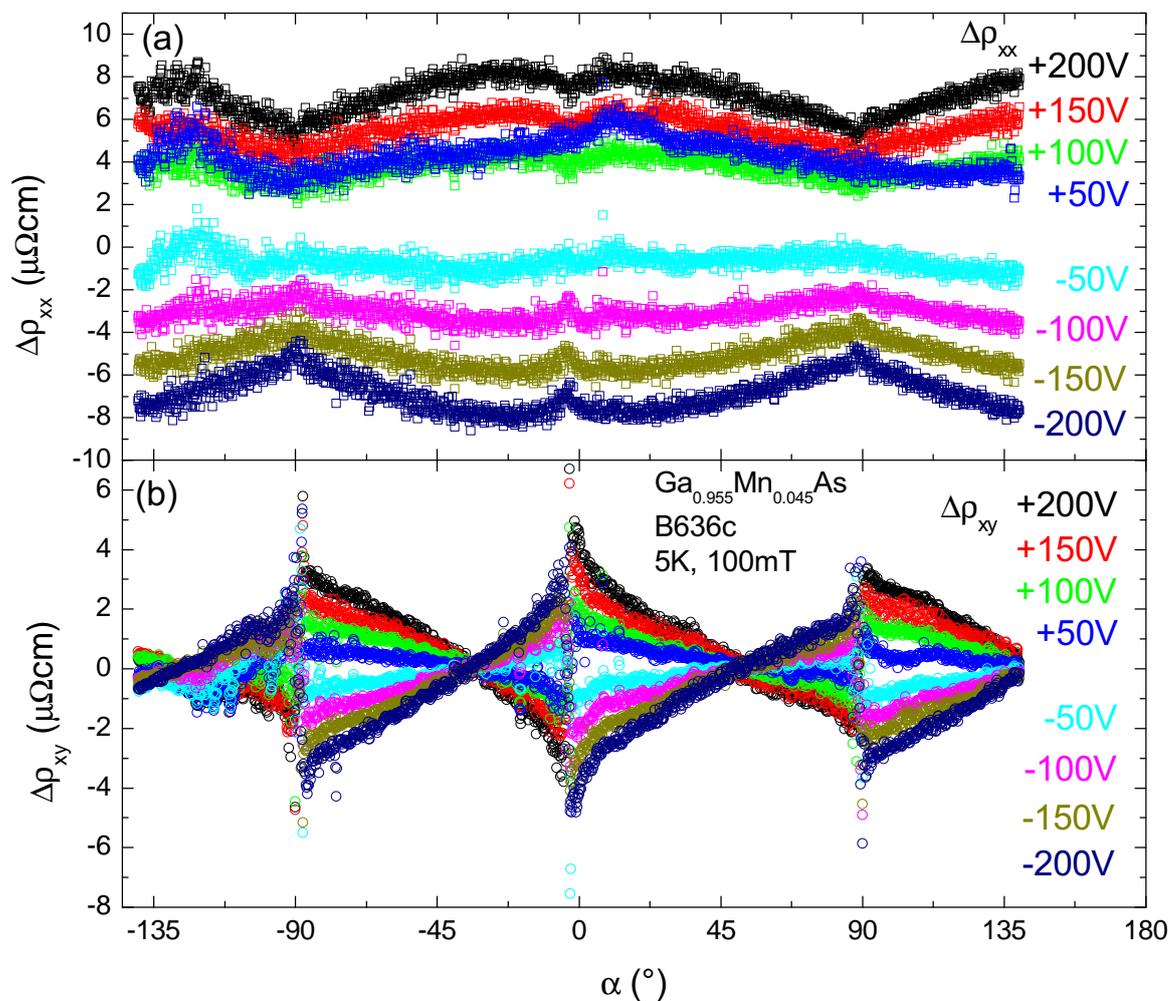
**Abbildung 3.15:** (a) Winkelabhängige Längs- und (b) Querwiderstandsmessung bei  $V_{Piezo} = +200V$ ,  $V_{Piezo} = -200V$  und  $V_{Piezo} = 0V$  zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit. Die Legende gibt von oben nach unten die Reihenfolge der Messungen wieder. Die vergrößerten Ausschnitte (c) und (d) zeigen deutlich, dass die beobachteten Unterschiede durch  $V_{Piezo}$  hervorgerufen werden und nicht durch Artefakte bedingt sind.

derstandsmessungen durchgeführt. Zur besseren Darstellung werden wieder Differenzen verwendet, diesmal bezüglich der  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  Messung:

$$\Delta\rho_{xx}(\alpha) = \rho_{xx}(V_{\text{Piezo}} = \dots \text{ V}, \alpha) - \rho_{xx}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}, \alpha) \quad (3.7)$$

$$\Delta\rho_{xy}(\alpha) = \rho_{xy}(V_{\text{Piezo}} = \dots \text{ V}, \alpha) - \rho_{xy}(V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}, \alpha) \quad (3.8)$$

Diese Differenzen sind in Abbildung 3.16 (a) und (b) für den Längswiderstand  $\Delta\rho_{xx}$  und für den Querwiderstand  $\Delta\rho_{xy}$  dargestellt. Wie aus den bereits diskutierten Messkurven bekannt, dominiert im Längswiderstand die Veränderung des Widerstandes durch die Verspannung. Dies liegt daran, dass der Längswiderstand entlang der Hauptausdehnungsrichtung des Piezoaktors gemessen wird und damit die geometrischen Abmessungen der Hallbar, und somit vor allem die Probenlänge  $l$  verändern. Betrachtet man  $\Delta\rho_{xx}$ , so kann man erkennen, dass die Verzerrung des Films mit zunehmender Piezospannung immer größer wird und die Zunahme zwischen den einzelnen Piezospannungen fast gleich groß ist. Es handelt sich also um eine lineare Zunahme der Verzerrung. Im Querwiderstand hingegen ist der Einfluss auf den Widerstand durch die Längenveränderung gering, da hierbei immer senkrecht zur Hauptausdehnungsrichtung gemessen wird. Die Unterschiede, die sich hier trotzdem erkennen lassen, haben ihre Ursache in der Veränderung der Anisotropie durch die Verspannung. Auch hier ist die Veränderung der Differenzensignale bezüglich  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  linear. Bemerkenswert ist dabei, dass die Polarität der Piezospannung die Lage des Differenzenplots bestimmt. Zum Beispiel liegen im Winkelbereich  $-90^\circ \leq \alpha \leq -45^\circ$  alle Messkurven für positive Piezospannungen oberhalb der  $\Delta\rho_{xy} = 0$  Kurve und alle Messkurven für negative Piezospannungen darunter. Für den Winkelbereich  $-45^\circ \leq \alpha \leq -0^\circ$  dreht sich dies genau um. Es scheint also möglich zu sein, mit Hilfe des Piezoaktors den (Ga,Mn)As-Film kontinuierlich zu verspannen und damit auch kontinuierlich die magnetische Anisotropie des Films zu verändern.



**Abbildung 3.16:** (a) Winkelabhängige Längs- und (b) Querwiderstandsdifferenzen bei einem festen Messmagnetfeld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100\text{mT}$  und Piezospannungen  $-200\text{V} \leq V_{\text{Piezo}} \leq +200\text{V}$  in 50 V -Schritten. In  $\Delta\rho_{xx}$  erkennt man eine kontinuierliche Verschiebung der Kurve mit der Piezospannung. In  $\Delta\rho_{xy}$  zeigt sich eine Veränderung der Kurvenform mit der Piezospannung.

### 3.3.2 Simulation der Messungen bei 5 K

Mit den Messungen alleine lassen sich nur qualitative Aussagen über die magnetische Anisotropie in dem untersuchten (Ga,Mn)As-Film machen. Für eine quantitative Aussage werden numerische Simulationen benötigt. Ziel ist es, mit Hilfe der Simulation die gemessenen Daten möglichst exakt wiederzugeben und aus den dabei verwendeten Parametern die Anisotropiekonstanten und den Einfluss der Piezospaltung auf diese zu extrahieren. Wie schon in Abschnitt 2.3 diskutiert, wird in der Simulation zuerst das globale Minimum der freien Energie für eine gegebene Magnetfeldorientierung bestimmt. Unter der Annahme, dass die Hallbar nur aus einer einzelnen magnetischen Domäne besteht, erhält man aus der Lage des globalen Minimums die Orientierung der Magnetisierungsrichtung. Aus der Magnetisierungsrichtung lassen sich dann Längs- und Querwiderstandssignal simulieren und anhand der Gleichungen (2.38) und (2.39) berechnen. Der für die Simulation verwendete Ansatz für die freie Energiedichte normiert auf  $M$  lautet:

$$F_M^{001} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{m} + B_{c,\parallel} (m_x^4 + m_y^4) + B_{\bar{1}10} (\vec{t} \cdot \vec{m})^2 + B_{010} (m_y)^2 \quad (3.9)$$

Dieser Ansatz beinhaltet die Annahme, dass die Magnetisierung nur in der Ebene liegen kann, was für (001)-(Ga,Mn)As für Messungen in der Filmebene gegeben ist. Die verwendeten Anisotropieparameter  $B_{c,\parallel}$  für die kubische Anisotropie und  $B_{\bar{1}10}$  für eine uniaxiale Anisotropie entlang der  $[\bar{1}10]$ -Achse sind schon aus dem Grundlagenkapitel bekannt. Zusätzlich wurde mit dem Parameter  $B_{010}$  eine weitere uniaxiale Anisotropie entlang  $[010]$  eingeführt. Dies ist nötig, um eine gute Übereinstimmung der Simulation mit den experimentellen Daten zu erhalten und ist im Einklang zu den Erkenntnissen der  $R(H)$ -Messungen, welche aufzeigten, dass eine solche uniaxiale Anisotropie im Film enthalten ist.

Durch die Verzerrung des (Ga,Mn)As-Films durch den Piezoaktor wird, wie schon in den Abschnitten 2.1.2 und 2.4.3 beschrieben, eine Veränderung der uniaxialen Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$  erwartet. Der Anisotropieparameter  $B_{\bar{1}10}$  sollte damit von der Piezospaltung abhängen.

#### Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den simulierten Kurven

Bevor mit der Simulation der Messungen begonnen werden kann, müssen die Messdaten noch etwas aufbereitet werden. Da in  $\rho_{xy}$  wegen des Versatzes der Querabgriffe nicht nur das Querwiderstandssignal, sondern auch ein Anteil des Längswiderstandssignals gemessen wird, muss von den gemessenen  $\rho_{xy}$  noch ein Anteil von  $\rho_{xx}$  subtrahiert werden, um diesen Effekt zu kompensieren:

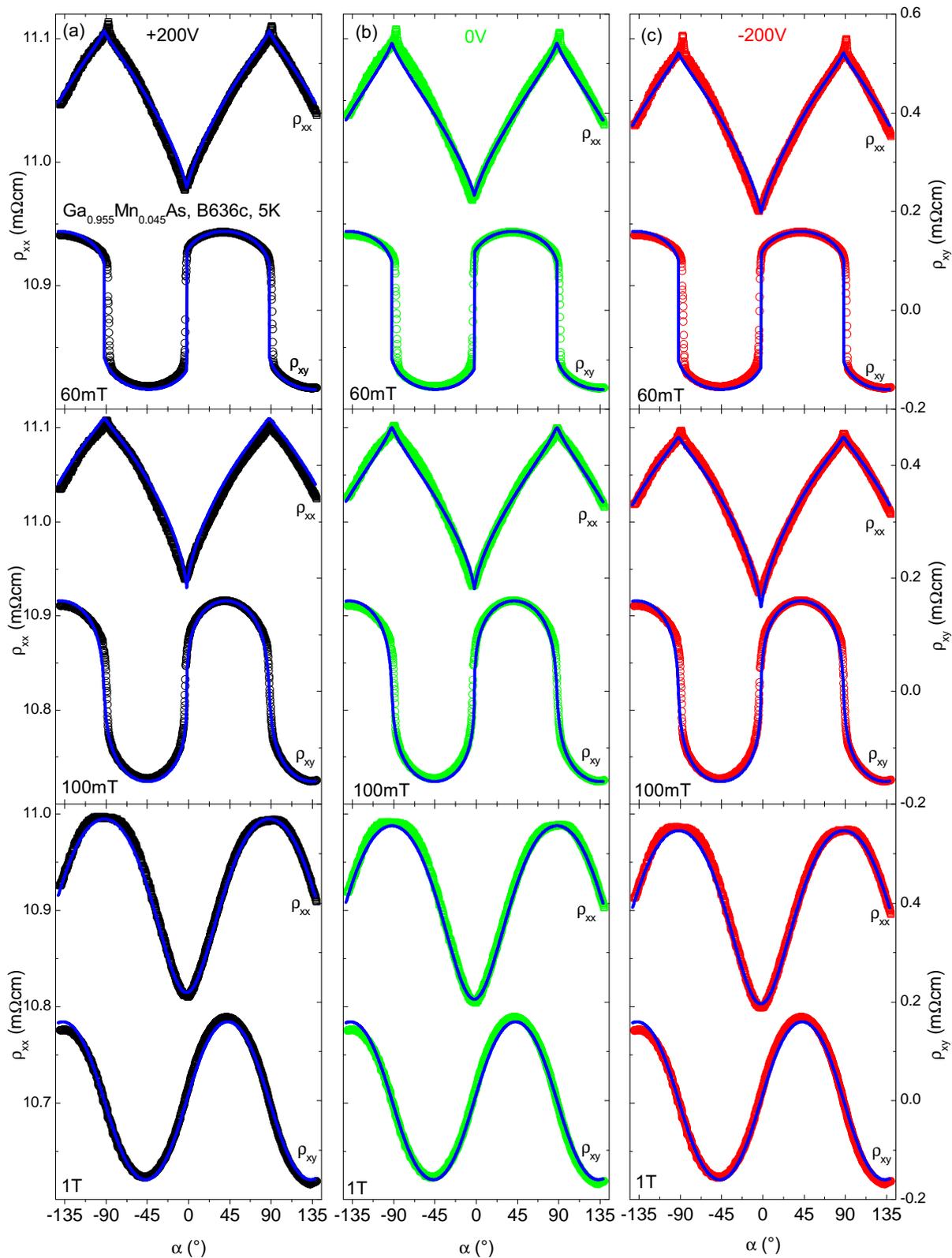
$$\rho'_{xy} = \rho_{xy} - 0.00745 \cdot \rho_{xx} \quad (3.10)$$

Dieser Anteil wurde durch iteratives Anpassen bestimmt, bis das erhaltene Querwiderstandssignal  $\rho'_{xy}$  in den Maxima und Minima die gleiche Änderung/Amplitude bezüglich  $\rho_{xy} = 0$  hatte. Für die Simulation der Kurven wurde wie folgt vorgegangen:

1. Annahme eines für (Ga,Mn)As typischen Satzes von Anisotropieparametern
2. Bestimmung der Lage der Magnetisierung für  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$  aus der numerischen Simulation
3. Bestimmung der benötigten Widerstandsparameter  $\rho_0$ ,  $\rho_1$ ,  $\rho_3$  und  $\rho_7$  mit Hilfe eines Fits der experimentellen Daten bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$ , unter Verwendung der numerisch bestimmten Magnetisierungsorientierung und der Widerstandsgleichungen (2.38) und (2.39)<sup>10</sup>.
4. Simulation der kleineren Felder  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  unter Verwendung der bestimmten Widerstandsparameter und Anpassung der Anisotropieparameter, bis die bestmögliche Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und Simulation erreicht wird.
5. Wiederholen der Schritte (2) bis (4), bis eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und Simulation erreicht ist.

Dieses Verfahren wurde solange fortgeführt, bis keine Veränderungen der Anisotropieparameter nötig waren und somit die bestmögliche Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht war. Bei den Simulationen stellte sich heraus, dass die gemessenen Kurven gegenüber den simulierten Kurven um  $\alpha = 2^\circ$  verschoben waren. Dieser Unterschied ist in der Probenmontage begründet, die Probe wurde nicht richtig ausgerichtet, so dass bei  $0^\circ$  das externe Magnetfeld nicht entlang der [110]-Richtung zeigt. Dementsprechend sind die Simulationskurven um  $\alpha = 2^\circ$  verschoben. In Abbildung 3.17 ist das Resultat eines solchen Simulationszyklus dargestellt. Die Symbole in den Graphen entsprechen den gemessenen Werten, die Linien geben die simulierten Daten wieder. Wie man erkennen kann, ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und experimentellen Daten sehr gut. Für die Anisotropieparameter ergaben sich aus der Simulation folgende Werte:  $B_{c,\parallel} = -22 \text{ mT}$  unabhängig von der Piezospaltung, ebenso unabhängig von der Piezospaltung ist der uniaxiale Anisotropiebeitrag von  $B_{010} = -3 \text{ mT}$ . Für die uniaxiale Anisotropie entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung ergeben sich unterschiedliche Werte. Bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  ist der Anisotropiebeitrag  $B_{\bar{1}10} = -4 \text{ mT}$ , bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  ist  $B_{\bar{1}10} = -3 \text{ mT}$  und bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  ist  $B_{\bar{1}10} = -2 \text{ mT}$ . Damit ändert sich die uniaxiale Anisotropie bei einem Piezospaltungshub von  $400 \text{ V}$  um  $2 \text{ mT}$ . Für die Widerstandsparameter ergab sich, dass sich  $\rho_1 = -0.080 \text{ m}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_3 = -0.100 \text{ m}\Omega\text{cm}$  und  $\rho_7 = 0.320 \text{ m}\Omega\text{cm}$  sowohl für unterschiedliche Magnetfelder als auch verschiedene Piezospaltungen nicht verändern. Im Gegensatz dazu zeigt  $\rho_0$  verschiedene Werte je nach Magnetfeld und Piezospaltung:  $\rho_0(+200 \text{ V}, 1 \text{ T}) = 10.995 \text{ m}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_0(+200 \text{ V}, 100 \text{ mT}) = 11.110 \text{ m}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_0(+200 \text{ V}, 60 \text{ mT}) = 11.115 \text{ m}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_0(0 \text{ V}, 1 \text{ T}) = 10.988 \text{ m}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_0(0 \text{ V}, 100 \text{ mT}) =$

<sup>10</sup>Zur Bestimmung der Widerstandsparameter wurde die im Programm Origin integrierte Fitfunktion verwendet.

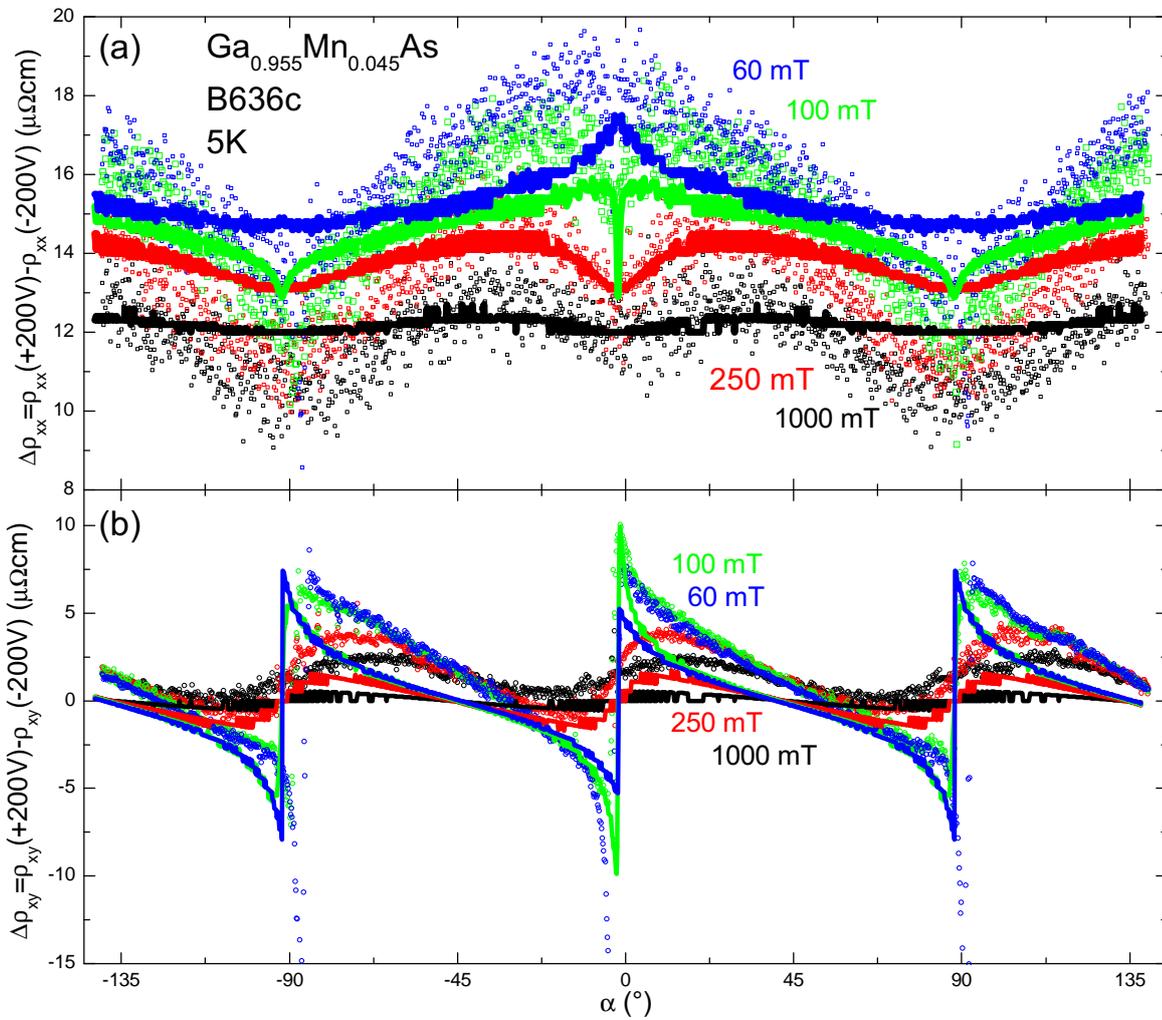


**Abbildung 3.17:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1\text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100\text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60\text{ mT}$ . Die Skalen für  $\rho_{xx}$  befinden sich immer an der linken Achse (in jeder Reihe gleiche Skalierung) und  $\rho_{xy}$  an der rechten Achse. Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Die aus der Simulation ermittelten Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -22\text{ mT}$ ,  $B_{010} = -3\text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200\text{ V}) = -4\text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(0\text{ V}) = -3\text{ mT}$  und  $B_{\bar{1}10}(-200\text{ V}) = -2\text{ mT}$ .

11.100 mΩcm,  $\rho_0(0 \text{ V}, 60 \text{ mT}) = 11.110 \text{ mΩcm}$ ,  $\rho_0(-200 \text{ V}, 1 \text{ T}) = 10.983 \text{ mΩcm}$ ,  $\rho_0(-200 \text{ V}, 100 \text{ mT}) = 11.090 \text{ mΩcm}$ ,  $\rho_0(-200 \text{ V}, 60 \text{ mT}) = 11.099 \text{ mΩcm}$ .

Um die Güte der Simulation kritisch zu evaluieren, sind in Abbildung 3.18 (a) die Differenzenplots für  $\Delta\rho_{xx}(\alpha) = \rho_{xx}(+200 \text{ V}, \alpha) - \rho_{xx}(-200 \text{ V}, \alpha)$  und in 3.18 (b) die Differenzenplots für  $\Delta\rho_{xy}(\alpha) = \rho_{xy}(+200 \text{ V}, \alpha) - \rho_{xy}(-200 \text{ V}, \alpha)$  sowohl für Experiment als auch Simulation gezeigt. In  $\Delta\rho_{xx}(\alpha)$  sind Abweichungen zwischen Simulation und Messung zu erkennen, hier scheint es in den Messdaten neben dem Einfluss der magnetischen Anisotropie noch zusätzliche Einflüsse zu geben. Dies könnte durch eine leichte Verkippung der Probe innerhalb der Rotationsebene erklärt werden. In  $\Delta\rho_{xy}(\alpha)$  ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation sehr gut. Insgesamt zeigen auch die Differenzplots auf, dass die durchgeführte Simulation mit den gewählten Parametern die experimentellen Daten sehr gut wiedergibt.

In Abbildung 3.18(a) und (b) fällt auf, dass die Simulationslinie keinen kontinuierlichen Verlauf, sondern einen stufenförmigen Verlauf aufzeigt. Dies liegt daran, dass in der Simulation  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  nur bis auf  $10^{-3} \text{ mΩcm}$  genau berechnet werden. Da sich die berechneten Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{xx}(\alpha)$  und  $\Delta\rho_{xy}(\alpha)$  genau in diesem Größenbereich befinden erscheinen die vom Simulationsprogramm durchgeführten Rundungen als Stufen im Linienverlauf.



**Abbildung 3.18:** (a) Darstellung der Widerstandsdifferenzen  $\Delta\rho_{xx}(\alpha)$  und (b)  $\Delta\rho_{xy}(\alpha)$ , bestimmt aus den Messungen (Symbole) und aus den simulierten Messkurven (Linien). Die qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zeigt, dass der Simulationsansatz gut geeignet ist, die Verzerrungsabhängigkeit der magnetischen Anisotropie wiederzugeben.

### 3.3.3 Messungen und Simulationen bei höheren Temperaturen

Mit zunehmender Temperatur werden sich zum einen die Anisotropieparameter unterschiedlich verhalten und zum anderen wird die Ausdehnung des Piezoaktors über den gleichen Spannungsbereich zunehmen. Für die magnetische Anisotropie wird der kubische Beitrag mit zunehmender Temperatur schneller abnehmen als die uniaxiale Anisotropie. Durch die größere Ausdehnung des Piezoaktors wird die in den (Ga,Mn)As-Film induzierten uniaxiale Anisotropie größer. Außerdem werden die magnetoelastischen Konstanten in (Ga,Mn)As mit steigender Temperatur kleiner und damit wird der Einfluss der Verzerrung auf die magnetische Anisotropie kleiner. Die Frage, wie sich diese unterschiedlichen temperaturabhängigen Effekte auf das Verhalten der Probe auswirken, sollen im folgenden mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei verschiedenen Temperaturen untersucht werden. Damit lassen sich einerseits die Veränderungen der Anisotropieparameter in Abhängigkeit von der Temperatur quantifizieren, andererseits der Einfluss der Verspannung durch den Piezostack auf die magnetische Anisotropie, und damit die magnetoelastischen Konstanten des (Ga,Mn)As-Films bestimmen (falls die vom Piezoaktor induzierte Verzerrung bekannt ist).

#### Messungen bei 20K

In Abbildung 3.19 sind für die externen Magnetfelder  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  der jeweils gemessene Längs- und Querwiderstand, repräsentiert durch Quadrate bzw. Kreise bei den Piezospannungen (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  aufgezeichnet. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Simulation als blaue Linien aufgetragen.

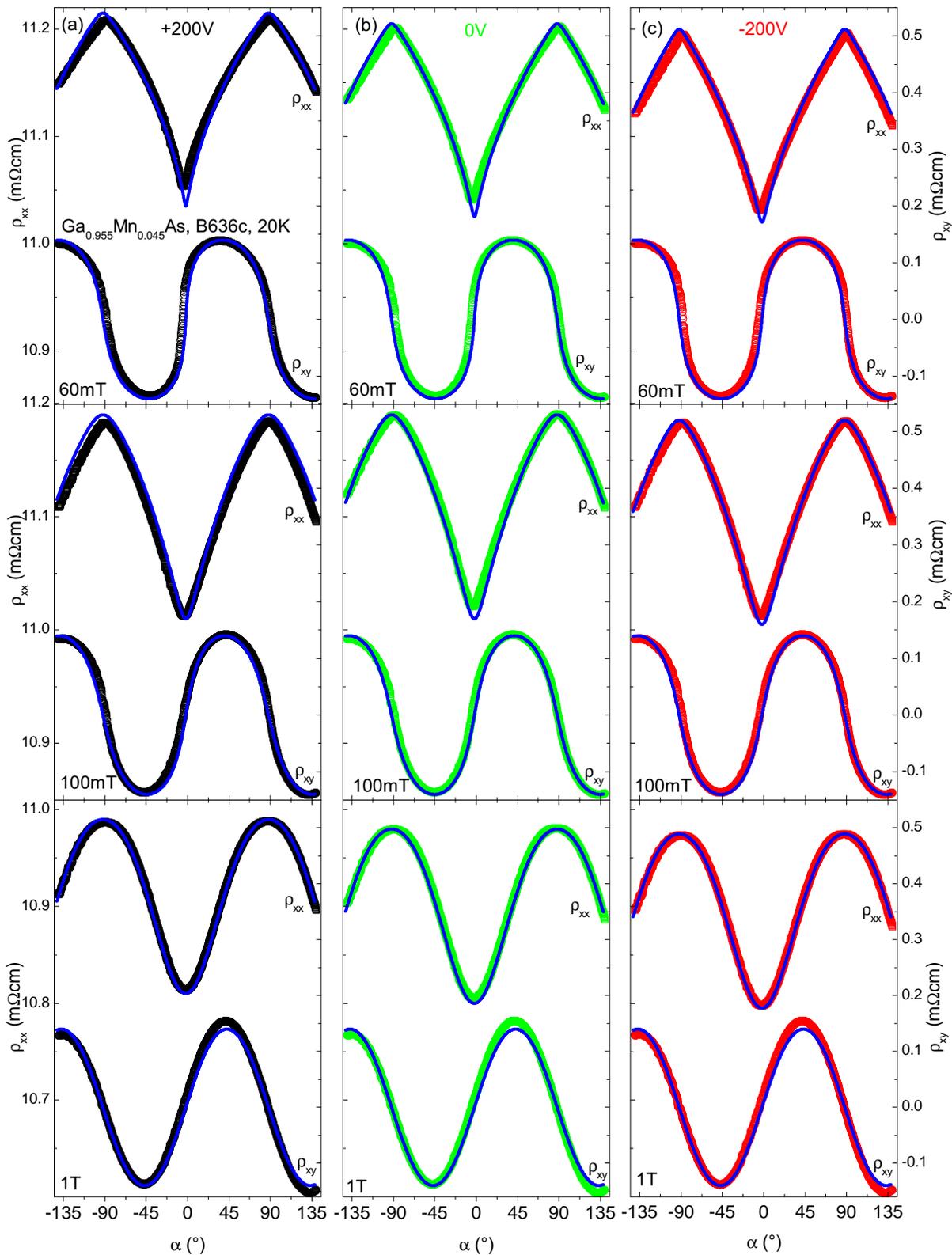
Für die Simulation wurden folgende Parameter verwendet:  $B_{c,\parallel} = -10 \text{ mT}$ ,  $B_{010} = -3 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200 \text{ V}) = -6 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(0 \text{ V}) = -2 \text{ mT}$  und  $B_{\bar{1}10}(-200 \text{ V}) = 1 \text{ mT}$ .

Im Vergleich zu  $T = 5 \text{ K}$  ist die kubische Anisotropie kleiner geworden, dominiert aber noch den Beitrag der magnetischen Anisotropie zur freien Energie. Zusätzlich ist die Änderung von  $B_{\bar{1}10}$  als Funktion der Piezospannung gegenüber der Messung bei  $5 \text{ K}$  größer geworden.

#### Messungen bei 40K

Abbildung 3.20 zeigt die Messungen und die Simulation für  $T = 40 \text{ K}$ . Die aus der Simulation gewonnenen Anisotropieparameter betragen:  $B_{c,\parallel} = -3 \text{ mT}$ ,  $B_{010} = -3 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200 \text{ V}) = -16 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(0 \text{ V}) = -7 \text{ mT}$  und  $B_{\bar{1}10}(-200 \text{ V}) = 4 \text{ mT}$ .

Gegenüber den Messungen bei  $5 \text{ K}$  und  $20 \text{ K}$  ist nun der uniaxiale Anteil entlang  $[\bar{1}10]$  ( $B_{\bar{1}10}$ ) dominierend, der kubische Anteil hat stark abgenommen. Ebenso lässt sich aus den Messkurven der Einfluss der Piezospannung auf die Kurvenform erkennen. Bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und einem Feld  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$  ist die  $\rho_{xy}$ -Kurve stark nach links gekippt. Im Gegensatz dazu ist die  $\rho_{xy}$ -Kurve bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  nahezu aufrecht. Ana-



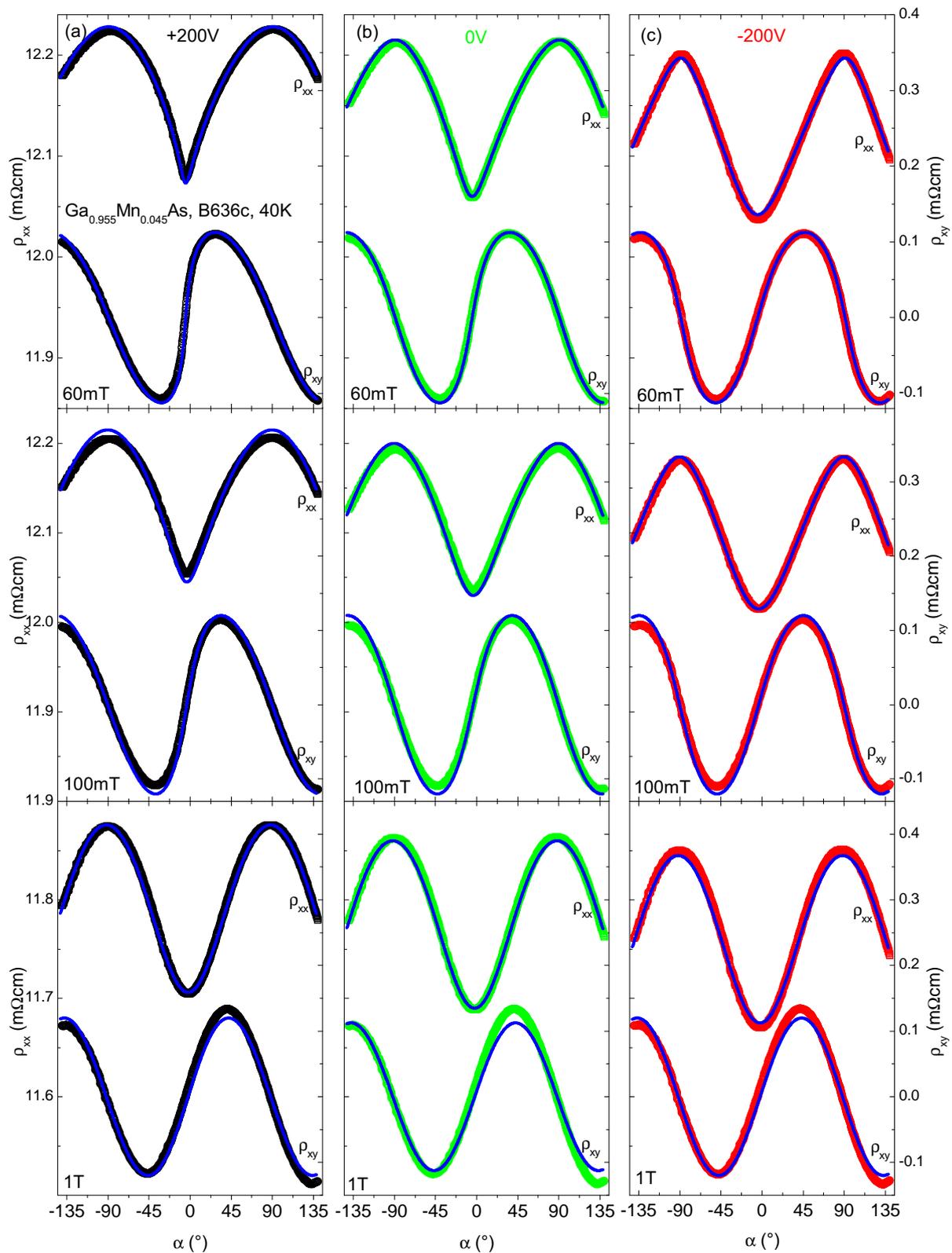
**Abbildung 3.19:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 20\text{ K}$  (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1\text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100\text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60\text{ mT}$ . Die Simulation beschreibt die Messdaten sehr exakt. Die aus der Simulation bestimmten Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -10\text{ mT}$ ,  $B_{010} = -3\text{ mT}$ ,  $B_{110}(+200\text{ V}) = -6\text{ mT}$ ,  $B_{110}(0\text{ V}) = -2\text{ mT}$  und  $B_{110}(-200\text{ V}) = 1\text{ mT}$ . Der kubische Anisotropiebeitrag wird gegenüber der Messung bei  $T = 5\text{ K}$  kleiner, dominiert aber noch die magnetische Anisotropie. Der Einfluss der Piezospannung auf die magnetische Anisotropie nimmt zu.

log erkennt man nun auch Unterschiede im Längswiderstandsignal, bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  ist das Minimum der Kurve für kleine Felder deutlich spitzer als bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ . Die Änderung von  $B_{\bar{1}10}$  von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  bis  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  ist gegenüber  $T = 5 \text{ K}$  und  $T = 20 \text{ K}$  erneut größer geworden.

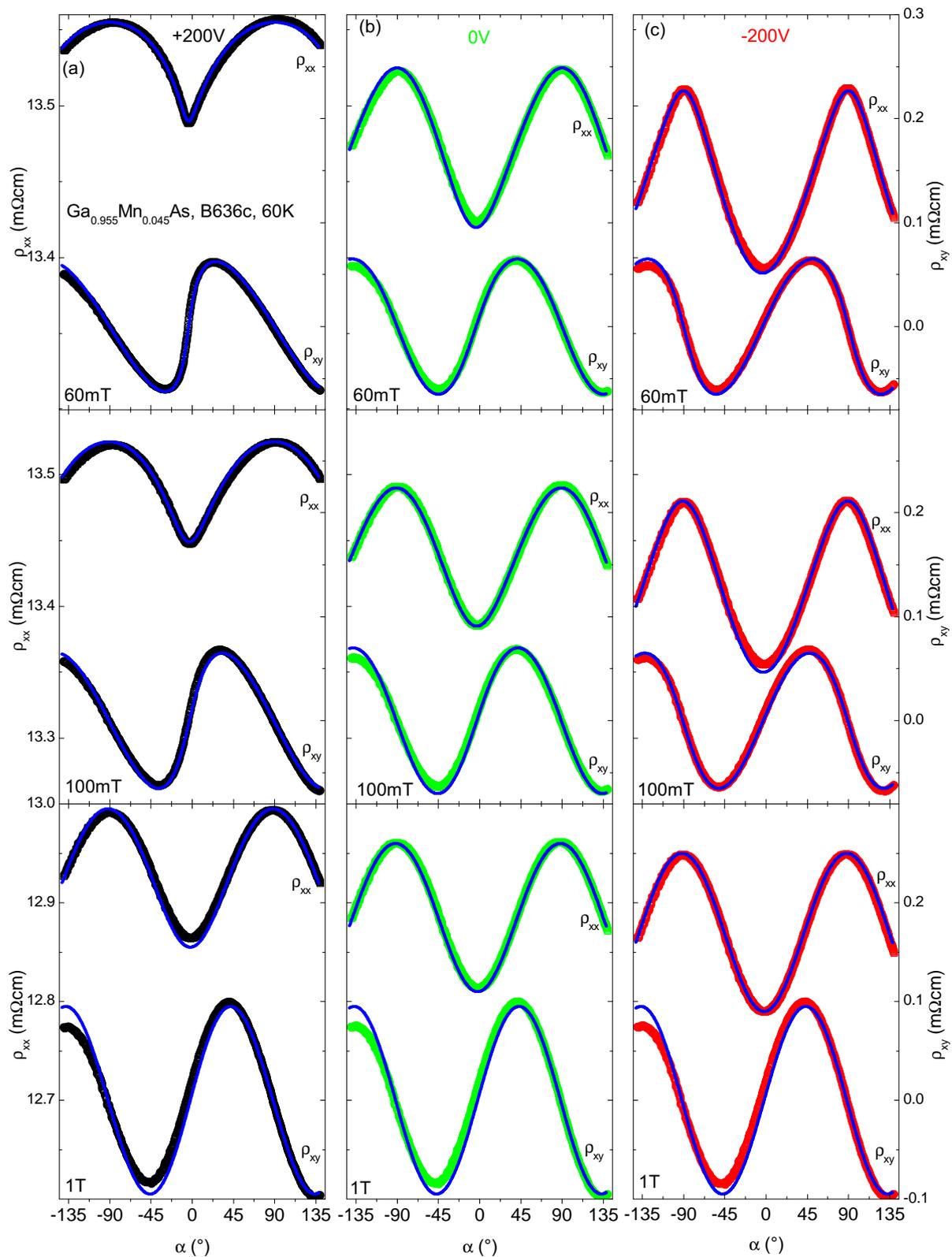
### Messungen bei 60K

Die Messungen und Simulationen bei  $T = 60 \text{ K}$  sind in Abbildung 3.21 gezeigt. Hierbei sind die aus den Simulationen bestimmten Anisotropieparameter:  $B_{c,\parallel} = -1 \text{ mT}$ ,  $B_{010} = -2 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200 \text{ V}) = -18 \text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(0 \text{ V}) = -1 \text{ mT}$  und  $B_{\bar{1}10}(-200 \text{ V}) = 8 \text{ mT}$ . Auch hier lassen sich schon in den Messungen deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Piezospannungen in der Kurvenform erkennen. Gegenüber den Messungen und den Simulationsergebnissen bei  $T = 40 \text{ K}$ , ist die Änderung von  $B_{\bar{1}10}$  von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  bis  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  nahezu unverändert (20 mT), nur die absoluten Werte unterscheiden sich wegen der höheren Temperatur.

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass sich sowohl die magnetische Anisotropie, als auch die durch die Verspannung des Films erzeugte Veränderung der uniaxialen Anisotropie mit der Temperatur stark verändern. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse findet sich in Tabelle 3.1 und eine grafische Darstellung in Abbildung 3.23.



**Abbildung 3.20:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 40\text{ K}$  (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1\text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100\text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60\text{ mT}$ . Die aus der Simulation bestimmten Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -3\text{ mT}$ ,  $B_{010} = -3\text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200\text{ V}) = -16\text{ mT}$ ,  $B_{\bar{1}10}(0\text{ V}) = -7\text{ mT}$  und  $B_{\bar{1}10}(-200\text{ V}) = 4\text{ mT}$ . Der uniaxiale Beitrag zur Anisotropie dominiert für diese Temperatur.



**Abbildung 3.21:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 60$  K (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V, (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT. Die aus der Simulation bestimmten Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -1$  mT,  $B_{010} = -2$  mT,  $B_{110}(+200 \text{ V}) = -18$  mT,  $B_{110}(0 \text{ V}) = -1$  mT und  $B_{110}(-200 \text{ V}) = 8$  mT.

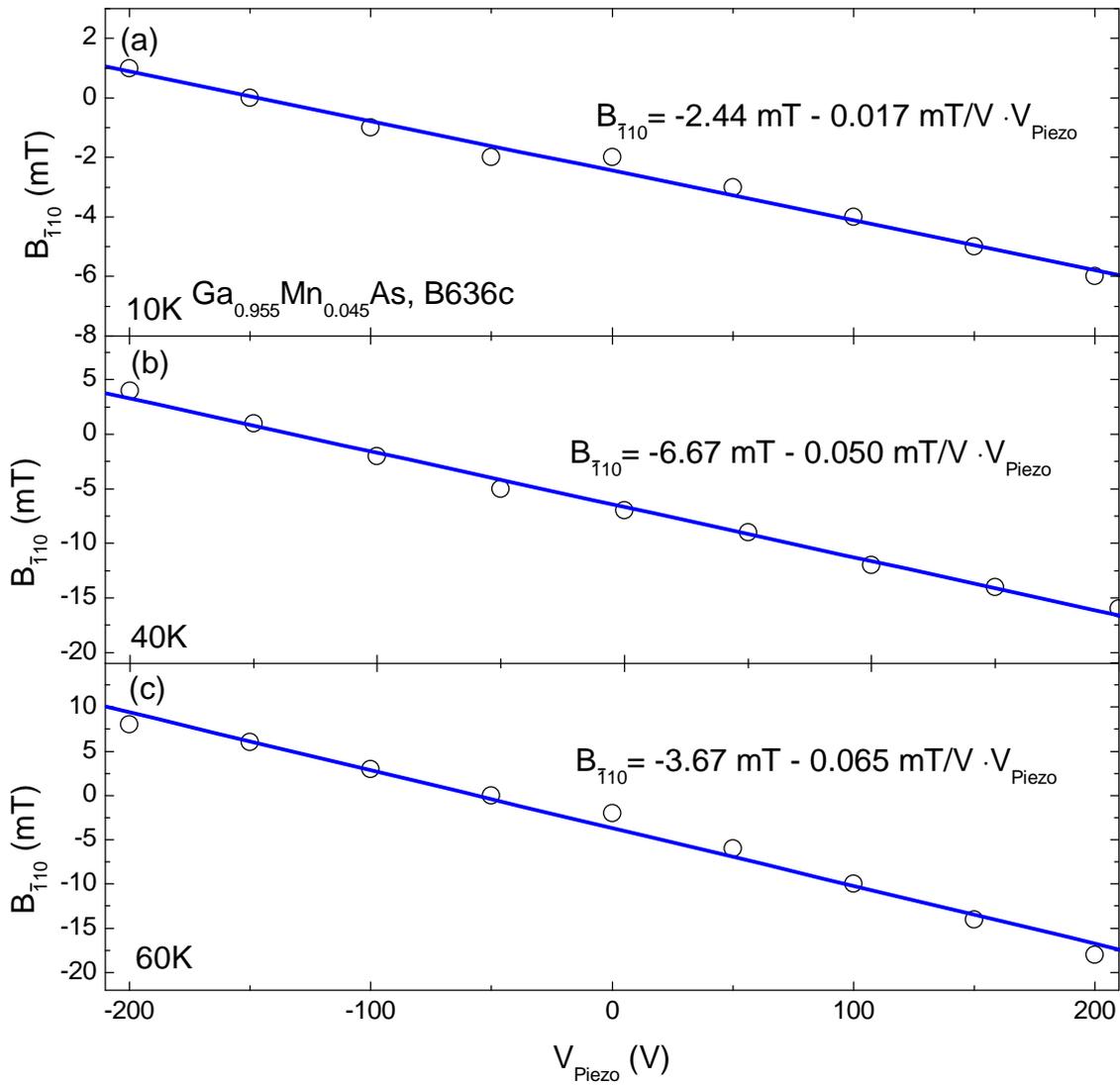
$T$ [K]	$B_{c,\parallel}$ [mT]	$B_{010}$ [mT]	$B_{\bar{1}10}(+200\text{ V})$ [mT]	$B_{\bar{1}10}(0\text{ V})$ [mT]	$B_{\bar{1}10}(-200\text{ V})$ [mT]	$\rho_1$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_3$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_7$ [m $\Omega$ cm]
5	-22	-3	-4	-3	-2	-0.080	-0.100	0.32
10	-17	-3	-6	-2	1	-0.070	-0.110	0.30
20	-10	-3	-6	-2	1	-0.100	-0.080	0.28
30	-5	-3	-11	-4	3	-0.120	-0.060	0.26
40	-3	-3	-16	-7	4	-0.130	-0.030	0.23
50	-2	-3	-19	-4	6	-0.100	-0.020	0.19
60	-1	-2	-18	-1	8	-0.050	-0.020	0.13
70	1	-2	-17	-1	7	0.012	-0.005	0.06
80	0	0	0	0	0	0	0	0
90	0	0	0	0	0	0	0	0

**Tabelle 3.1:** Darstellung der Anisotropieparameter  $B_{c,\parallel}$ ,  $B_{010}$ ,  $B_{\bar{1}10}(+200\text{ V})$ ,  $B_{\bar{1}10}(0\text{ V})$ ,  $B_{\bar{1}10}(-200\text{ V})$ , und der Widerstandsparameter  $\rho_1$ ,  $\rho_3$ ,  $\rho_7$  für  $5\text{ K} \leq T \leq 90\text{ K}$  ( $\rho_0$  ist im Anhang in Tabelle B.1 zu finden). Diese Parameter wurden mit Hilfe der numerischen Simulation der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bestimmt. Für  $T = 80\text{ K}$  und  $T = 90\text{ K}$  war eine Bestimmung der Anisotropieparameter nicht möglich.

### Veränderung von $B_{\bar{1}10}$ als Funktion der Piezospannung

Die durch den Piezoaktor in den (Ga,Mn)As-Film induzierte Verzerrung, ebenso wie die Ausdehnung des Piezoaktors sollte linear in  $V_{\text{Piezo}}$  sein. Die Linearität der Ausdehnung gilt näherungsweise nur, wenn man einen kontinuierliche Spannungsänderung von positiven zu negativen Piezospnungen bzw. umgekehrt betrachtet. Ansonsten zeigt der Piezoaktor eine von der Piezospnung abhängige Hysterese. Aus der näherungsweisen Linearität folgt dann, dass auch  $B_{\bar{1}10}$  linear in  $V_{\text{Piezo}}$  ist. Dies wird im folgenden überprüft.

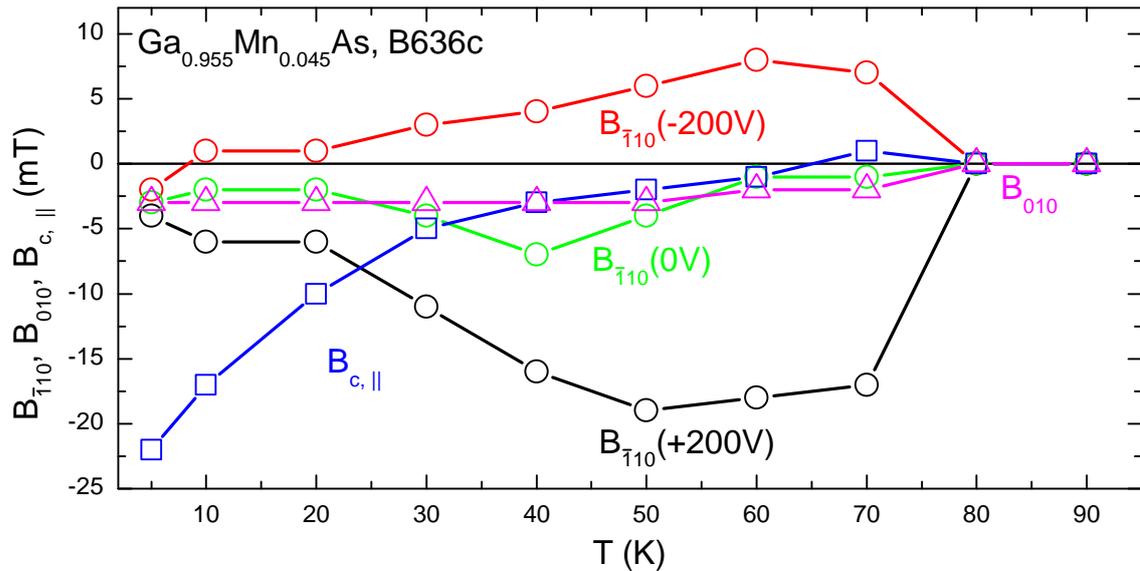
Wie im vorigen Abschnitt gesehen, ändert sich die Abhängigkeit von  $B_{\bar{1}10}$  von der Piezospnung mit steigender Temperatur stark. Daher soll nun bei ausgewählten Temperaturen mit Hilfe der Simulation überprüft werden, wie  $B_{\bar{1}10}$  von  $V_{\text{Piezo}}$  abhängt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.22 dargestellt. Zur Bestimmung der Anisotropieparameter wurden winkelabhängige Magnetotransportmessungen für Piezospnungen  $-200 \text{ V} \leq V_{\text{Piezo}} \leq +200 \text{ V}$  in 50 V-Schritten durchgeführt, und dann mit Hilfe der Simulation ausgewertet. Dabei wurde, um nicht zusätzlich einen Einfluss der Hysterese des Piezoaktors in den Messungen zu erhalten, die Piezospnung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V} \rightarrow -200 \text{ V}$  gefahren. In der Darstellung sind die daraus gewonnenen Daten als Kreise eingezeichnet. Die blaue Linie stellt einen Fit mit Hilfe linearer Regression über alle Datenpunkte dar. Wie man in den einzelnen Bildern erkennen kann, ist der lineare Zusammenhang zwischen uniaxialer Anisotropie und Piezospnung für alle Temperaturen erfüllt. Zusätzlich fällt auf, dass mit zunehmender Temperatur die Steigung der Regressionsgerade zunimmt, die Änderung der Anisotropiekonstante  $B_{\bar{1}10}$  durch die Piezospnung  $V_{\text{Piezo}}$  also immer größer wird. Eine solche Analyse des Zusammenhangs  $B_{\bar{1}10}(V_{\text{Piezo}})$  war bei  $T = 5 \text{ K}$  leider nicht möglich, da die Unterschiede in den Anisotropieparametern zu klein waren, um eine entsprechende  $V_{\text{Piezo}}$ -Messserie mittels Simulation auszuwerten. Daher wurde bei dieser Temperatur lediglich die Analyse mittels der Differenz der Längs- und Querwiderstände bezüglich der Messung bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  durchgeführt (Siehe Abbildung 3.16).



**Abbildung 3.22:** Überprüfung der Linearität der Veränderung des Anisotropieparameters  $B_{110}$  bei (a)  $T = 10 \text{ K}$ , (b)  $T = 40 \text{ K}$  und (c)  $T = 60 \text{ K}$ . Die eingezeichneten Kreissymbole entsprechen den aus der Simulation ermittelten Anisotropieparametern, die blauen Linien sind lineare Regressionsgeraden. Der Zusammenhang zwischen  $B_{110}$  und Piezospannung  $V_{Piezo}$  ist in sehr guter Näherung linear.

### Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter

Neben den Messungen bei  $T = 5\text{ K}$ ,  $T = 10\text{ K}$ ,  $T = 20\text{ K}$ ,  $T = 40\text{ K}$  und  $T = 60\text{ K}$  wurden auch Messungen bei  $T = 30\text{ K}$ ,  $T = 50\text{ K}$ ,  $T = 70\text{ K}$ ,  $T = 80\text{ K}$  und  $T = 90\text{ K}$  durchgeführt (eine Darstellung dieser Ergebnisse sind im Anhang B zu finden). Die aus diesen Messungen anhand der Simulationsprozedur bestimmten Anisotropiefelder sind in Abbildung 3.23 dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass mit zunehmender Temperatur



**Abbildung 3.23:** Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter. Die Parameter sind mit Hilfe der Simulation aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bestimmt worden.

die kubische Anisotropie  $B_{c,||}$  gegenüber den anderen Anisotropien stark abnimmt. Im Gegensatz dazu bleibt die uniaxiale Anisotropie  $B_{010}$  entlang  $[010]$  annähernd konstant und nimmt erst bei  $T \geq 60\text{ K}$  ab, bevor bei  $T = 80\text{ K}$  (d.h. nahe  $T_C$ ) alle ermittelten Konstanten verschwinden. Die uniaxiale Anisotropie  $B_{\bar{1}10}$  entlang  $[\bar{1}10]$  bleibt auch über den Bereich  $5\text{ K} \leq T \leq 20\text{ K}$  nahezu konstant, nimmt dann für  $20\text{ K} \leq T \leq 40\text{ K}$  zu, bleibt für  $40\text{ K} \leq T \leq 70\text{ K}$  nahezu konstant und nimmt für  $T \geq 70\text{ K}$  stark ab. Diese Beobachtungen decken sich qualitativ sehr gut mit den Messungen von Masmanidis *et al.* [45].

### Bestimmung der magnetoelastischen Konstanten

Aus der Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter lassen sich - falls die durch den Piezoaktor im Film erzeugte Verzerrung bekannt ist - die magnetoelastische Konstanten bestimmen.

Unter der Vereinfachung, dass eine Verspannung nur entlang der [110]-Achse stattfindet und die magnetoelastische Konstante isotrop ist [8]:

$$\lambda_{110} = \frac{\Delta B_{110} \cdot M_{sat} \cdot 2}{3(c_{12} - c_{11}) \cdot \epsilon_{110}} \quad (3.11)$$

Zur Bestimmung von  $\lambda_{110}$  müssen also die Änderung der uniaxialen Anisotropie  $\Delta B_{110}$  entlang der [110]-Richtung, die Verzerrung des Films durch den Piezoaktor  $\epsilon_{110}$  und die Sättigungsmagnetisierung  $M_{sat}$  bekannt sein. Die elastischen Module  $c_{12}$  und  $c_{11}$  sind für GaAs aus der Literatur wohlbekannt [47]. Um die Verzerrung  $\epsilon_{110}$  des Piezos zu messen, wurden Dehnmessstreifen<sup>11</sup> verwendet. Aufgrund des Messaufbaus war es leider nicht möglich, gleichzeitig an einer Probe sowohl Magnetotransport zu messen als auch die Widerstandssignale des Dehnmessstreifens auszulesen. Daher wurde ein zweiter Piezoaktor präpariert, auf den ein Dehnmessstreifen mit Hilfe des auch für das Aufkleben der Filme verwendeten MBond 600 fixiert wurde. Mit Hilfe dieses Dehnmessstreifens konnte die Verzerrung  $\epsilon_{110}(V_{Piezo})$  in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt werden. Dazu wurde bei stabiler Temperatur die Piezospannung mehrmals zwischen festen für die Temperatur geeigneten Spannungsextremen variiert und der Widerstand des Dehnmessstreifens gemessen und mitprotokolliert. Dabei hängt die Widerstandsänderung des Dehnmessstreifens  $\Delta R/R_0$  mit der Verzerrung gemäß [48]

$$\frac{\Delta R}{R_0} = k \cdot \frac{\Delta l}{l_0} = k \cdot \epsilon \quad (3.12)$$

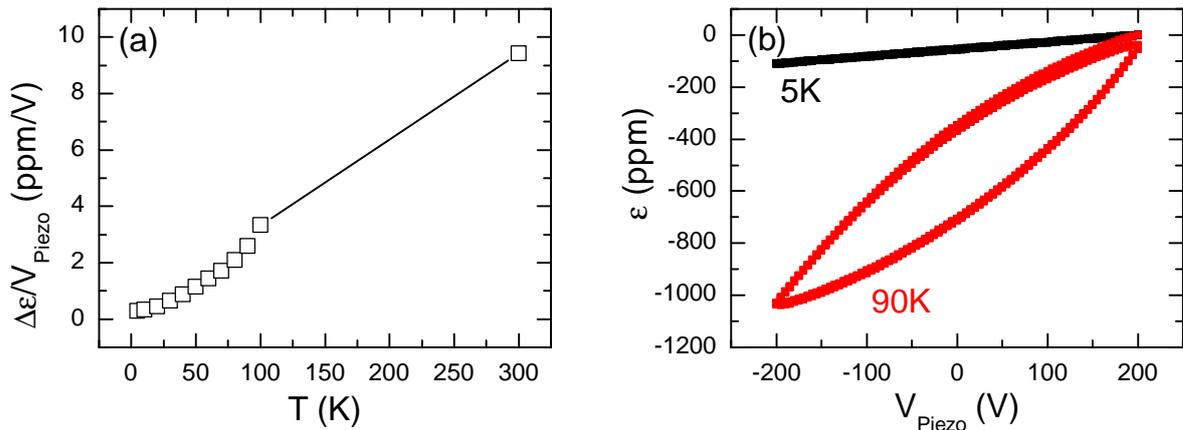
zusammen. Die Proportionalitätskonstante  $k$  ist linear von der Temperatur abhängig [48]:

$$k(T) = 1.99 \cdot [1 - (T[K] - 273.15) \cdot \frac{1}{10000}] \quad (3.13)$$

Damit lässt sich nun  $\epsilon_{110}/V_{Piezo}$  für verschiedene Temperaturen bestimmen. Bei  $T = 300$  K wurde so experimentell  $\epsilon_{110}/V_{Piezo} = 9.4 \pm 0.8$  ppm/V bestimmt. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit den aus dem Datenblatt angegebenen Wert von 8.7 ppm/V überein. Für tiefere Temperaturen gibt es jedoch keine Herstellerangaben, weshalb die Messungen mit dem Dehnmessstreifen notwendig waren. In Abbildung 3.24 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt. Wie man in dem Graphen erkennen kann, nimmt  $\epsilon_{110}/V_{Piezo}$  mit kleiner werdender Temperatur ab.

Neben der durch den Piezoaktor induzierten Verzerrung muss zur Bestimmung von

<sup>11</sup>Vishay Micro-Measurements, Typ WK-06-062TT-350



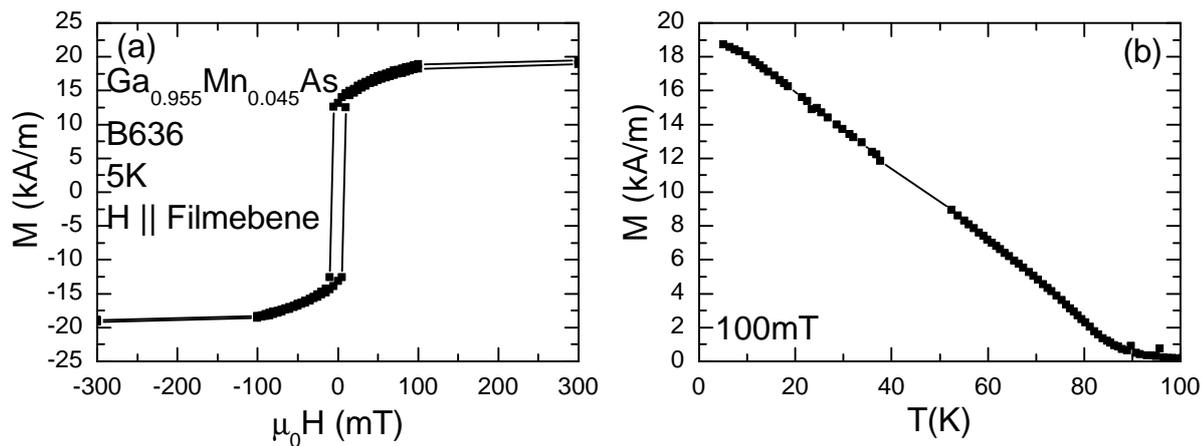
**Abbildung 3.24:** (a) Temperaturabhängigkeit von  $\epsilon/V_{\text{Piezo}}$ , bestimmt mit Hilfe eines Dehnmessstreifens. (b) Darstellung der Verzerrung ( $\epsilon = 0$  für +200V Piezospannung) in Abhängigkeit von der Piezospannung für  $T = 5$  K (schwarz) und  $T = 90$  K (rot). Aus den Abbildungen erkennt man eine deutliche Abnahme von  $\epsilon_{110}/V_{\text{Piezo}}$  für abnehmende Temperaturen. Zusätzlich zeigt Abbildung (b), dass für  $T = 5$  K im Gegensatz zu  $T = 90$  K keine Hysterese der Verspannung zu erkennen ist.

$\lambda_{110}$  gemäß Gleichung (3.11) auch die Sättigungsmagnetisierung  $M_{\text{sat}}$  des Films bekannt sein. Dazu wurde ein großes ( $10 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ ), unbehandeltes Stück der Probe B636 im SQUID<sup>12</sup>-Magnetometer vermessen. Die Magnetisierung als Funktion eines in Filmebene orientierten Magnetfeldes ist für  $T = 5$  K in Abbildung 3.25(a) dargestellt. In dieser Darstellung wurde bereits auf das Probenvolumen normiert und der diamagnetische Anteil vom Signal abgezogen (der diamagnetische Anteil wird hauptsächlich durch den Probenhalter und das Substrat hervorgerufen). Bei  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$ , wie es für die Simulation bzw. Messung des winkelabhängigen Magnetotransport relevant ist, erhält man  $M(\mu_0 H = 100 \text{ mT}) \approx 18.8 \text{ kA/m}$  und die Magnetisierung ist annähernd gesättigt. Die Sättigungsmagnetisierung<sup>13</sup>  $M_{\text{sat}}(\mu_0 H = 100 \text{ mT})$  nimmt für diesen (Ga,Mn)As-Film bis zu  $T_C$  nahezu linear ab (siehe 3.25(b)). Die Curie-Temperatur liegt bei  $T_C \approx 87 \text{ K}$ .

Es sind nun  $\Delta B_{110}$  aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen,  $\epsilon_{110}$  mit Hilfe eines Dehnmessstreifens und  $M_{\text{sat}}(\mu_0 H = 100 \text{ mT})$  mittels eines SQUID-Magnetometers experimentell als Funktion der Temperatur bestimmt worden. Damit ist eine Bestimmung von  $\lambda_{110}$  in Abhängigkeit von der Temperatur für die Probe B636c gemäß Gleichung (3.11) möglich. Für die Elastizitätsmoduli wurden folgende Größen verwendet:  $c_{12} = 57 \text{ GPa}$  und  $c_{11} = 112 \text{ GPa}$  [47]. Diese Angaben beziehen sich auf einen GaAs Volumenkristall. Da die Probe aus einem  $30 \text{ nm}$  dicken (Ga,Mn)As-Film und einem ca.  $80 \mu\text{m}$  dicken GaAs Substrat besteht, kann man in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass die elastischen Eigenschaften der Probe von GaAs dominiert werden. Damit lässt sich  $\lambda_{110}$  in

<sup>12</sup>Superconducting Quantum Interference Device

<sup>13</sup>Der Film wurde vor der Messung durch ein Magnetfeld  $\mu_0 H = 7 \text{ T}$  aufmagnetisiert.

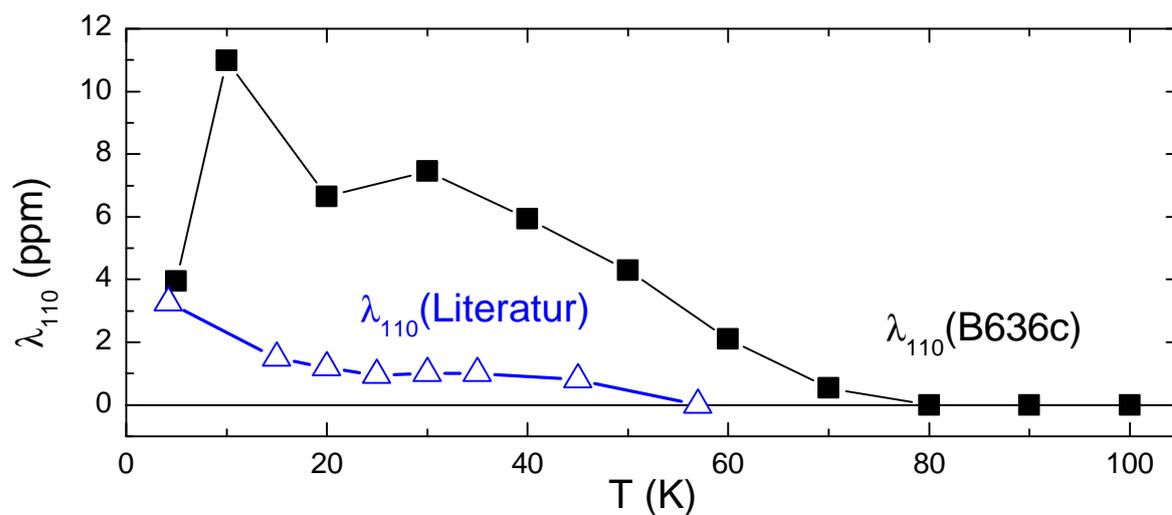


**Abbildung 3.25:** (a)  $M(H)$ -Messung bei  $T = 5$  K und externem Magnetfeld in der Filmebene, (b)  $M(T)$  Messung bei  $\mu_0 H = 100$  mT (Feld in der Filmebene).  $M(H)$  zeigt eine deutliche Hysterese.  $M(T)$  fällt linear mit  $T$  ab

Abhängigkeit von der Temperatur berechnen. Die sich daraus ergebenden Daten sind in 3.26 dargestellt. Zusätzlich wurden in das Bild die von Masmanidis *et al.* [45] bestimmten magnetoelastischen Konstanten eingetragen. Die zitierte Veröffentlichung stellt die einzige veröffentlichte Bestimmung von  $\lambda_{111}$  und  $\lambda_{100}$  für (Ga,Mn)As dar. Aus diesen beiden magnetoelastischen Konstanten lässt sich  $\lambda_{110}$  gemäß [8]:

$$\lambda_{110} = \frac{1}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111} \quad (3.14)$$

bestimmen. Beim Vergleich der in der Probe B636c gemessenen magnetoelastischen Konstanten und den Ergebnissen von Masmanidis *et al.*, fällt zum einen auf, dass das Vorzeichen von  $\lambda_{110}$  bei beiden Messungen positiv ist. Quantitativ stimmen die Messungen bei  $T = 5$  K sehr gut überein. Für höherer Temperaturen gibt es dann jedoch erhebliche Unterschiede zwischen den in dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen und [45]. Dies kann an den unterschiedlichen (Ga,Mn)As Filmen liegen, bei Masmanidis *et al.* wurde ein 80nm dicker Film mit einer nominellen Mn-Konzentration von 5.5% verwendet, wohingegen der hier verwendete Film nur 30 nm dick war und eine kleinere Mn-Konzentration von 4.5% hatte. Vor allem der starke Anstieg von  $\lambda_{110}$  bei 10 K gegenüber des bei 5 K ermittelten Wertes ist auffällig. Die quantitativen Abweichungen um bis zu eine Größenordnung dürften in der nur unzureichend richtigen Theorie, die zur Bestimmung der magnetoelastischen Konstanten verwendet wurde, begründet sein. Denn die Annahme, dass  $\lambda$  für (Ga,Mn)As isotrop ist, ist nicht richtig [45]. Für eine Berücksichtigung dieser Anisotropie in den magnetoelastischen Konstanten müssen die Beiträge zur magnetischen Anisotropie vollständig bekannt sein. Die dafür nötigen Messungen konnten jedoch zeitlich nicht mehr im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführt werden.



**Abbildung 3.26:** Temperaturabhängigkeit der magnetoelastischen Konstanten (Quadrate), wie sie aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bestimmt wurden. Die offenen Dreiecke zeigen zum Vergleich die einzigen derzeit in der Literatur veröffentlichten magnetoelastischen Konstanten in (Ga,Mn)As [45].

Insgesamt decken sich die Messungen dieser Diplomarbeit an (Ga,Mn)As sehr gut mit den bereits aus der Literatur bekannten Werten und Daten.

### 3.4 Reversible und irreversible Drehungen der Magnetisierung mit Hilfe der Piezospaltung

Nach der Bestimmung der magnetischen Anisotropiekonstanten des (Ga,Mn)As-Films auf einem Piezoaktor mittels der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen in Abschnitt 3.3, und der damit erbrachten experimentellen Bestätigung, dass die magnetische Anisotropie durch die über den Piezoaktor in den Film induzierte Verzerrung verändert werden kann, ergeben sich neue experimentelle Ansätze, mit dem Verändern der Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  die Orientierung der Magnetisierung zu kontrollieren. Um die zugrunde liegende Idee näher zu erläutern, wird im folgenden zuerst die Veränderung der freien Energie als Funktion des externen Magnetfeldes  $\mu_0 H$  und der Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  betrachtet. Aus dieser Betrachtung und den daraus abgeleiteten Erkenntnissen über den Einfluss der Piezospaltung auf den Verlauf der freien Energie lassen sich im Anschluss Experimente erklären, die zum einen eine reversible Drehung und zum anderen ein irreversibles Schalten der Magnetisierungsrichtung kontrolliert durch die Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  ermöglichen.

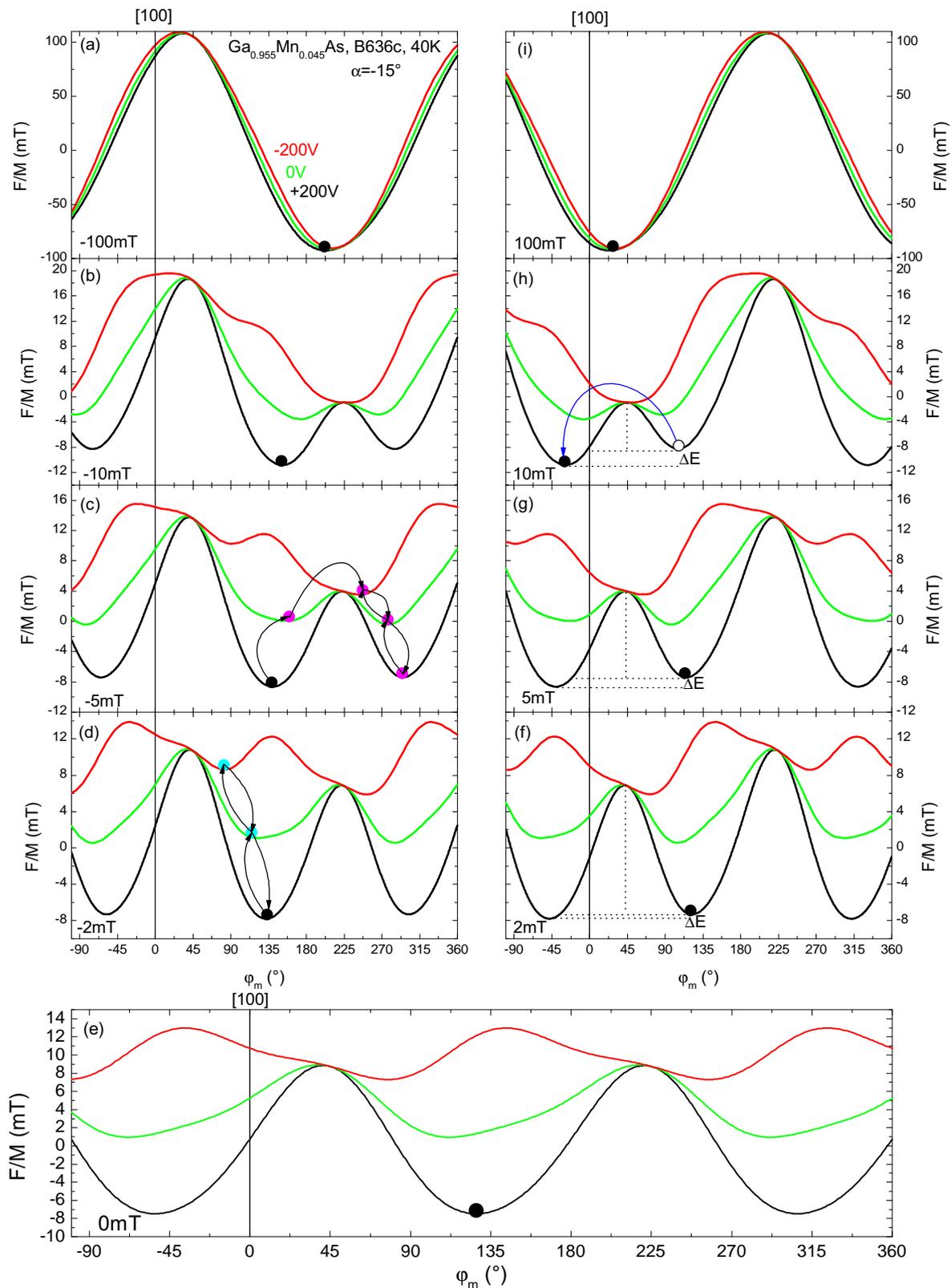
#### Winkelabhängigkeit der freien Energie

Aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen sind mit Hilfe der numerischen Simulation die Anisotropieparameter  $B_{c,\parallel}$ ,  $B_{\bar{1}10}$  und  $B_{010}$  für unterschiedliche Temperaturen  $5 \text{ K} \leq T \leq 70 \text{ K}$  und die lineare Veränderung von  $B_{\bar{1}10}$  durch die Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  für die Probe B636c bestimmt worden. Durch den Einfluss der Piezospaltung auf den Anisotropieparameter  $B_{\bar{1}10}$  lässt sich der Verlauf der freien Energie gezielt ändern. Aus den ermittelten Anisotropieparametern lässt sich für verschiedene Temperaturen und externe Magnetfelder die freie Energie normiert auf  $M$  gemäß Gleichung (2.14) zu

$$F_{\text{tot},M}^{001} = -\mu_0 H (\mathbf{h} \cdot \mathbf{m}) + B_{c\parallel} (m_x^4 + m_y^4) + B_{\bar{1}10} (\mathbf{t} \cdot \mathbf{m})^2 + B_{010} (m_y)^2 \quad (3.15)$$

in der Filmebene berechnen. Diese freie Energie ist in der Abbildung 3.27 für  $T = 40 \text{ K}$  und die Piezospaltungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  (schwarz),  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  (grün) und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  (rot) bei einer Magnetfeldorientierung in der Filmebene  $\alpha = -15^\circ$  und Magnetfeldstärken von (a)  $\mu_0 H = -100 \text{ mT}$ , (b)  $\mu_0 H = -10 \text{ mT}$ , (c)  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$ , (d)  $\mu_0 H = -2 \text{ mT}$ , (e)  $\mu_0 H = 0 \text{ mT}$ , (f)  $\mu_0 H = 2 \text{ mT}$ , (g)  $\mu_0 H = 5 \text{ mT}$ , (h)  $\mu_0 H = 10 \text{ mT}$  und (i)  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$  dargestellt (man beachte, dass die freie Energie hier in Abhängigkeit von der Magnetisierungsorientierung  $\varphi_M \neq \alpha$  dargestellt ist).

In allen Teilabbildungen von Abbildung 3.27 lassen sich klare Unterschiede im Verlauf der freien Energie für die verschiedenen Piezospaltungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  beobachten. Ebenso ist auffällig, dass die Unterschiede mit kleinerem Magnetfeld immer drastischer werden und der Unterschied in der Lage des globalen Minimums für die unterschiedlichen Piezospaltungen mit kleiner werdendem Magnetfeld



**Abbildung 3.27:** Darstellung der aus der Simulation gewonnenen freien Energien für  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{V}$  (schwarz),  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{V}$  (grün) und  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{V}$  (rot) bei einer Magnetfeldorientierung in der Filmebene  $\alpha = -15^\circ$  und Magnetfeldstärken von (a)  $\mu_0 H = -100\text{mT}$ , (b)  $\mu_0 H = -10\text{mT}$ , (c)  $\mu_0 H = -5\text{mT}$ , (d)  $\mu_0 H = -2\text{mT}$ , (e)  $\mu_0 H = 0\text{mT}$ , (f)  $\mu_0 H = 2\text{mT}$ , (g)  $\mu_0 H = 5\text{mT}$ , (h)  $\mu_0 H = 10\text{mT}$  und (i)  $\mu_0 H = 100\text{mT}$ . Nähere Erklärungen siehe Text.

$\mu_0 H$  zunimmt.

Die Lage der leichten Achsen ( $\mu_0 H = 0$  mT) lassen sich aus Abbildung 3.27(e) für die Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V,  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bestimmen. Wie man erkennen kann, ist bei  $T = 40$  K und  $\mu_0 H = 0$  mT die freie Energie von den uniaxialen Beiträgen der magnetischen Anisotropie dominiert, es lassen sich für die drei Piezospannungen folgende leichte Richtungen bestimmen: Für  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V sind die leichten Richtungen  $\varphi_M \approx +125^\circ(+180^\circ)$  für  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V sind die leichten Richtungen  $\varphi_M \approx +112^\circ(+180^\circ)$  und für  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V sind die leichten Richtungen  $\varphi_M \approx +77^\circ(+180^\circ)$ . Die leichte Achse lässt sich damit durch Verändern der Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V nach  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V um  $48^\circ$  drehen. Wie man aus der Abbildung 3.27(e) erkennen kann, ist keine der beiden leichten Richtungen ausgezeichnet. Beide sind für  $\mu_0 H = 0$  mT ein globales Minimum der freien Energie. Liegt jedoch ein endliches Magnetfeld an, so kann man in der Abbildung 3.27(f) für  $\mu_0 H = 2$  mT erkennen, dass nur noch eines der beiden Minima ein globales Minimum ist. Unter der Annahme, dass die Richtung der Magnetisierung immer entlang des globalen Minimums in der freien Energie zeigt, lässt sich durch Anlegen eines großen externen Magnetfeldes und Verkleinern dieses Magnetfeldes auf einen endlichen Wert, ein definierter Ausgangspunkt für die Richtung der Magnetisierung bei festem Magnetfeld  $\mu_0 H$  und fester Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  präparieren. Man nehme im folgenden an, dass  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V ist. Wenn man nun ein großes negatives Magnetfeld von  $\mu_0 H = -100$  mT in Probenebene mit  $\alpha = -15^\circ$  anlegt, so erkennt man aus der Darstellung der freien Energie 3.27(a), dass das globale Minimum bei dieser Piezospannung und diesem Feld bei  $\varphi_M \approx 210^\circ$  (entspricht  $\alpha \approx 160^\circ$ ) liegt. In diese Richtung zeigt damit auch die Magnetisierung. Wird das Feld auf  $\mu_0 H = -10$  mT verkleinert, so erkennt man aus Abbildung 3.27(b), dass das globale Minimum für  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V bei  $\varphi_M \approx 150^\circ$  (entspricht  $\alpha \approx 105^\circ$ ) liegt und damit auch die Richtung der Magnetisierung. Bei weiterer Verkleinerung des angelegten Feldes auf  $\mu_0 H = -5$  mT [3.27(c)] rotiert die Magnetisierung in Richtung  $\varphi_M \approx 140^\circ$  (entspricht  $\alpha \approx 95^\circ$ ). Für  $\mu_0 H = -2$  mT [3.27(d)] liegt die Magnetisierungsrichtung bei  $\varphi_M \approx 132^\circ$  (entspricht  $\alpha = 87^\circ$ ), da dort das globale Minimum der freien Energie liegt. Für  $\mu_0 H = 0$  mT [3.27(e)] ist die Magnetisierung in Richtung  $\varphi_M \approx 125^\circ$  (entspricht  $\alpha \approx 80^\circ$ ), wegen der Präparation des Zustandes von hohen, negativen Magnetfeldern  $\mu_0 H < -100$  mT kommend, orientiert. Erhöht man nun das Magnetfeld in positiver Richtung auf  $\mu_0 H = 2$  mT [3.27(f)], so wird die Magnetisierung nicht in Richtung des globalen Minimums  $\varphi_M \approx -50^\circ$  zeigen, da dazu die Magnetisierungsrichtung umgeschaltet werden muss. Ein einzelnes magnetisches Moment würde sich sofort in das globale Minimum umorientieren. Da jedoch die Magnetisierung aus einem Ensemble von vielen einzelnen miteinander austauschgekoppelten magnetischen Momenten besteht, muss zum abrupten Schalten der Magnetisierung eine Domänenwand gebildet werden. Die Bildung einer Domänenwand benötigt aber Energie, da ein Teil der magnetischen Momente nun nicht mehr in Richtung eines Energieminimums zeigt. Die Breite und Höhe des Potentialberges zwischen dem lokalen und dem globalen Minimum gibt an, wie groß diese Energie

zur Bildung einer Domänenwand ist. Die durch die Umorientierung zu gewinnende Energie  $\Delta E$  reicht jedoch nicht für die Bildung einer Domänenwand aus (bildlich gesprochen: „Der Potentialberg kann nicht überwunden werden“). Daher zeigt die Magnetisierung für diese Magnetfeldstärke und Vorgeschichte entlang eines *lokalen* Minimums  $\varphi_M \approx 122^\circ$ . Erhöht man das Magnetfeld weiter auf  $\mu_0 H = 5 \text{ mT}$  [3.27(g)], so kann man erkennen, dass sich sowohl Höhe als auch Breite des zu überwindenden Potentialberges verkleinert haben (es wird nun weniger Energie benötigt, eine Domänenwand zu bilden) und sich  $\Delta E$  vergrößert hat. Aus  $R(H)$ -Messungen bei dieser Orientierung und Temperatur weiß man jedoch, dass die durch eine Umorientierung der Magnetisierung gewonnene Energie immer noch nicht für die „Überwindung des Potentialberges“ ausreicht. Daher wird die Magnetisierung für  $\mu_0 H = 5 \text{ mT}$  weiterhin in Richtung eines *lokalen* Minimums zeigen. Die Orientierung der Magnetisierung ist somit  $\varphi_M \approx 115^\circ$ . Eine weitere Vergrößerung des Magnetfeldes auf  $\mu_0 H = 10 \text{ mT}$  [3.27(h)] erhöht erneut die durch eine Umorientierung vom lokalen Minimum zum globalen Minimum gewonnene Energie  $\Delta E$  und Potentialhöhe und -breite werden weiter verkleinert. Man nehme nun an, dass die gewonnene Energie ausreicht, um den „Potentialberg zu überwinden“. Damit kommt es zu einem abrupten Schalten der Magnetisierungsrichtung von  $\varphi_M \approx 104^\circ$  auf  $\varphi_M \approx -30^\circ$  um ca.  $135^\circ$ . Nun zeigt die Magnetisierungsrichtung wieder in die Richtung des globalen Minimums der freien Energie. Für  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$  [3.27(i)] liegt nur ein globales Minimum bei  $\varphi_M \approx +30^\circ$  vor, in dessen Richtung die Magnetisierung zeigt.

Insgesamt erhält man also für einen Magnetfeldverlauf von  $\mu_0 H = -100 \text{ mT}$  zu  $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$  bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  zuerst eine Rotation der Magnetisierung in die leichte Richtung bei  $\varphi_M = 125^\circ$  und noch über diese hinaus. Bei hinreichend großen Magnetfeldern  $\mu_0 H = 10 \text{ mT}$  kommt es dann zu einem Sprung der Magnetisierung um ca.  $135^\circ$  von einem lokalen in ein globales Minimum. Nach diesem Sprung rotiert die Magnetisierung für noch größere positive Magnetfelder  $\mu_0 H > 10 \text{ mT}$  in die Magnetfeldrichtung  $\alpha = -15^\circ$  (entspricht  $\varphi_M = +30^\circ$ ) hinein. Damit lässt sich die Magnetisierungsumkehr anhand der Darstellungen der freien Energie anschaulich erklären.

Neben dem externen Magnetfeld lässt sich der Verlauf der freien Energie jedoch auch durch die Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}}$  beeinflussen. Man nehme an, dass als Startbedingung erneut  $\mu_0 H = -100 \text{ mT}$  und  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  gewählt wurden. Dann muss nach der obigen Diskussion für  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  [3.27(c)] die Magnetisierungsrichtung entlang  $\varphi_M \approx 140^\circ$  zeigen. Lässt man nun das Magnetfeld konstant und verändert die Piezospaltung  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$ , so wird Magnetisierungsrichtung eine Rotation bis  $\varphi_M \approx 157^\circ$  durchführen, um dort im lokalen Minimum bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  zu liegen. Um in das globale Minimum der freien Energie für  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  zu gelangen, muss die Magnetisierung jedoch einen „Potentialberg überwinden“. Dazu wird aber die gewonnene freie Energie nicht ausreichen. Ändert man die Piezospaltung von  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ , so rotiert die Magnetisierung weiter bis  $\varphi_M \approx 243^\circ$  (vergleiche Abb. 3.27(c)). Nun befindet sich die Magnetisierung wieder in einem globalen Minimum der freien Energie. Fährt man die Piezospaltung von  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$ ,

so wird die Magnetisierung nicht wieder zurück in das lokale Minimum bei  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  rotieren, sondern in das globale Minimum bei  $\varphi \approx 277^\circ$ . Damit ist es also möglich, durch eine gezielte Sequenz an Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}}$  die Magnetisierungsrichtung zu schalten. Wird die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  erhöht, so wird die Magnetisierung in Richtung des lokalen Minimums bei  $\varphi_{\text{M}} \approx 295^\circ$  und nicht in die Richtung des globalen Minimums zeigen, weil dazu ein Potentialberg überwunden werden müsste, wofür die gewonnene freie Energie jedoch nicht ausreichen wird. Ein erneutes Durchlaufen der Piezospannungssequenz  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V} \rightarrow 0 \text{ V} \rightarrow 200 \text{ V} \rightarrow 0 \text{ V} \rightarrow +200 \text{ V}$ , wird nun die Magnetisierung nur noch von  $\varphi_{\text{M}} \approx 295^\circ$  bis zu  $\varphi_{\text{M}} \approx 243^\circ$  um ca.  $45^\circ$  und wieder zurück rotieren lassen. Es ist also nicht allein durch Verändern der Piezospannung möglich in den Ausgangszustand  $\varphi_{\text{M}} \approx 140^\circ$  zurück zu kommen.

Insgesamt demonstriert dieser Ablauf das irreversible Schalten der Magnetisierung bei einem festen Magnetfeld unter Veränderung der Piezospannung. Es gilt zu beachten, dass dieses irreversible Schalten nur in einem gewissen Feldbereich  $-10 \text{ mT} \leq \mu_0 H \leq -3 \text{ mT}$  für die vorher diskutierte Magnetisierungspräparation realisiert werden kann. Bei anderen Magnetfeldern wird die Magnetisierung reversibel rotiert.

Eine reversible Drehung der Magnetisierungsrichtung ist ebenso möglich: Man nehme wieder an, dass der Ausgangszustand der Magnetisierungsmanipulation zu  $\mu_0 H = -100 \text{ mT}$  und  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  gewählt wurde. Wird das Magnetfeld bei konstanter Piezospannung  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $\mu_0 H = -2 \text{ mT}$  [3.27(d)] zurückgefahren, so liegt die Magnetisierungsrichtung für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  bei  $\varphi_{\text{M}} \approx 132^\circ$ . Lässt man nun  $\mu_0 H = -2 \text{ mT}$  konstant und verändert die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$ , so wird die Magnetisierung in das lokale Minimum bei  $\varphi_{\text{M}} \approx 123^\circ$  rotieren. Ein Sprung der Magnetisierung in das globale Minimum wird wegen des zu überwindenden Potentialberges und dem kleinen Energiegewinn nicht stattfinden. Verändert man nun weiter die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ , so wird die Magnetisierung weiter in das lokale Minimum der freien Energie bei  $\varphi_{\text{M}} \approx 81^\circ$  rotieren. Auch hier wird es zu keinem Sprung der Magnetisierungsrichtung in Richtung des globalen Minimums kommen, da die dadurch gewonnene Energie nicht ausreicht den Potentialberg zu überwinden. Fährt man die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  über  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ , so wird die Magnetisierung über  $\varphi_{\text{M}} = 110^\circ$  zurück nach  $\varphi_{\text{M}} = 130^\circ$  rotieren.

Es ist mit einer solchen Piezospannungssequenz bei einem festen Magnetfeld also möglich, die Magnetisierung um ca.  $45^\circ$  reversibel zu drehen.

Insgesamt können damit mit der Probe sowohl reversible Drehungen als auch irreversible Schalten der Magnetisierungsrichtung durch entsprechende Piezospannungssequenzen realisiert werden.

Es gilt dabei zu beachten, dass wie in Abschnitt 3.3.3 gezeigt sich die uniaxiale Anisotropie  $B_{110}$  näherungsweise linear mit der Piezospannung verändert, und damit die vereinfachte Betrachtung von nur 3 ausgewählten Piezospannungen zur Erklärung der Richtungsänderung der Magnetisierung unter Veränderung der Piezospannung erlaubt. Ebenso ist aus Abschnitt 3.3.3 hervorgegangen, dass der Einfluss der Piezospannung bei

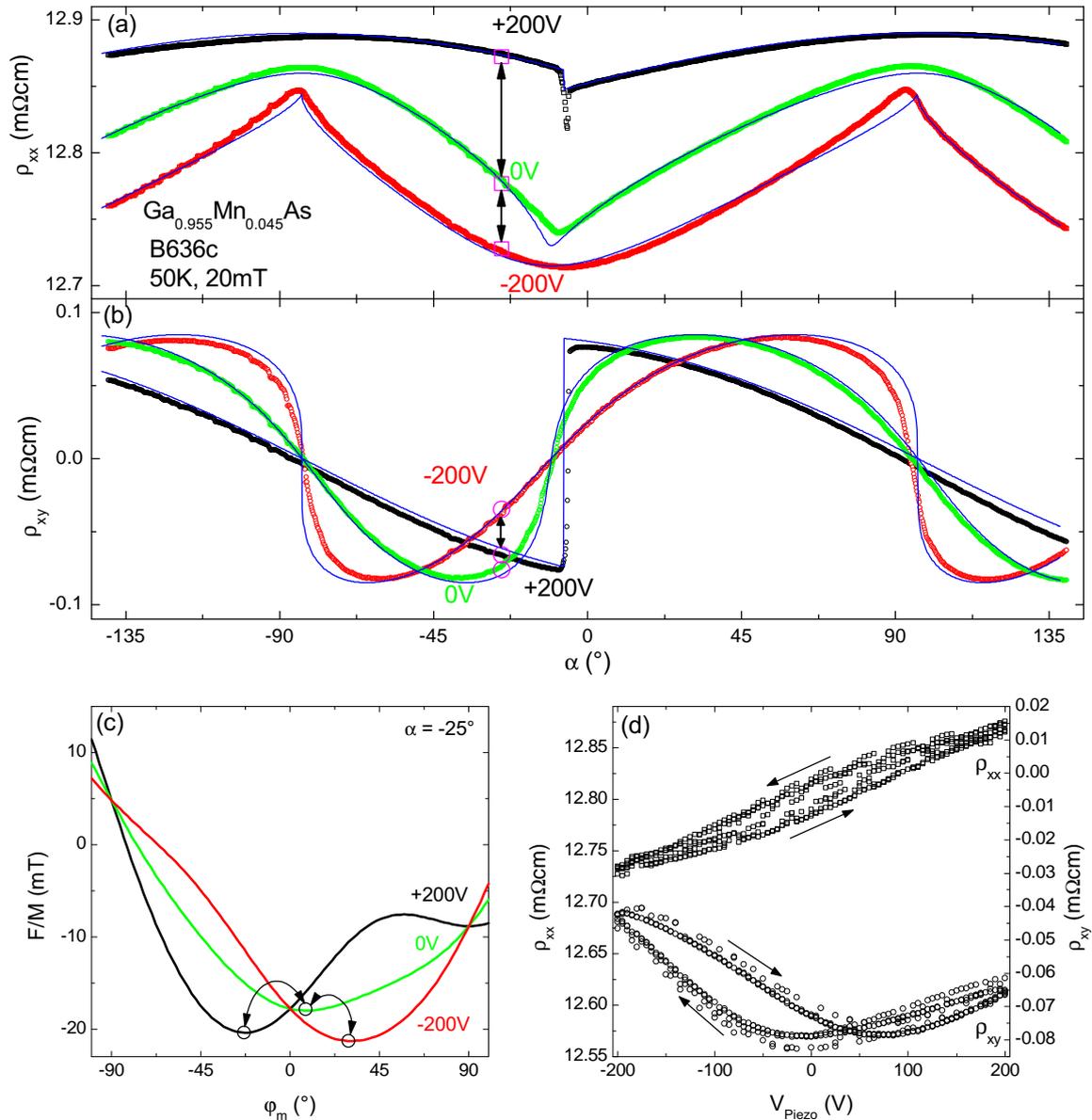
$40\text{ K} \leq T \leq 60\text{ K}$  auf die uniaxiale Anisotropie  $B_{\bar{1}10}$  am größten ist, und damit Experimente bei diesen Temperaturen am erfolgversprechendsten sein müssen.

### Reversible Drehungen

In diesem Abschnitt soll ein Experiment und dessen Ergebnisse für die reversiblen Drehungen der Magnetisierung vorgestellt werden. Bei fester Temperatur  $T = 50\text{ K}$  (bei dieser Temperatur war der Einfluss der Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  auf  $B_{\bar{1}10}$  am größten) und bei einer festen Piezospannung  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  wurde zunächst, wie schon bei den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen durch ein hohes Feld, in diesem Fall  $+7\text{ T}$ , und einer Orientierung des Feldes von  $\alpha = -140^\circ$  ein definierter Ausgangszustand der Magnetisierung hergestellt. Daraufhin wurde das Magnetfeld auf ein kleines Feld  $\mu_0 H = 20\text{ mT}$  zurückgefahren und dann die Orientierung des Magnetfeldes gegenüber der Probe bis zum Winkel  $\alpha = -25^\circ$  verändert. Bei dem neuen Winkel angekommen wurde nun die Piezospannung in  $5\text{ V}$  Schritten von  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  und wieder zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  verändert. Während dieser Veränderung von  $V_{\text{Piezo}}$  wurden gleichzeitig  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  mit aufgezeichnet. In Abbildung 3.28 sind die experimentellen Ergebnisse für diesen Versuch dargestellt. In 3.28(a) und (b) sind zum einen die ebenfalls bei  $\mu_0 H = 20\text{ mT}$  durchgeführten winkelabhängigen Magnetotransportmessungen von  $\rho_{xx}$  bzw.  $\rho_{xy}$  für  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  (schwarz),  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  (rot),  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  (grün) und die dazugehörigen Simulationen eingezeichnet.

Man kann deutlich erkennen, dass die Simulation trotz des recht kleinen Feldes  $\mu_0 H = 20\text{ mT}$  sehr gut die experimentellen Daten beschreibt. Es ist also möglich, die aus der Simulation bestimmten Parameter zur Beschreibung der freien Energie auch bei  $\mu_0 H = 20\text{ mT}$  zu verwenden. Ein Ausschnitt der freien Energie für die Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = 0\text{ V}$  zeigt Darstellung 3.28(c). Durch Kreise sind die globalen Minima der jeweiligen freien Energie gekennzeichnet. Analog zur Argumentation im vorigen Abschnitt lässt sich die beobachtete reversible Magnetisierungsdrehung in diesem Bild der freien Energie erklären. Zusätzlich erlaubt diese Darstellung der freien Energie, die Größe der Winkeländerung der Richtung der Magnetisierung festzustellen. Sie beträgt für diesen Fall ca.  $54.5^\circ$ . In Abbildung 3.28(d) sind der Längs-  $\rho_{xx}$  und Querspannung  $\rho_{xy}$  in Abhängigkeit von der Piezospannung dargestellt. Wie man erkennen kann, besitzen beide Kurven eine Hysterese, eine mögliche Ursache für diese Hysterese ist das Ausdehnungsverhalten des Piezos, welches ebenfalls hysteretisch ist. Daher wird der Film je nach Piezospannungsvorgeschichte bei gleicher Piezospannung unterschiedlich verzerrt, und der Anisotropieparameter  $B_{\bar{1}10}$  ist damit für die gleiche Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  je nach Vorgeschichte des Piezospannungsverlaufs unterschiedlich<sup>14</sup>. Ebenso kann man in diesen Bildern erkennen, dass die Kurven geschlossen sind, es also beliebig oft

<sup>14</sup>Bei der Überprüfung der Linearität der Änderung von  $B_{\bar{1}10}$  wurde nur ein Teilstück der Piezoverzerrungshysterese überprüft, da die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200\text{ V}$  nach  $V_{\text{Piezo}} = -200\text{ V}$  verändert wurde



**Abbildung 3.28:** (a) und (b) winkelabhängige Magnetotransportmessung (Symbole) mit Simulation (blaue Linie) für  $\rho_{xx}$  bzw.  $\rho_{xy}$ , (c) Darstellung der reversiblen Drehung der Magnetisierung im Bild der freien Energie, (d) Widerstandsverlauf von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  für die Manipulation der Magnetisierungsrichtung durch Ändern der Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$ . Bei einem festen Magnetfeld von 20 mT wird die Probe wie bei den winkelaufgelösten Magnetotransportmessungen bis zum Winkel  $-25^\circ$  bei einer Piezospannung von +200 V gedreht. Beim Winkel  $-25^\circ$  wird dann die Piezospannung von +200 V kontinuierlich auf  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V gefahren und wieder zurück. Wie man anhand der Widerstandskurven erkennen kann, stimmen die erreichten Zustände mit denen durch Drehung erhaltenen überein. Aus der Simulation ermittelte reversible Drehung der Magnetisierung:  $54.5^\circ$

möglich ist zwischen den Endzuständen bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  reproduzierbar hin und her zu wechseln.

Der Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstand  $\rho_{xy}$  für die Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  sind in Abbildung 3.28(a) und (b) als magentafarbene Symbole eingezeichnet. Wie man erkennen kann, stimmen die Längs- und Querwiderstände der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen und der Piezospannungssweepmessung bei diesen Piezospannungen im Rahmen einer Genauigkeit von  $0.01 \text{ m}\Omega\text{cm}$  überein. Eine Verkleinerung des externen Magnetfeldes  $\mu_0 H < 20 \text{ mT}$  kann den Betrag der reversiblen Drehung der Magnetisierung noch vergrößern. Jedoch wird mit kleiner werdendem Magnetfeld die Annahme, dass die Hallbar nur aus einer einzelnen magnetischen Domänen besteht, nicht mehr korrekt sein. Durch Verkleinern der Hallbarabmessungen werden die Magnetfelder, die benötigt werden, um zu garantieren, dass die Hallbar nur aus einer einzelnen magnetischen Domäne besteht, verkleinert. Damit wären durch eine Optimierung der Hallbarabmessungen Messungen bei kleineren Magnetfeldern und die Beobachtung eines größeren reversiblen Drehwinkels der Magnetisierung möglich.

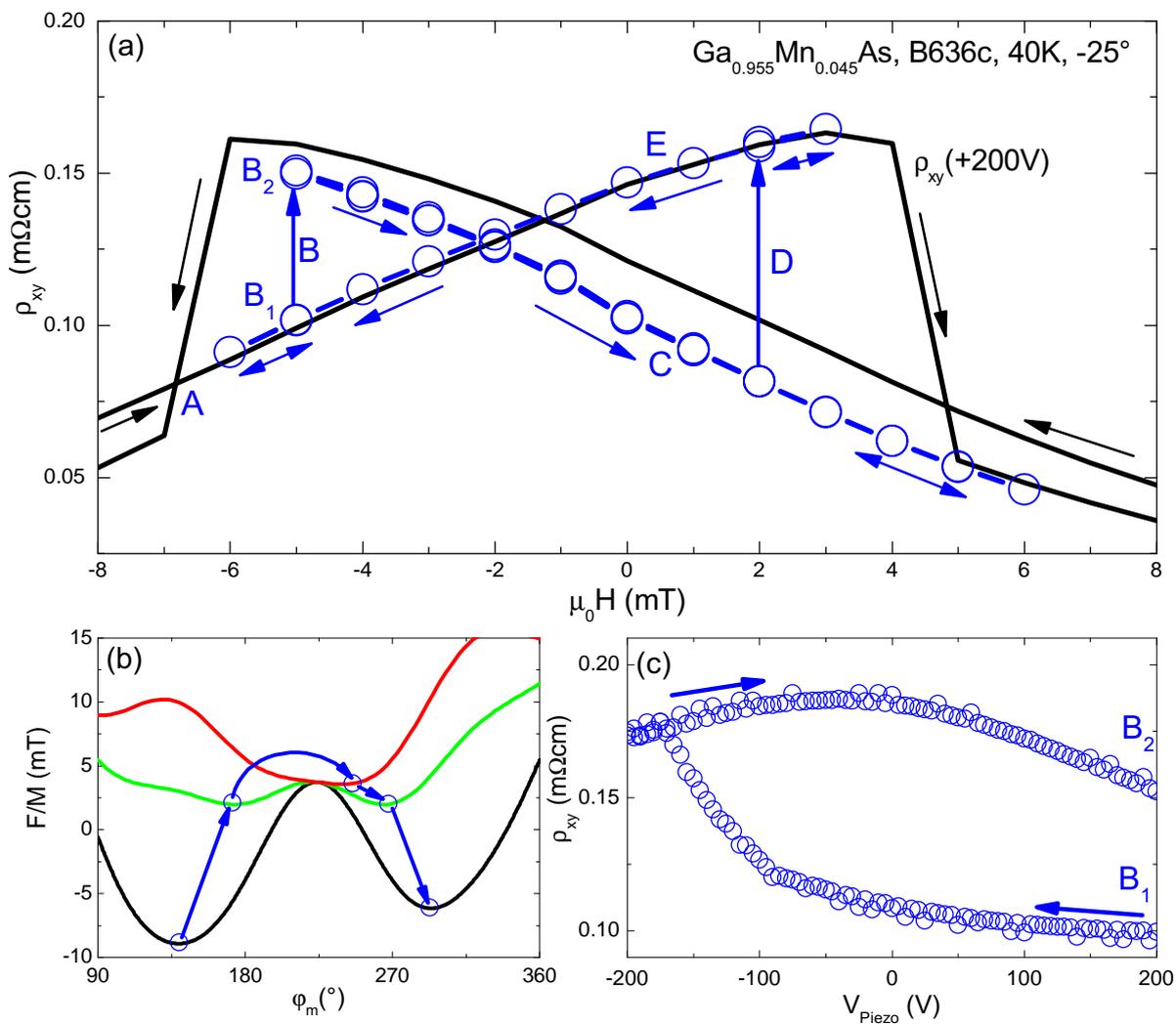
### Irreversibles Schalten

Wie aus der Diskussion in Abschnitt 3.4 bekannt, kann es neben den reversiblen Drehungen mit Hilfe der Veränderung der Piezospannung und einem festen externen Magnetfeld auch zu irreversiblen Drehungen der Richtung der Magnetisierung kommen. Ein Experiment, das diese Vorhersage bestätigt, wurde bei einer Temperatur  $T = 40 \text{ K}$  und einer Feldorientierung  $\alpha = -25^\circ$  an der Probe B636c durchgeführt. Für die Probenorientierung  $\alpha = -25^\circ$  wird das externe Feld auf  $\mu_0 H = -300 \text{ mT}$  und eine feste Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  eingestellt, um einen definierten Ausgangszustand für die Magnetisierung vorzugeben. Dann wird das Feld wie bei einer  $R(H)$ -Messung langsam auf  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  gefahren und während des Verkleinerns des Magnetfeldes für einzelne Feldpunkte  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  gemessen (Schritt A). Bei  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  wird daraufhin bei festem externen Magnetfeld die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  und wieder zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  in  $5 \text{ V}$  Schritten gefahren und simultan die Widerstände  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  aufgezeichnet (Schritt B). Nach dieser Manipulation wird die Piezospannung  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  konstant gehalten und das Magnetfeld von  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  auf  $\mu_0 H = 6 \text{ mT}$  und danach auf  $\mu_0 H = 2 \text{ mT}$  in  $1 \text{ mT}$  Schritten gefahren und gleichzeitig bei jedem Feldpunkt  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  mitprotokolliert (Schritt C). Bei  $\mu_0 H = 2 \text{ mT}$  erfolgt im Anschluss bei konstantem Magnetfeld wieder eine Manipulation durch Verändern der Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  und zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  in  $5 \text{ V}$  Schritten (Schritt D). Während dieser Manipulation wurden  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  für die einzelnen Spannungsschritte aufgezeichnet. Nach der Manipulation wird bei konstanter Piezospannung  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  das Magnetfeld von  $\mu_0 H = 2 \text{ mT}$  auf  $\mu_0 H = 3 \text{ mT}$ , dann auf  $\mu_0 H = -6 \text{ mT}$  und zum Schluss auf  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  in  $1 \text{ mT}$  Schritten verändert unter gleichzeitiger Messung von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  bei jedem Feldpunkt (Schritt E).

Abbildung 3.29(a) zeigt den Verlauf von  $\rho_{xy}$  nach der oben diskutierten Messsequenz mit den Schritten A, B, C, D, E als blaue Symbole. Die in einer unabhängigen  $R(H)$ -Messung zuvor bestimmte  $\rho_{xy}$ -Kurve für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  und Up- und Downsweep ist zusätzlich als schwarze Linie eingezeichnet. Nach Schritt A befindet man sich, wie zu erwarten war auf dem Upsweep-Ast der zuvor gemessenen  $R(H)$ -Kurve. Der Verlauf von  $\rho_{xy}$  während der Änderung von  $V_{\text{Piezo}}$  ist in Abbildung 3.29(c) dargestellt. In dieser Darstellung erkennt man einen sehr deutlichen Unterschied zu dem Verlauf bei den reversiblen Drehungen [vergleiche Abbildung 3.28(c)]: Der Widerstandswert  $\rho_{xy} = 0.100 \text{ m}\Omega\text{cm}$  beim Ausgangszustand ( $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ) und der Wert beim Endzustand  $\rho_{xy} = 0.152 \text{ m}\Omega\text{cm}$  ( $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  nach Manipulation) sind nicht mehr wie zuvor bei den reversiblen Drehungen identisch, sondern unterscheiden sich um  $\approx 5 \text{ m}\Omega\text{cm}$ . Dies entspricht in etwa dem Unterschied in  $\rho_{xy}$  zwischen Up- und Downsweep bei diesem Magnetfeld. Da  $\rho_{xy}$  direkt von der Orientierung der Magnetisierung bezüglich der Stromrichtung abhängt, zeigt diese Tatsache auf, dass die Magnetisierung im Endzustand anders orientiert sein muss als im Anfangszustand. Durch ein erneutes Verändern der Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  auf  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  und zurück auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  ist es nicht mehr möglich, zu dem ursprünglichen Zustand  $\rho_{xy} = 0.100 \text{ m}\Omega\text{cm}$  zurückzukehren, sondern man erhält bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$   $\rho_{xy} = 0.152 \text{ m}\Omega\text{cm}$ . Diese Tatsache lässt sich anhand der Darstellung der freien Energie verdeutlichen: Bei weiteren Manipulationen ist es nicht möglich den Potentialberg zu überwinden. Die Magnetisierung zeigt immer wieder in die Richtung des lokalen Minimums für  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ .

Nach Schritt B befindet sich  $\rho_{xy}$  in der Nähe der Widerstandswerte des Downsweeps. Beim Verfolgen von Schritt C fällt dann auf, dass es zu keinem Sprung im Querwiderstand  $\rho_{xy}$  kommt, sondern die Widerstandskurve vielmehr dem Verlauf des Downsweeps der  $\rho_{xy}(H)$ -Kurve entspricht. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass die Magnetisierung bereits in Schritt B durch das Verändern der Piezospannung umgeschaltet worden ist. Nach der Manipulation durch Verändern der Piezospannung in Schritt D, entspricht der am Ende erhaltene Widerstandswert nun dem Wert im Upsweep-Ast. Durch das Verändern des externen Magnetfeldes in Schritt E, folgt die Widerstandskurve  $\rho_{xy}$  dem Upsweep Zweig der  $R(H)$ -Kurve.

Eine Erklärung für das Schalten der Magnetisierung in Schritt B liefert die Abbildung 3.29(b). Hier sind für ein externes Magnetfeld  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$  und  $\alpha = -25^\circ$ , für die jeweilige Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  (schwarze Linie),  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  (grüne Linie) und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  (rote Linie) der Verlauf der freien Energie in Abhängigkeit von der Magnetisierungsorientierung  $\varphi_M$  eingezeichnet. Durch die Vorbereitung eines definierten Ausgangszustandes bei  $\mu_0 H = -300 \text{ mT}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  zeigt die Magnetisierungsrichtung vor dem Beginn der Piezospannungsveränderung in die Richtung des globalen Minimums  $\varphi_M = 140^\circ$ . Diese Tatsache wurde bereits in Abschnitt 3.4 diskutiert. Durch das langsame Verändern der Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  über  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  bis  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  wird sich die Magnetisierungsrichtung drehen, bis zur Orientierung  $\varphi_M = 246^\circ$  bei  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$ . Wird nun die Piezospannung von  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  zurück



**Abbildung 3.29:** (a) Spezifischer Querwiderstand  $\rho_{xy}$  in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld bei  $\alpha = -25^\circ$  und  $V_{Piezo} = +200\text{ V}$  (schwarze Kurve). Die durch offenen blaue Symbole und Linien dargestellten Messwerte geben den Verlauf der im Text diskutierten Messsequenz mit den Schritten A-E wieder. (b) Winkelabhängigkeit der freien Energie im relevanten Winkelbereich für verschiedene  $V_{Piezo}$ . Die Pfeile geben die irreversible Rotation der Magnetisierung in Schritt B wieder. (c)  $\rho_{xy}$  während der irreversiblen Rotation im Schritt B:  $V_{Piezo} = -200\text{ V} \rightarrow +200\text{ V} \rightarrow -200\text{ V}$ .

auf  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  verändert, so wird sich die Magnetisierung wegen des Potentialberges nicht zurück in das globale Minimum bei  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$  drehen, sondern wird in das lokale Minimum  $\varphi_M = 293^\circ$  hineindrehen. Der so erreichte Zustand entspricht der Orientierung der Magnetisierung bei dem Verlauf der  $R(H)$ -Messung im Downsweep von  $\mu_0 H = +300 \text{ mT}$  auf  $\mu_0 H = -5 \text{ mT}$ .

Insgesamt zeigt dieses Experiment auf, dass es neben reversiblen Drehungen auch möglich ist, bei entsprechenden Magnetfeldern die Magnetisierungsrichtung durch eine Manipulation der Piezospannung bei konstantem Feld irreversibel umzuschalten. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit wurde die Messung mehrmals wiederholt, der dabei bestimmte Querwiderstand stimmt in jedem Schritt bis auf einen Fehler von  $\pm 0.002 \text{ m}\Omega\text{cm}$  überein. Eine weitere Tatsache wurde bis jetzt noch nicht näher betrachtet: Die Widerstandswerte  $\rho_{xy} = 0.152 \text{ m}\Omega\text{cm}$  nach Schritt B stimmen nicht exakt mit dem Wert des Downsweeps  $\rho_{xy} = 0.159 \text{ m}\Omega\text{cm}$  der  $R(H)$ -Messung überein. Eine mögliche Erklärung für diesen Unterschied wäre, dass man bei kleinen Magnetfeldern  $|\mu_0 H| < 8 \text{ mT}$  nicht mehr sicher von einem Einzeldomänenzustand der Hallbar ausgehen kann und damit wahrscheinlich sich die beiden Zustände in der Domänenkonfiguration leicht unterscheiden. Dieses Problem könnte jedoch analog zu den reversiblen Drehungen durch entsprechende Verkleinerung der Probengeometrie gelöst werden, welche eine Realisierung eines Einzeldomänenzustandes auch bei kleinen Magnetfeldern ermöglicht.

### 3.5 Veränderung von $T_C$ unter Verspannungen

Neben dem Einfluss der Verspannung auf die magnetische Anisotropie, haben zum Beispiel Thiele *et al.* [49] bei einem anderen Materialsystem  $\text{La}_{0.7}\text{A}_{0.3}\text{MnO}_3$  /PMN-PT(001) (A=Sr,Ca) Einflüsse der Verzerrung<sup>15</sup> auf die Curie-Temperatur festgestellt. Dabei wurden durch Veränderung der Verzerrung des  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ -Films Veränderungen von  $T_C$  um bis zu 10 K gemessen. Die Curie-Temperatur wurde mit Hilfe der Messung der remanenten Magnetisierung der Probe in einem SQUID-Magnetometer bestimmt. Zusätzlich zeigen Experimente von Csontos *et al.* [50] an (In,Mn)Sb auf, dass sich durch hydrostatischen Druck die Curie-Temperatur verändern lässt. In diesem Experiment wurde die Curie-Temperatur durch Magnetotransportmessungen aus dem Maximum von  $\rho_{xx}$  bestimmt.

Auch die in dieser Arbeit verwendeten (Ga,Mn)As-Proben auf Piezoaktor erlauben es, die Verzerrung des (Ga,Mn)As-Films durch die Piezospaltung in einem bestimmten Bereich beliebig einzustellen und eine Untersuchung bezüglich der Veränderung der Curie-Temperatur bei unterschiedlichen Verzerrungen des (Ga,Mn)As-Films durchzuführen. Im folgenden werden dazu die verwendete Messmethode im Magnetotransport zur Bestimmung von  $T_C$  erklärt und die experimentellen Ergebnisse zusammengefasst.

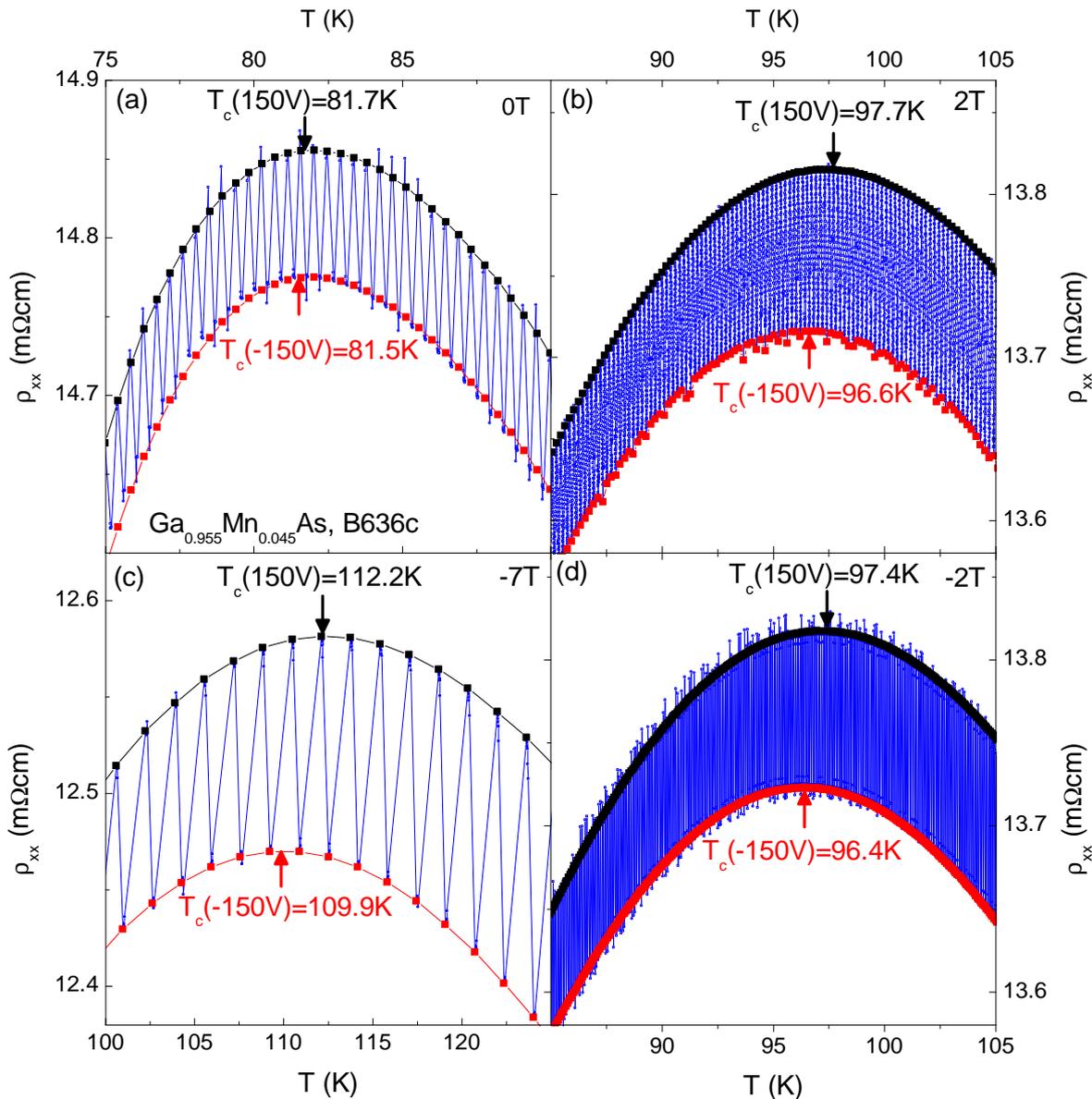
#### Verwendetes Messverfahren

Die hier verwendete Methode zur Bestimmung von  $T_C$  stützt sich auf die experimentelle Tatsache, dass der Längswiderstand  $\rho_{xx}$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  ein Maximum bei  $T_C$  besitzt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass der Widerstand mit kleiner werdender Temperatur für  $T < T_C$  abnimmt, weil durch die Temperaturerniedrigung die ferromagnetische Ordnung zunimmt und damit die Streuung an magnetischen Momenten abnimmt. Für  $T > T_C$  fällt der Widerstand mit zunehmender Temperatur mit  $1/T$  ab. Dies ist charakteristisch für Systeme nahe dem Metall-Isolator Übergang [51]. Damit ist es möglich, ohne Umbau der Probenmontage an der Probe B636c nach den  $R(H)$ - und den winkelaufgelösten Magnetotransportmessungen eine Bestimmung der Curie-Temperatur durchzuführen. Somit bestand kein Risiko die Probe durch thermische Belastung zu zerstören. Um einen direkten Vergleich zwischen den verschiedenen Piezospaltungszuständen zu ermöglichen, wurden die beiden Zustände in einem Temperatursweep erfasst. Da der Piezoaktor kontinuierlich mit geringer Hysterese die in den Film induzierte Verzerrung bei unterschiedlicher Piezospaltung ändert, ist es möglich durch ständiges Ändern der Piezospaltung zwischen zwei Spannungszuständen (bei diesen Messungen wurden  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  gewählt) zwei verschiedene Verzerrungszustände einzustellen. Gleichzeitig wurden bei diesen Zuständen Temperatur und Längswiderstand  $\rho_{xx}$  der Probe ausgelesen. Somit lassen sich in einem Temperatursweep sowohl  $T_C$  für eine große positive als auch eine große negative Piezospaltung bestimmen.

<sup>15</sup>Die Verzerrung des ferromagnetischen Films wurde in diesem Experiment durch Polen der piezoaktiven PMN-PT-Schicht erreicht.

**Veränderung von  $T_C$  bei unterschiedlich hohen Magnetfeldern**

Die oben beschriebene Messmethode wurde bei unterschiedlich hohen Magnetfeldern  $\mu_0 H = 0\text{ T}$ ,  $\mu_0 H = 2\text{ T}$ ,  $\mu_0 H = -2\text{ T}$  und  $\mu_0 H = -7\text{ T}$  mit  $\alpha = -140^\circ$  durchgeführt. Für die Messungen wurde die Piezospannung in 10 V-Schritten zwischen  $V_{\text{Piezo}} = +150\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150\text{ V}$  variiert und bei den Zielspannungen  $V_{\text{Piezo}} = +150\text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150\text{ V}$  10 Messpunkte im Abstand von 250 ms aufgenommen. Abbildung 3.30 zeigt die



**Abbildung 3.30:** Bestimmung von  $T_C$  aus den Längswiderstandsmessungen bei unterschiedlich hohen Magnetfeldern in Abhängigkeit von der Piezospannung.

experimentellen Ergebnisse für die Magnetfelder (a)  $\mu_0 H = 0\text{ T}$  (b)  $\mu_0 H = 2\text{ T}$  (c)

$\mu_0 H = 7 \text{ mT}$  und (d)  $\mu_0 H = -2 \text{ T}$ . Die blauen Linien und Symbole stellen die Messungen dar. Während der Messung wurde zwischen den beiden Endzuständen  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  stets hin und her gewechselt und bei diesen Spannungen jeweils 10 Messpunkte aufgenommen. Für jede dieser beiden Piezospannungen wurde jeweils der 10. Messpunkt verwendet um den Verlauf von  $\rho_{xx}$  in Abhängigkeit von der Temperatur für  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und für  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  zu erhalten. Die sich daraus ergebenden Kurven sind in schwarz ( $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$ ) und in rot ( $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$ ) eingezeichnet. Wie man erkennen kann sind die schwarze bzw. rote Kurve Einhüllende der blauen Messkurve. Um aus den Daten die Curie-Temperatur bei  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  zu bestimmen, wurde aus der schwarzen und roten Kurve für jedes Magnetfeld das Maximum ermittelt. Dazu wurden die Ableitungen der Kurven bestimmt und mit Hilfe einer linearen Regression mit Messpunkten in der Nähe des Nulldurchgangs der Ableitung das Maximum der Kurve berechnet. Die daraus erhaltenen Ergebnisse sind in der Abbildung 3.30 für die Felder  $\mu_0 H = 0 \text{ T}$  (a)  $\mu_0 H = 2 \text{ T}$  (b)  $\mu_0 H = 7 \text{ T}$  (c) und  $\mu_0 H = -2 \text{ T}$  (d) eingezeichnet.

Vergleicht man die ermittelten Curie-Temperaturen für  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  bei verschiedenen Magnetfeldern, so erhält man:  $T_C(+150 \text{ V}, 0 \text{ T}) = 81.7 \text{ K}$ ,  $T_C(+150 \text{ V}, 2 \text{ T}) = 97.7 \text{ K}$ ,  $T_C(+150 \text{ V}, -7 \text{ T}) = 112.2 \text{ K}$  und  $T_C(+150 \text{ V}, -2 \text{ T}) = 97.4 \text{ K}$ . Für  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  ergibt sich:  $T_C(-150 \text{ V}, 0 \text{ T}) = 81.5 \text{ K}$ ,  $T_C(-150 \text{ V}, 2 \text{ T}) = 96.6 \text{ K}$ ,  $T_C(-150 \text{ V}, -7 \text{ T}) = 112.2 \text{ K}$  und  $T_C(-150 \text{ V}, -2 \text{ T}) = 96.4 \text{ K}$ . Es fällt auf, dass sich die ermittelte Curie-Temperatur mit zunehmendem Magnetfeldbetrag  $|\mu_0 H|$  immer weiter erhöht. Ebenso ist die Curie-Temperatur  $T_C$  für  $\mu_0 H = 2 \text{ T}$  und  $\mu_0 H = -2 \text{ T}$  nahezu identisch. Diese Beobachtung stimmt mit der Veröffentlichung von F. Matsukura *et al.* [52] überein. Auch dort wurde festgestellt, dass sich durch ein externes Magnetfeld  $\mu_0 H$  die Lage des Maximums im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  zu höheren Temperaturen verschieben lässt und die Größe der Verschiebung nur vom Betrag des externen Magnetfeldes abhängt. Das externe Magnetfeld führt hierbei zu einer Stabilisierung der ferromagnetischen Phase bei Temperaturen über der Curie-Temperatur ohne externes Magnetfeld  $T_C(\mu_0 H \neq 0 \text{ T}) > T_C(0 \text{ T})$ .

Zusätzlich fällt beim Vergleich der beiden Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  auf, dass der Unterschied zwischen der Curie-Temperatur bei  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  für  $\mu_0 H = 0 \text{ T}$  sehr klein ist und nur  $\Delta T_C = 0.2 \text{ K}$  beträgt. Für größere Magnetfelder nimmt die Differenz zu. So findet man bei  $\mu_0 H = -2 \text{ T}$   $\Delta T_C = 1 \text{ K}$  und bei  $\mu_0 H = 2 \text{ T}$   $\Delta T_C = 1.1 \text{ K}$ , und bei  $\mu_0 H = -7 \text{ T}$   $\Delta T_C = 2.3 \text{ K}$ . Der Unterschied in  $T_C$  für  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  kann mit der unterschiedlichen Verzerrung des Films durch den Piezoaktor erklärt werden. Die experimentelle Tatsache, dass der Unterschied  $\Delta T_C$  mit höherem Magnetfeld zunimmt, lässt sich dadurch erklären, dass bei höheren Temperaturen (die Curie-Temperatur wird durch das externe Magnetfeld zu höheren Temperaturen verschoben) die Verzerrung im Film durch den Piezoaktor größer wird (vergleiche Abbildung 3.24).

Insgesamt folgt aus den Messungen, dass es durch die unterschiedliche Verzerrung des Films für  $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$  (tensil) und  $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$  (kompressiv) zu einer Ver-

änderung der Curie-Temperatur kommt. Vergleicht man die relative Lage der Curie-Temperatur in Abhängigkeit von der Piezospannung, so liegt für tensile Verspannungen ( $V_{\text{Piezo}} = +150 \text{ V}$ ) die Curie-Temperatur höher als für kompressive Verspannungen ( $V_{\text{Piezo}} = -150 \text{ V}$ ).

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Messungen von Thiele *et al.* [49], so stellt man fest, dass in dieser Veröffentlichung eine kompressive Verspannung zu einer Erhöhung von  $T_C$  führt, also genau umgekehrt wie bei der hier untersuchten Probe. Die von Thiele *et al.* verwendeten Proben waren durch das Wachstum bedingt tensil in der Filmebene verspannt. Durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes wurde dann die Probe in der Filmebene biaxial kompressiv verzerrt. Durch diese Verzerrung wird das Volumen des Films verkleinert und der Überlapp der Orbitale wird zunehmen. Durch den verbesserten Überlapp der Orbitale nimmt das Austauschintegral zu und führt letztendlich zu einer Erhöhung von  $T_C$ .

In der Veröffentlichung von Csontos *et al.* [50] wird die Probe durch eine hydrostatische Druckzelle von allen Seiten her gleichmässig komprimiert. Durch die Kompression wird auch hier das Probenvolumen verkleinert. Da es sich bei (In,Mn)Sb um einen  $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{V}$  ferromagnetischen Halbleiter handelt, lässt sich die von Dietl *et al.* hergeleitete Formel für die Curie-Temperatur verwenden [32]:

$$k_B T_C = x_{\text{eff}} S(S+1) J_{\text{pd}}^2 m_{\text{eff}} k_F / (3N_0 h^2) - k_B T_{\text{AF}} \quad (3.16)$$

wobei  $m_{\text{eff}}$  die effektive Masse der die Austauschwechselwirkung  $J_{\text{pd}}$  übermittelnden Ladungsträger,  $N_0$  die Konzentration der Kationen,  $x_{\text{eff}} N_0$  die Konzentration der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen ( $S = +5/2$ ),  $k_F$  ist der Fermiwellenvektor,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum ist<sup>16</sup>. In der Veröffentlichung von Csontos *et al.* wird davon ausgegangen, dass sich durch den hydrostatischen Druck hauptsächlich  $J_{\text{pd}}$  und  $m_{\text{eff}}$  ändern, und durch einen großen, hydrostatischen Druck die Curie-Temperatur erhöht wird. Durch die Volumenverkleinerung wird auch in dieser Arbeit der Überlapp der  $\text{Mn}^{2+}$ -Wellenfunktionen vergrößert und damit die Austauschwechselwirkung erhöht.

Wendet man nun diese Erkenntnisse an, so fällt auf, dass das Verhalten hier genau umgekehrt ist, da eine kompressive Verzerrung zu einer Erniedrigung von  $T_C$  und eine tensile Verzerrung zu einer Erhöhung führt. Dabei gilt es jedoch zu beachten, dass die in dieser Arbeit verwendete Probe B636c bereits durch das Wachstum kompressiv in der Filmebene und tensil senkrecht zur Filmebene verzerrt ist. Diese durch das Wachstum auf GaAs Substrat erzeugte kompressive Verzerrung beträgt einige Prozent und ist damit bedeutend größer als die Verzerrungen, die mit dem Piezoaktor erzeugt werden können. Wird der Film entlang der Hauptausdehnungsrichtung ( $[110]$ ) tensil verzerrt, so wird der Film aufgrund der elastischen Eigenschaften entlang der  $[\bar{1}10]$ - und  $[001]$ -Richtung kompressiv

<sup>16</sup> $T_{\text{AF}}$  ist ein empirischer Parameter. Durch diesen wird berücksichtigt, dass der antiferromagnetische Superaustausch für einen Anteil der zufällig verteilten Mn-Ionen statt der RKKY-Wechselwirkung die magnetische Kopplung dominieren kann.

verzerrt. Umgekehrt gilt für eine kompressive Verzerrung entlang der  $[110]$ -Richtung, dass der Film entlang der  $[\bar{1}10]$ - und  $[001]$ -Richtung tensil verzerrt wird. Durch eine entlang der Hauptausdehnungsrichtung tensile Verspannung kommt es daher zu einem verringerten Abstand der  $Mn^{2+}$ -Ionen in zwei zur Verzerrung orthogonalen Richtungen und damit zu einer Vergrößerung des Überlapps der Wellenfunktionen und der Austauschwechselwirkung. Zusätzlich wird der Abstand der  $Mn^{2+}$ -Ionen entlang der Hauptausdehnungsrichtung größer und die Austauschwechselwirkung entlang dieser Richtung kleiner. Für eine kompressive Verzerrung entlang der Hauptausdehnung kehrt sich der Fall genau um, entlang zweier zur Hauptausdehnung orthogonalen Richtungen kommt es zu einer Verringerung und entlang der Hauptausdehnungsrichtung zu einer Erhöhung des Überlapps der Wellenfunktionen bzw. der Austauschwechselwirkung. Daraus ist es ersichtlich, dass es für eine tensile Verzerrung entlang der Hauptausdehnungsrichtung für zwei orthogonale Richtungen zu einer Erhöhung der Austauschwechselwirkung kommt. Im Gegensatz dazu gibt es bei kompressiver Verzerrung entlang der Hauptausdehnungsrichtung nur eine Richtung, für die sich die Austauschwechselwirkung erhöht. Durch diese qualitative Beschreibung der Veränderung des Überlapps der Wellenfunktionen und der damit verbundenen Änderung der Austauschwechselwirkung würde sich auch der beobachtete Unterschied in  $T_C$  für  $V_{Piezo} = +150\text{ V}$  und  $V_{Piezo} = -150\text{ V}$  erklären lassen: Für  $V_{Piezo} = -150\text{ V}$  erfolgt eine kompressive Verzerrung des Films entlang der Hauptausdehnungsrichtung und damit insgesamt eine Erniedrigung der Austauschwechselwirkung  $J_{pd}$ , damit nimmt die Curie-Temperatur  $T_C$  nach Gleichung (3.16) ab. Im Gegensatz dazu kommt es bei  $V_{Piezo} = +150\text{ V}$  durch die tensile Verspannung entlang der Hauptausdehnungsrichtung insgesamt zu einer Erhöhung der Austauschwechselwirkung und damit zu einer Erhöhung von  $T_C$ .

Eine andere mögliche Erklärung wäre, dass sich der Streuprozess durch die unterschiedliche Verzerrung des Films geändert hat und es zu Unterschieden im Verlauf von  $\rho_{xx}(T)$  kommen kann. Insgesamt zeigt die hier verwendete Probe B636c eine Abhängigkeit der Lage des Maximums von  $\rho_{xx}(T)$  von der Verzerrung des Films. Ob es sich dabei jedoch um eine Veränderung der Curie-Temperatur handelt, muss erst durch weitere Messungen verifiziert werden. Für weitere Messungen würde sich im Magnetotransport die Messung des Hallwiderstandes in Abhängigkeit vom senkrecht zur Filmebene orientierten Magnetfeld bei unterschiedlichen Temperaturen eignen. Zusätzlich wäre eine Untersuchung der Probe mit Hilfe des SQUIDs interessant. Von beiden Methoden musste jedoch aufgrund der mangelnden Zeit abgesehen werden.



# Kapitel 4

## Magnetit auf Bariumtitanat: Ein multiferroisches System

Im vorigen Kapitel 3 wurde aufgezeigt, dass sich die magnetischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die magnetische Anisotropie und die Curie-Temperatur, dünner, ferromagnetischer Filme durch eine von einem Piezoaktor erzeugte Verzerrung verändern lassen. Bei den verwendeten (Ga,Mn)As-Proben war die maximal erreichbare Verzerrung  $\epsilon_{\max} = 1.4 \times 10^{-3}$ . Durch Zunahme der Verzerrung sollte die Veränderung auf die magnetischen Eigenschaften weiter vergrößert werden. Daher ist es interessant, nach anderen Materialsystemen zu suchen, die eine größere Verzerrung des ferromagnetischen Dünnsfilms erlauben.

Ein Vorschlag dazu stammt von Lee *et al.* [53] und nutzt die strukturellen Phasenübergänge des ferroelektrischen BaTiO<sub>3</sub> aus, um große Verzerrungen in ferromagnetischen Filmen zu erreichen. Damit ist es möglich, die Änderung der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der kristallinen Verspannung an einem Film zu untersuchen. Dieser Ansatz ist im folgenden verfolgt worden. Ein Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Film wurde von S. Geprägs am WMI mit PLD<sup>1</sup> epitaktisch auf ein BaTiO<sub>3</sub> (BTO) Substrat aufgewachsen [54] und die magnetischen Eigenschaften durch Magnetotransportmessungen bei verschiedenen Verzerrungen untersucht.

### 4.1 Proben

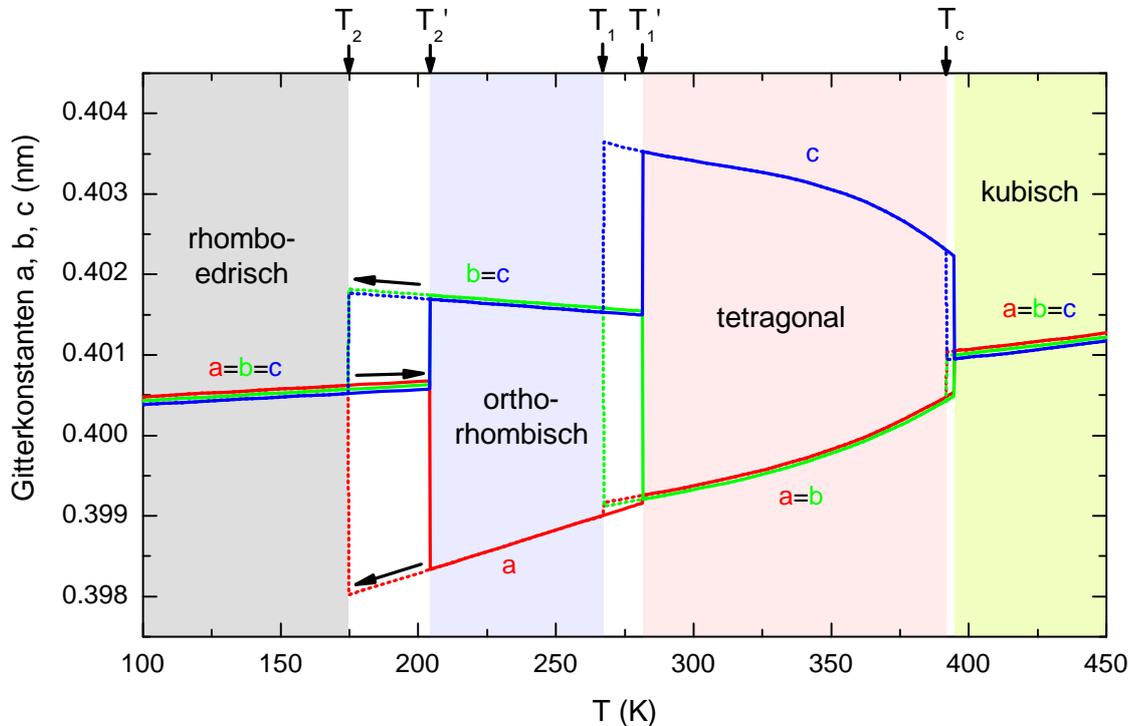
#### 4.1.1 Phasendiagramm von Bariumtitanat

Die in den Magnetit-Film induzierte Verzerrung durch das BaTiO<sub>3</sub>-Substrat hängt entscheidend von der kristallinen Phase des Substrats ab. Daher sollen diese Phasenübergänge nun näher betrachtet werden. Abbildung 4.1 zeigt das Phasendiagramm von BaTiO<sub>3</sub>, dass aus der Diplomarbeit von Mathias Weiler [55] entnommen wurde und auf der Veröffentlichung von Shebanov [56] beruht. Die Längen der einzelnen Gitterkonstanten als Funktion der Temperatur sind für die jeweiligen Phasen eingezeichnet. Die Länge der

---

<sup>1</sup>Pulsed Laser Deposition

Gitterkonstanten  $a$ ,  $b$  und  $c$  beziehen sich dabei auf die pseudokubische Einheitszelle. Wie man dem Diagramm 4.1 entnehmen kann, treten bei  $\text{BaTiO}_3$  vier kristallinen



**Abbildung 4.1:** Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Gitterkonstanten von Bariumtitanat. In der Zeichnung sind die entsprechenden Phasenübergangstemperaturen mit  $T_c$ ,  $T_1$ ,  $T_1'$ ,  $T_2$ ,  $T_2'$  und die entsprechenden Phasen farblich gekennzeichnet. Man beachte den hystereseartigen Verlauf für die Gitterkonstanten von Bariumtitanat. Das Phasendiagramm wurde freundlicherweise von Mathias Weiler zur Verfügung gestellt [55].

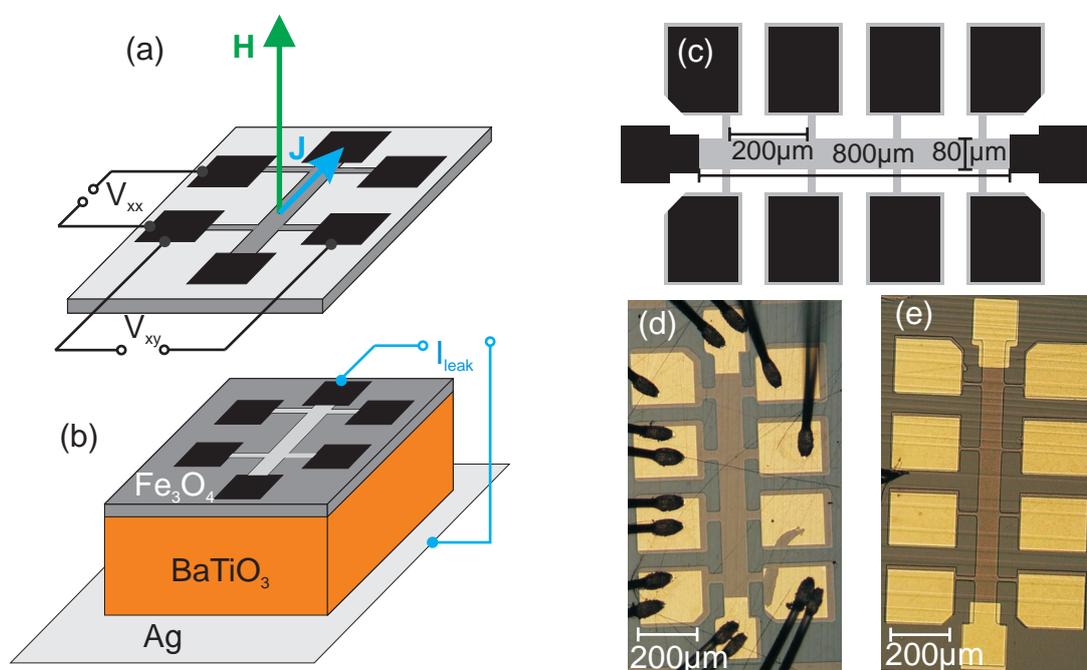
Phasenübergänge in Abhängigkeit von der Temperatur auf. Dabei ergeben sich für die verschiedenen Kristallstrukturen folgende Temperaturen: kubisch ( $T < T_c \approx 391.8 \text{ K}$ ), teragonal ( $T_1' \approx 281.4 \text{ K} < T < T_c$ ), orthorhombisch ( $T_2' \approx 204.2 \text{ K} < T < T_1 \approx 266.9 \text{ K}$ ) und rhomboedrisch ( $T < T_2 \approx 174.8 \text{ K}$ ). Die Kristallstruktur für  $T_1 < T < T_1'$  und  $T_2 < T < T_2'$  ergibt sich aus der Temperaturvorgeschichte und ist immer die Struktur, aus der man sich dem Phasenübergang nähert. Für abnehmende Temperatur  $T$  erhält man daher bei  $T_1 < T < T_1'$  eine tetragonale, und für  $T_2 < T < T_2'$  eine orthorhombische Kristallstruktur. Die Übergänge zwischen den einzelnen Kristallstrukturen sind also hysteretisch.

Zusätzlich besitzt  $\text{BaTiO}_3$  für  $T < T_c$  eine dielektrische Polarisierung, bedingt durch die Versetzung des Ti-Atomes gegenüber dem Sauerstoff Oktaeder [57]. Die Richtung der Polarisierung hängt von der jeweiligen Kristallstruktur ab, für die teragonale Kristallstruktur ist die Richtung der Polarisierung parallel zu der pseudokubischen  $c$  Gitterkonstante.

### 4.1.2 Verwendete Proben

Der schematische Aufbau der im folgenden diskutierten Proben MB3b und MB6a ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Proben bestehen aus einem ca. 100 nm dicken  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Film, der auf ein 1000  $\mu\text{m}$  dickes  $\text{BaTiO}_3$  Substrat mit einem PLD<sup>2</sup> Prozess bei  $T_{\text{Substrat}} = 320^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{Ar}} = 2.3 \times 10^{-3}\text{Torr}$ ,  $I_{\text{Laser}} = 2.5\text{J/cm}^2$  aufgewachsen wurde. Diese Proben wurden von Stephan Geprägs [54] hergestellt und für die Messungen in dieser Diplomarbeit zur Verfügung gestellt. Die Probenamen bedeuten dabei folgendes: „MB“ steht für Magnetit auf BTO, die Zahl numeriert alle Proben dieser Art fortlaufend durch und „a“ bzw. „b“ steht für ein Teilstück nach dem Züsagen einer Probe. Wir verwenden hier MB3 und MB6, weil diese in ihren Eigenschaften (Dicke/Wachstumsparameter) recht ähnlich sind, so dass die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse geprüft werden kann.

Während der Herstellung befindet sich das BTO Substrat in der kubischen Phase und



**Abbildung 4.2:** (a) Schematische Darstellung der Probe und des externen Magnetfelds bezüglich der Probenoberfläche, (b) Darstellung des Aufbaus der Proben, (c) Schematische Darstellung der verwendeten Magnetit Hallbars, (d) und (e) Lichtmikroskopaufnahme der Probe MB3b nach Ätzprozess bzw. MB6a nach Kontaktierung. Die Darstellung (b) ist nicht maßstabsgetreu, tatsächlich betragen  $d_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 0.1\ \mu\text{m}$  und  $d_{\text{BaTiO}_3} = 1000\ \mu\text{m}$ . Zusätzlich ist in Abbildung (a) die gemessene Längs-  $V_{xx}$  und Querspannung  $V_{xy}$  eingetragen. In Abbildung (b) ist die Definition des gemessenen Leckstromes  $I_{\text{leak}}$  dargestellt.

wird durch das Abkühlen auf Raumtemperatur nach der Herstellung in die teragonale Phase übergehen. Dabei erfolgt zusätzlich ein Phasenübergang von paraelektrisch

<sup>2</sup>Pulsed Laser Deposition

zu ferroelektrisch. Da es jedoch keine Vorzugsrichtung für die Polarisation gibt, ist es wahrscheinlich, dass sich viele verschiedene ferroelektrische Domänen bilden. Diese unterschiedlichen Domänen lassen sich mittels Röntgendiffraktometrie nachweisen, wie in [31] und [55] durchgeführt.

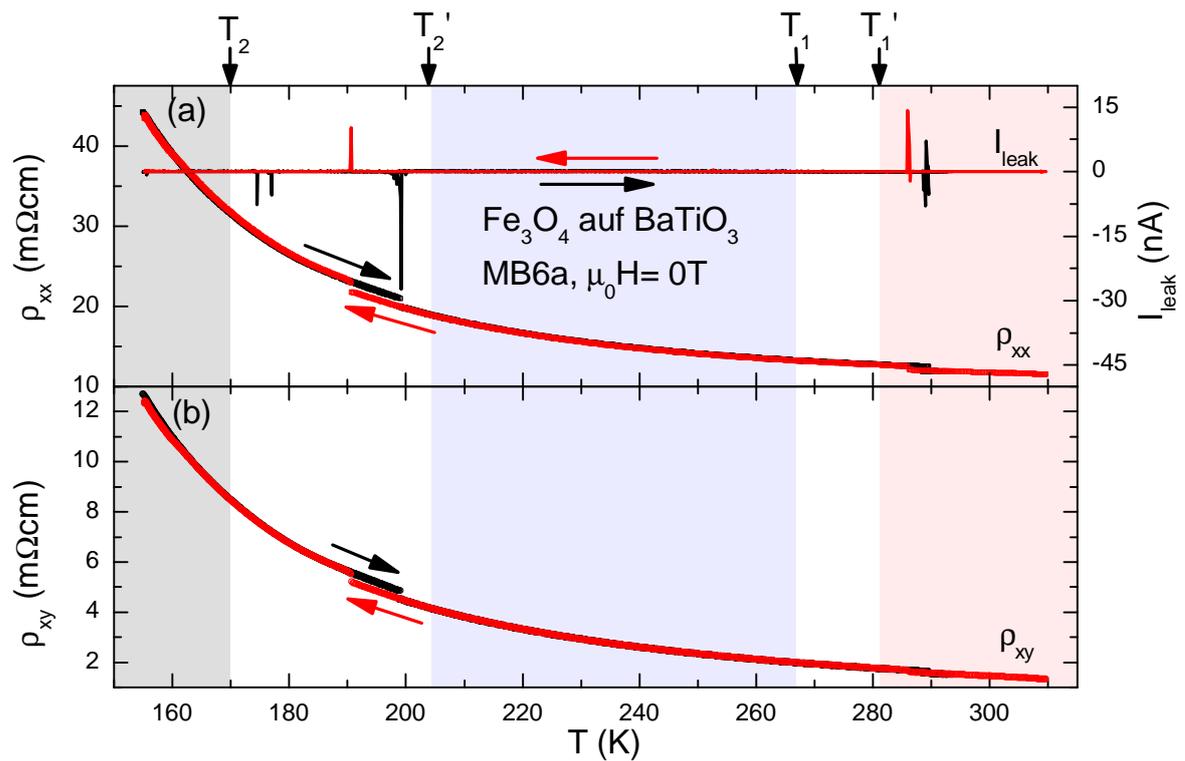
Für die Magnetotransportmessungen wurden Hallbars aus den Magnetitfilmen strukturiert. Die verwendeten Hallbars waren  $800\ \mu\text{m}$  lang und  $80\ \mu\text{m}$  breit, der Abstand zwischen zwei Querabgriffen beträgt  $200\ \mu\text{m}$  [vergleiche 4.2(c)]. Die dafür nötigen Prozessschritte erfolgten analog zur Herstellung der (Ga,Mn)As-Hallbars (vergleiche Kapitel 3.1.1). Der Ätzprozess wurde jedoch unter Verwendung eines Argon-Ionenätzers durchgeführt (Ätzrate für  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  beträgt  $11\ \text{nm}/\text{min}$ ). Nach dem Erstellen der Hallbarstruktur wurden die Proben für den Einbau in den Magnetkryostaten vorbereitet, die elektrische Kontaktierung erfolgte dabei analog zu den (Ga,Mn)As-Proben (siehe Abschnitt 3.1.1). Lichtmikroskopbilder der Proben MB3b und MB6a nach der Strukturierung der Hallbars finden sich in Abbildung 4.2(d) bzw. 4.2(e). Die hergestellten Kontakte waren für die verwendeten Ströme ( $I \leq 500\ \mu\text{A}$ ) ohmsch. Die Proben wurden danach auf einem Magnetkryostat-Proben-Stab so montiert, dass das Magnetfeld senkrecht zur Probenebene orientiert war. Der Stab enthält eine zusätzliche elektrische Heizpatrone, um eine möglichst stabile Temperatur zu gewährleisten. Dies ist in Abbildung 4.2(a) noch einmal schematisch dargestellt. Der für die Magnetotransportmessungen verwendete Strom betrug für beide Proben  $200\ \mu\text{A}$ <sup>3</sup>.

## 4.2 Temperaturabhängige Widerstandsmessungen

Wie aus dem Phasendiagramm von  $\text{BaTiO}_3$  ersichtlich, ändert sich die Gitterkonstanten des Substrats an den BTO-Phasenübergängen sprunghaft, und es ist so möglich, die Verzerrung  $\epsilon$  des Magnetit-Films in Abhängigkeit von der Temperatur drastisch zu verändern. Um den Einfluss dieser Phasenübergänge auf die Eigenschaften des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Films zu untersuchen, wurde zunächst der Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstand  $\rho_{xy}$  in Abhängigkeit von der Temperatur ohne externes Magnetfeld gemessen. Die experimentellen Ergebnisse für Probe MB6a sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Verfolgt man den Verlauf der  $\rho_{xx}$ -Kurve für abnehmende Temperaturen (rote Symbole), so erkennt man, dass es neben der für  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  typischen monotonen Zunahme von  $\rho_{xx}$  [58] auch zu Sprüngen im Längswiderstand kommt, und zwar bei  $T = 190.8\ \text{K}$  um  $\Delta\rho_{xx} = 1.17\ \text{m}\Omega\text{cm}$  und bei  $T = 286.2\ \text{K}$  um  $\Delta\rho_{xx} = 0.36\ \text{m}\Omega\text{cm}$ . Für zunehmende Temperaturen (schwarze Symbole) zeigen sich Sprünge in  $\rho_{xx}$  bei  $T = 199.2\ \text{K}$  um  $\Delta\rho_{xx} = 0.99\ \text{m}\Omega\text{cm}$  und  $T = 289.7\ \text{K}$  um  $\Delta\rho_{xx} = 0.54\ \text{m}\Omega\text{cm}$ . Bei den gleichen Temperaturen zeigen sich auch Sprünge im Querwiderstand  $\rho_{xy}$  für zunehmende und abnehmende Temperaturen.

Simultan zur Widerstandsmessung wurde auch der Leckstrom  $I_{\text{leak}}$  (bzw. der Verschie-

<sup>3</sup>Die Spannung, die für das Treiben dieses Stromes nötig war, betrug bei  $300\ \text{K}$  typischerweise  $1.1\ \text{V}$ , dies entspricht damit einem 2-Punkt-Widerstand von  $10.7\ \text{k}\Omega$ . Der entsprechende 4-Punkt-Widerstand ist dabei  $9.0\ \text{k}\Omega$



**Abbildung 4.3:** (a) Längswiderstand und  $I_{leak}$  in Abhängigkeit von der Temperatur, (b) Querwiderstand in Abhängigkeit von der Temperatur. Sowohl Längs- als auch Querwiderstand zeigen Sprünge und Hysterese in Abhängigkeit von der Temperatur.  $I_{leak}$  zeigt an den Sprungstellen im Widerstand ein sehr hohes Signal, da ein Verschiebestrom durch Umorientierung der Polarisation von Bariumtitanat beim Phasenübergang hervorgerufen wird.

bestrom durch das BTO) [vergleiche Abbildung 4.2(b)] aufgezeichnet, der Kurvenverlauf dazu ist in Abbildung 4.3(a) als Linie eingezeichnet. Diese Stromkurven weisen bei den Temperaturen, an denen in  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  Sprünge auftreten, deutliche Peaks auf.

Sowohl die Hysterese in den Sprüngen als auch die Peaks in  $I_{\text{leak}}$  zeigen auf, dass die Phasenübergänge des BaTiO<sub>3</sub> Substrats Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften des Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Films haben. Beim Phasenübergang ändern sich die Gitterkonstanten des Substrats, und damit wird der Magnetit-Film verzerrt, was wiederum eine Änderung des gemessenen Widerstandes hervorruft, da sich die geometrischen Abmessungen der Hallbar durch die Verzerrung verändert haben. Zusätzlich tritt beim Phasenübergang eine Änderung der Polarisationsrichtung auf, die einen Verschiebstrom, und damit eine Erhöhung des Leckstroms  $I_{\text{leak}}$  hervorruft, was in den Messungen tatsächlich beobachtet wird. Die Änderung des Längs- und Querwiderstandes des Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Films beträgt  $\approx 4.2\%$  für den BTO Phasenübergang von tetragonal nach orthorhombisch und  $\approx 5.0\%$  von orthorhombisch nach rhomboedrisch. Aus Abb. 4.1 erwartet man dabei eine Änderung der BTO-Gitterkonstanten um maximal  $\epsilon_{\text{max}} = 5 \times 10^{-3}$ , d.h. eine um eine Größenordnung kleineren Effekt. Die Änderung im Widerstand hat daher ihre Ursache nicht alleine in der Veränderung der geometrischen Abmessungen. Zusätzlich müssen sich durch die starke Verzerrung andere Materialeigenschaften von Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> verändert haben, die die elektrischen Transporteigenschaften beeinflussen, wie zum Beispiel Ladungsträgerkonzentration, Magnetisierung oder Streuzeiten der bewegten Ladungsträger. In der Veröffentlichung von Lee *et al.* [53] werden ebenso bei den Phasenübergängen Sprünge im Längswiderstand beobachtet. Allerdings scheint die relative Größe und Richtung der Sprünge vom verwendeten Material abzuhängen. So erhalten Lee *et al.* für SrRuO<sub>3</sub> auf BTO für den Phasenübergang von tetragonal nach orthorhombisch eine Widerstandserhöhung um  $\approx 1\%$ , und für den Übergang von orthorhombisch nach rhomboedrisch eine Widerstandserniedrigung um  $\approx 5\%$ . Die ebenfalls in dieser Veröffentlichung untersuchten La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub>-Filme auf BTO zeigten im Gegensatz dazu eine Widerstandserhöhung um  $\approx 12\%$  für den Phasenübergang von tetragonal nach orthorhombisch und für den Phasenübergang von orthorhombisch nach rhomboedrisch eine Widerstandserhöhung um  $\approx 10\%$ .

Die Ursache für die Änderung der elektrischen Transporteigenschaften könnten auch die Entstehung feiner Haarrisse sein. Die beobachteten Sprünge konnten jedoch in gleicher Form und Größenordnung für mehrmaliges Aufwärmen und Abkühlen erhalten werden, was gegen eine dauerhafte Schädigung bzw. Zerstörung des Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Films durch Risse spricht.

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass sich bei den Phasenübergängen des BaTiO<sub>3</sub> Substrats der elektrische Widerstand des Magnetitfilms deutlich ändert. Die Ursache hierfür liegt nicht nur in der Veränderung der geometrischen Abmessungen begründet, sondern muss wesentlich auch durch eine Veränderung wichtiger Materialeigenschaften des Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Films durch die Verzerrung hervorgerufen werden.

## 4.3 Magneto-Transport mit H senkrecht zur Filmebene

Wie im vorigen Abschnitt diskutiert ändert sich der Widerstand des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Films sprunghaft, wenn das  $\text{BaTiO}_3$  Substrat einen Phasenübergang durchläuft. Nun soll der Einfluss eines Magnetfeldes auf diesen Effekt untersucht werden. Im folgenden wird dazu bei einer stabilen Temperatur ein Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche angelegt und der Längs-  $\rho_{xx}$  und Querwiderstand  $\rho_{xy}$  aufgezeichnet, während die Größe des externen Magnetfeldes variiert wird ( $R(H)$ -Messungen). In Abbildung 4.4(a) bzw. 4.4(b) ist für eine Temperatur  $T = 200\text{ K}$  der dabei erhaltene Verlauf von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  der Probe MB3b für einen Magnetfeld Up- und einen DownswEEP eingezeichnet. Magnetfeld Upsweep bedeutet, dass das Feld von negativen zu positiven Feldern verfahren wird, das umgekehrte gilt für den Magnetfeld DownswEEP.  $\rho_{xx}$  zeigt den typischen negativen Magnetwiderstand des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Films: Mit zunehmender Feldstärke nimmt der Widerstand des Magnetitfilms ab. Für  $\rho_{xy}$  erwartet man wegen der Messgeometrie eine punktsymmetrische Hallkurve. Die Messung in Abbildung 4.4(b) ist jedoch nicht, zum Ursprung des Koordinatensystems punktsymmetrisch. Der Grund hierfür ist ein Versatz der Spannungsabgriffe, durch den bei den Messungen keine reine Querspannung gemessen wird, sondern auch eine Längsspannung. Somit enthält  $\rho_{xy}$  auch einen Anteil von  $\rho_{xx}$ . Durch geschicktes Ausnützen der Symmetrieeigenschaften des Magnet- und des Hallwiderstandes lassen sich diese beiden Anteile trennen.

Der Magnetwiderstand ist achsensymmetrisch zur  $\mu_0 H = 0\text{ T}$ -Achse. Daher erhält man durch Symmetrisieren aus den Messdaten von Up- und DownswEEP für einen Magnetfeldpunkt  $H$

$$\rho_{xx,\text{symm}}(H) = \frac{1}{2} (\rho_{xx}^{\text{Upsweep}}(-H) + \rho_{xx}^{\text{DownswEEP}}(H)) \quad (4.1)$$

$$\rho_{xy,\text{symm}}(H) = \frac{1}{2} (\rho_{xy}^{\text{Upsweep}}(-H) + \rho_{xy}^{\text{DownswEEP}}(H)) \quad (4.2)$$

den anisotropen Magnetwiderstand. Führt man dieses Verfahren für alle gemessenen Feldpunkte durch, so erhält man den Verlauf des Magnetwiderstandes  $\rho_{xx,\text{symm}}$  und  $\rho_{xy,\text{symm}}$ , wie in Abbildung 4.4(c) bzw. 4.4(d) dargestellt. Die dazu herangezogenen Daten stammen aus den Messungen von  $\rho_{xx}$  in Abbildung 4.4(a) und von  $\rho_{xy}$  in Abbildung 4.4(b).  $\rho_{xy,\text{symm}}$  steht gegenüber der  $\rho_{xx,\text{symm}}$  auf dem Kopf, weil das Vorzeichen von  $\rho_{xy}$  durch die Richtung des Kontakt-Versatzes bestimmt ist. Allerdings ist  $\rho_{xy,\text{symm}}$  nur etwa 0.7% von  $\rho_{xx,\text{symm}}$ . Dieser Anteil des Längswiderstandssignals im Querwiderstandssignal ist vergleichbar zur Situation in den (Ga,Mn)As-Proben [vergleiche Kapitel 3.3]. Im Folgenden wird  $\rho_{xx,\text{symm}}$  als den wahren, d.h. von experimentellen Artefakten möglichst weitgehend bereinigten, Längswiderstand betrachten.

Der Hallwiderstand ist bezüglich des Koordinatenursprungs punktsymmetrisch und lässt sich durch Antisymmetrisieren der Messdaten von Up- und DownswEEP für einen Feld-

punkt  $H$  bestimmen:

$$\rho_{xx,anti}(H) = \frac{1}{2}(-\rho_{xx}^{Upsweep}(-H) + \rho_{xx}^{Downsweep}(H)) \quad (4.3)$$

$$\rho_{Hall}(H) = \frac{1}{2}(-\rho_{xy}^{Upsweep}(-H) + \rho_{xy}^{Downsweep}(H)) \quad (4.4)$$

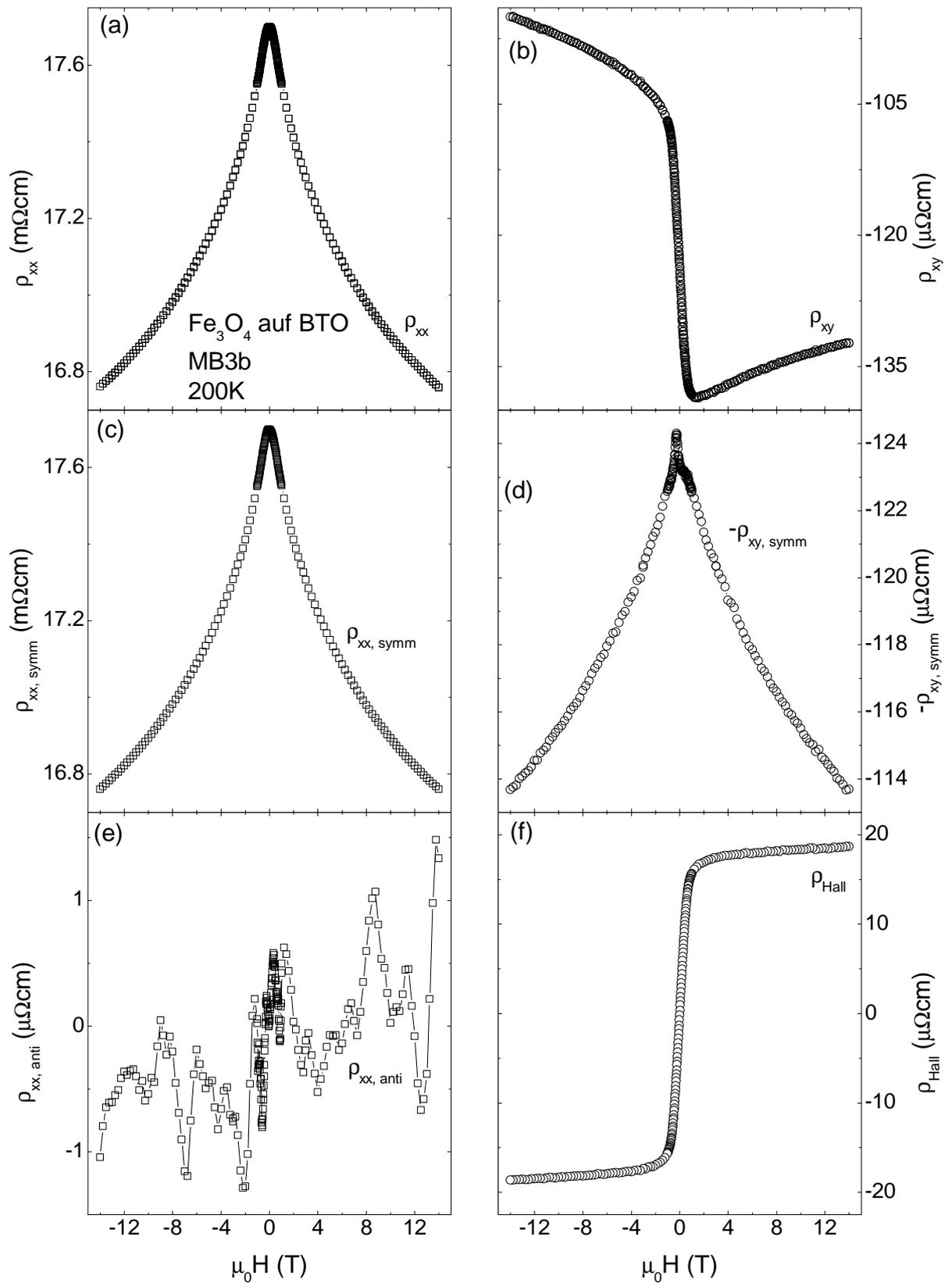
Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4(e) und 4.4(f) dargestellt.  $\rho_{xx,anti}$  und  $\rho_{Hall}$  haben einen unterschiedlichen Verlauf.  $\rho_{xx,anti}$  zeigt ein relativ unsystematisches Verhalten und ist wahrscheinlich durch thermische Fluktuationen bestimmt. Der Kurvenverlauf von  $\rho_{Hall}$  ist im Gegensatz dazu punktsymmetrisch zum Ursprung. Er zeigt das typische Verhalten eines Hallwiderstandes. Für  $|\mu_0 H| < 1$  T steigt der Betrag von  $\rho_{Hall}$  stark an, für  $|\mu_0 H| > 1$  T nimmt  $|\rho_{Hall}|$  nur noch linear mit  $|\mu_0 H|$  zu. Dieses unterschiedliche Verhalten ergibt sich dadurch, dass  $\rho_{Hall}$  in den zwei Feldbereichen von unterschiedlichen Effekten dominiert wird. Wie in Abschnitt 2.2.1 dargestellt, teilt sich der in ferromagnetischen Materialien beobachtete Hallwiderstand in zwei Anteile auf: Den normalen und den anomalen Hall-Effekt. Für  $|\mu_0 H| < 1$  T ist der anomale Hall-Effekt dominierend, er ist proportional zur Gesamtmagnetisierung der Probe, welche mit zunehmenden externen Magnetfeld immer größer wird. Für  $|\mu_0 H| > 1$  T ist der normale Hall-Effekt dominierend, da die Gesamtmagnetisierung der Probe für große Magnetfelder anfängt zu sättigen und damit der anomale Hall-Effekt nicht mehr weiter mit dem Magnetfeld zunehmen kann. Der normale Hall-Effekt ist proportional zum externen Magnetfeld, daher nimmt in diesem Magnetfeldbereich der Hallwiderstand  $\rho_{Hall}$  linear zu mit  $H$  zu. Wir werden also für die Diskussion  $\rho_{Hall}$  als den Hallwiderstand verwenden.

Wie im vorigen Abschnitt 4.2 diskutiert, ändert sich der Längs- und Querwiderstand sprunghaft, wenn das BTO Substrat einen Phasenübergang durchläuft. Daher wurden in dieser Diplomarbeit  $R(H)$ -Messungen an den beiden Proben MB3b und MB6a bei unterschiedlichen, konstanten Temperaturen  $130 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$  mit Magnetfeld senkrecht zur Filmebene durchgeführt. Die Messdaten für  $\rho_{xy}$  und  $\rho_{yx}$  wurden symmetrisiert (siehe Gleichung (4.2)) und antisymmetrisiert (siehe Gleichung (4.4)) um  $\rho_{xx,symm}$  bzw.  $\rho_{Hall}$  zu erhalten. Aus  $\rho_{xx,symm}$  wurde dann der Magnetwiderstand  $MR_{xx}$  bestimmt:

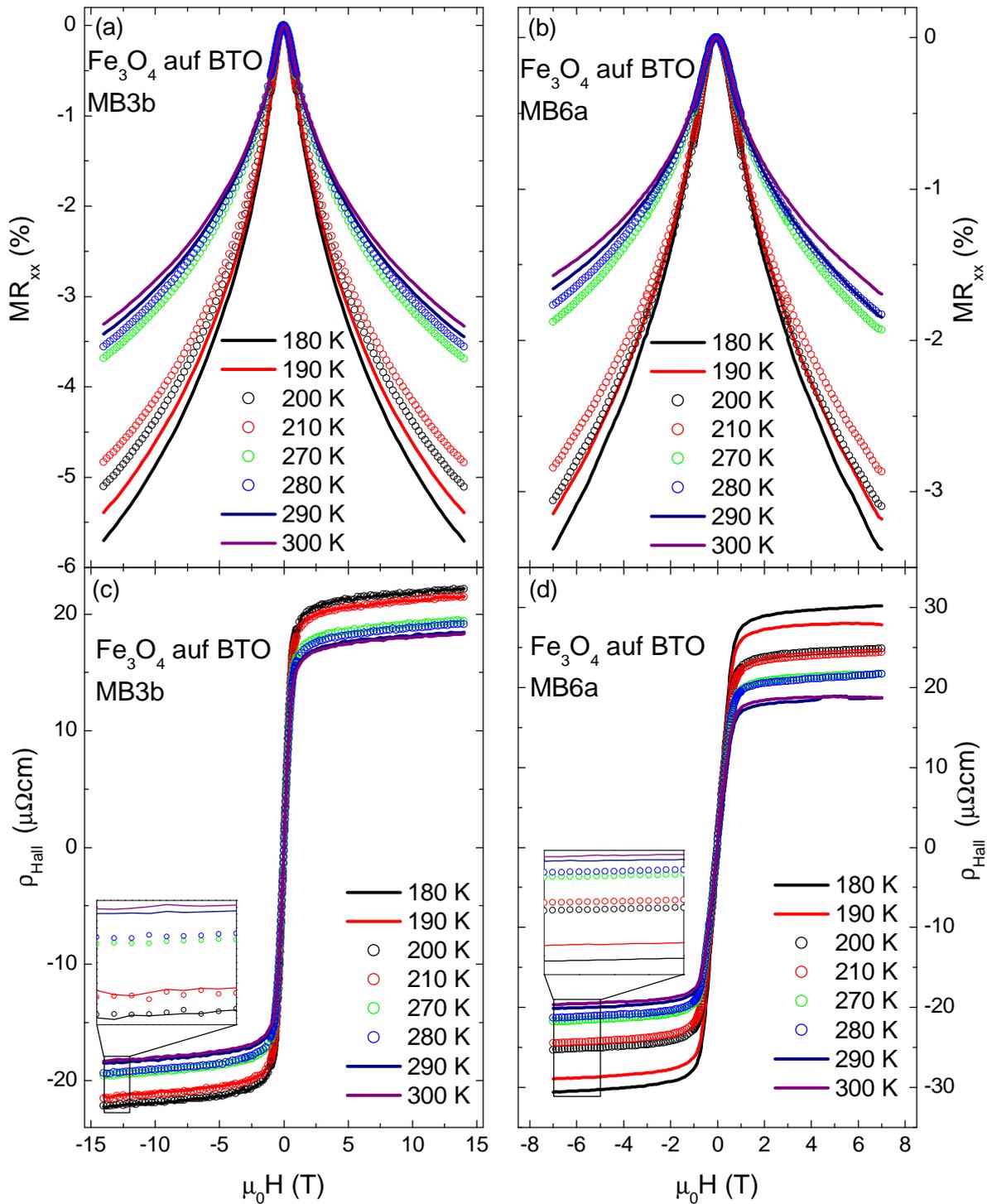
$$MR_{xx}(H) = \frac{\rho_{xx,symm}(H) - \rho_{xx,symm}(0)}{\rho_{xx,symm}(0)} \quad (4.5)$$

Die Ergebnisse dieser Analyse finden sich in Abbildung 4.5. In den Graphen 4.5(a) und 4.5(b) ist  $MR_{xx}$  für die Probe MB3b bzw. MB6a dargestellt. In den Graphen werden nur die Temperaturen  $T = 180 \text{ K}$ ,  $T = 190 \text{ K}$ ,  $T = 200 \text{ K}$ ,  $T = 210 \text{ K}$ ,  $T = 270 \text{ K}$ ,  $T = 280 \text{ K}$ ,  $T = 290 \text{ K}$ ,  $T = 300 \text{ K}$  nahe des Phasenübergangs des  $\text{BaTiO}_3$  Substrats betrachtet. In den Abbildungen 4.5(c) und 4.5(d) ist  $\rho_{Hall}$  für die Probe MB3b bzw. MB6a bei denselben Temperaturen dargestellt.

Betrachtet man den Temperaturverlauf von  $MR_{xx}$  für die Probe MB3b (Abb. 4.5(a)), so fällt auf, dass der Magnetwiderstand mit zunehmender Temperatur immer kleiner wird.



**Abbildung 4.4:** (a) Gemessener Längs bzw. (b) Querwiderstand der Probe MB3b, (c) Symmetrisierter Längs- und (d) Querwiderstand, (e) Antisymmetrisierter Längs-, und Querwiderstand (f). Nähere Erläuterung siehe Text.



**Abbildung 4.5:** (a) und (b) Magnetwiderstand der Probe MB3b bzw. MB6a, (c) und (d) Hallwiderstand der Probe MB3b bzw. MB6a bei verschiedenen Temperaturen. Der Wechsel von Linien zu Symbolen und umgekehrt gibt die beiden, im Experiment erreichbaren, Phasenübergänge wieder. Für den Magnetwiderstand zeigt sich in beiden Proben ein monotonen Verhalten, mit zunehmender Temperatur wird der Magnetwiderstand  $MR_{xx}$  immer kleiner. Im Querwiderstand gibt es jedoch Abweichungen vom monotonen Verhalten. Dies ist vor allem in der Probe MB3b deutlich zu erkennen, da die Kurve für 180 K mit der Kurve bei 200 K überlappt.

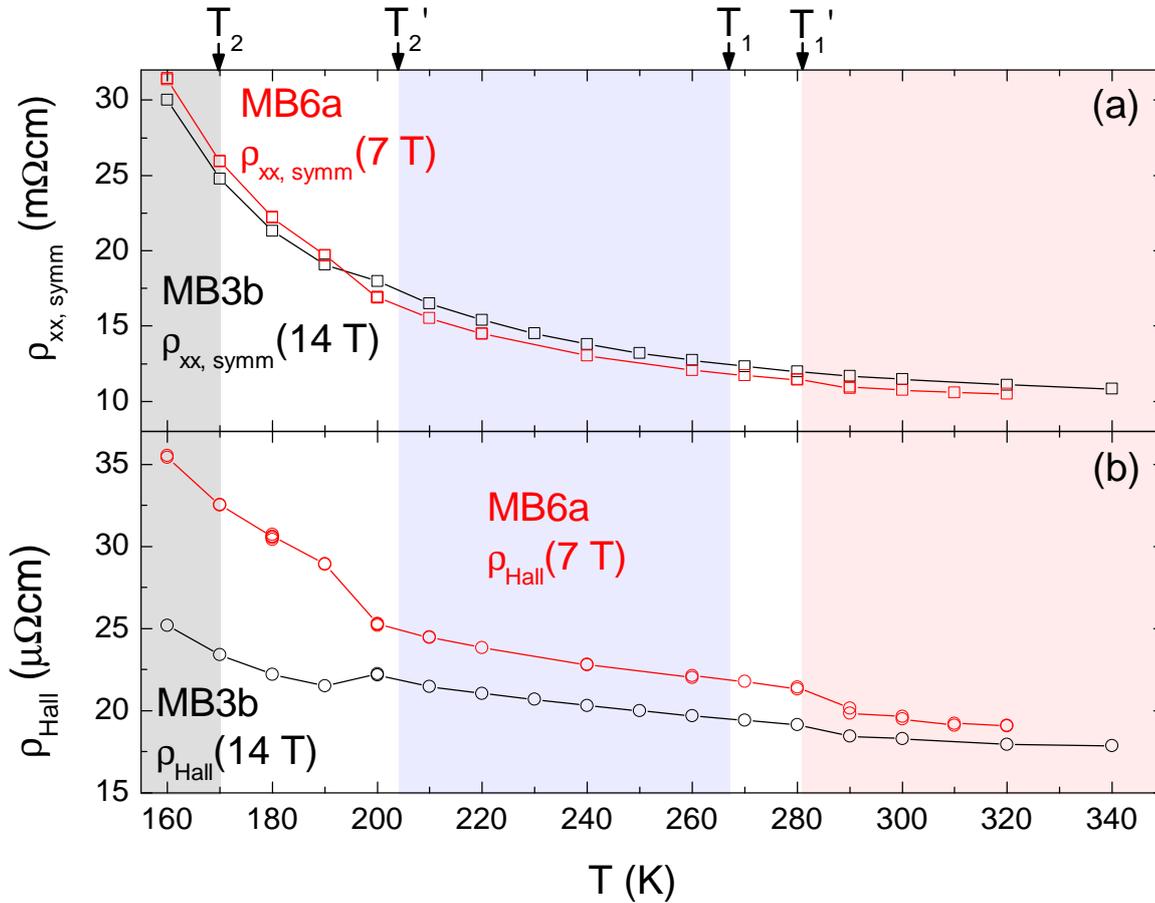
Bei den Phasenübergängen des Substrats kann man in dieser Darstellung keine abrupten Veränderungen im Magnetwiderstand ausmachen. Vergleicht man den Entwicklung der  $MR_{xx}$ -Kurve für die beiden Proben MB3b und MB6a, so zeigt sich, dass auch in der Probe MB6a eine Abnahme des  $MR_{xx}$  mit zunehmender Temperatur beobachtet werden kann. Bei der Probe MB6a (Abb. 4.5(b)) ändert sich jedoch die Abnahme des  $MR_{xx}$  zwischen den Phasenübergängen sprunghaft. So ist der Unterschied zwischen  $T = 180$  K und  $T = 190$  K relativ deutlich zu erkennen, im Vergleich dazu sind die Unterschiede zwischen  $T = 190$  K und  $T = 200$  K auffallend kleiner. Zumindest bei der Probe MB6a haben die Phasenübergänge von  $\text{BaTiO}_3$  also einen sichtbaren Einfluss auf das Verhalten von  $MR_{xx}$ . Der Unterschied in der Größe des Magnetwiderstandes für die beiden Proben ergibt sich aus dem unterschiedlich großen Feldbereichen, die bei den Messungen der Proben zugänglich waren. Für die Probe MB3b war  $-14 \text{ T} < \mu_0 H < +14 \text{ T}$ , für die Probe MB6a war  $-7 \text{ T} < \mu_0 H < +7 \text{ T}$ . Das maximal erreichbare Feld war also für die Probe MB3b doppelt so groß wie für die Probe MB6a, daher ist der maximale Magnetwiderstand bei MB3b bei gleicher Temperatur auch annähernd doppelt so groß wie für die Probe MB6a.

Betrachtet man nun den Hallwiderstand  $\rho_{\text{Hall}}$  für die Probe MB3b (Abb. 4.5(c)), so zeigt sich auch hier insgesamt eine Abnahme von  $\rho_{\text{Hall}}$  mit zunehmender Temperatur. Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass sich die Abnahme des Hallwiderstandes an den Phasenübergängen des BTO Substrats sprunghaft ändert. So gilt für  $T = 180$  K und  $T = 190$  K, dass der Hallwiderstand  $\rho_{\text{Hall}}$  mit zunehmender Temperatur kleiner geworden ist, im Gegensatz dazu ist jedoch von  $T = 190$  K nach  $T = 200$  K der Hallwiderstand größer geworden. Zwischen diesen beiden Temperaturen hat sich die Kristallstruktur des  $\text{BaTiO}_3$  Substrats von rhomboedrisch zu orthorhombisch verändert. Auch beim Phasenübergang von orthorhombisch nach tetragonal zeigt sich bei der Probe MB3b eine Veränderung in der Abnahme in  $\rho_{\text{Hall}}$ . Zwischen  $T = 270$  K und  $T = 280$  K ist der Hallwiderstand geringfügig kleiner geworden, der Unterschied in  $\rho_{\text{Hall}}$  zwischen  $T = 280$  K und  $T = 290$  K ist im Vergleich dazu jedoch deutlich größer. Betrachtet man den Hallwiderstand  $\rho_{\text{Hall}}$  der Probe MB6a (Abb. 4.5(d)), so zeigt sich auch hier eine sprunghafte Abnahme des Hallwiderstandes an den Phasenübergängen. Im Gegensatz zur Probe MB3b lässt sich jedoch hier keine Zunahme des Hallwiderstandes nach einem Phasenübergang beobachten.

### 4.3.1 Temperaturabhängigkeit von $\rho_{xx,\text{symm}}$ und $\rho_{\text{Hall}}$

Aus dem vorigen Abschnitt geht hervor, dass sich sowohl  $\rho_{xx,\text{symm}}$  als auch  $\rho_{\text{Hall}}$  mit der Temperatur verändern. Diese Tatsache soll im folgenden Näher betrachtet werden. Dazu wurden bei maximal experimentell erreichbar Feld ( $\mu_0 H = 14 \text{ T}$  für die Probe MB3b bzw.  $\mu_0 H = 7 \text{ T}$  für die Probe MB6a), der Wert von  $\rho_{xx,\text{symm}}$  als auch  $\rho_{\text{Hall}}$  bei

den verschiedenen gemessenen Temperaturen  $130 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$  bestimmt<sup>4</sup>. Das Er-



**Abbildung 4.6:** (a) Symmetrisierter Längswiderstand bei  $\mu_0 H = 14 \text{ T}$  für Probe MB3b bzw.  $\mu_0 H = 7 \text{ T}$  für Probe MB6a, (b) dazugehöriger Hallwiderstand für beide Proben. Zur Verdeutlichung wurden die Phasenübergangstemperaturen aus dem Phasendiagramm für  $\text{BaTiO}_3$  eingezeichnet. Im Längswiderstand lässt sich kein sprunghaftes Verhalten finden. Im Gegensatz dazu zeigt der Hallwiderstand nahe der Phasenübergänge sprunghafte Veränderungen.

gebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 4.6(a) für  $\rho_{xx, \text{symm}}$  und in Abbildung 4.6(b) für  $\rho_{\text{Hall}}$  für jeweils beide Proben dargestellt. Zusätzlich sind in den Graphen die aus dem Phasendiagramm (Abb. 4.1) stammenden Übergangstemperaturen  $T_1$ ,  $T_1'$ ,  $T_2$ ,  $T_2'$  und die farblich markierten Phasenbereiche eingezeichnet. Wie schon bei der Analyse der  $R(H)$ -Messungen beschrieben sind die sprunghaften Veränderungen in  $\rho_{xx, \text{symm}}$  kaum zu erkennen. Nur zwischen  $T = 190 \text{ K}$  und  $T = 200 \text{ K}$  könnte man eventuell sowohl für die Probe MB3b als auch für die Probe MB6a einen Sprung in  $\rho_{xx, \text{symm}}$  erkennen.

Für den Hallwiderstand  $\rho_{\text{Hall}}$  lässt sich in der Probe MB3b und der Probe MB6a zwischen  $T = 190 \text{ K}$  und  $T = 200 \text{ K}$  eine sprunghafte Veränderung feststellen. Jedoch

<sup>4</sup>Dabei wurde die Temperatur systematisch von kleinen Temperaturen zu großen verändert.

gibt es Unterschiede in der Sprungrichtung. Der Sprung für die Probe MB3b geht von  $\rho_{\text{Hall}} = 21.5 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 190 \text{ K}$  auf  $\rho_{\text{Hall}} = 22.3 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 200 \text{ K}$ ,  $\rho_{\text{Hall}}$  nimmt also zu. Bei der Probe MB6a ist  $\rho_{\text{Hall}} = 28.9 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 190 \text{ K}$  auf  $\rho_{\text{Hall}} = 25.3 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 200 \text{ K}$ , es ist also eine Abnahme zu beobachten. In beiden Proben lässt sich zwischen  $T = 280 \text{ K}$  und  $T = 290 \text{ K}$  ein weiterer Sprung beobachten, der in bei beiden Fällen einer Abnahme des Hallwiderstands entspricht. Der Sprung für Probe MB3b geht von  $\rho_{\text{Hall}} = 19.1 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 280 \text{ K}$  auf  $\rho_{\text{Hall}} = 18.5 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 290 \text{ K}$ . Bei der Probe MB6a ist  $\rho_{\text{Hall}} = 21.3 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 280 \text{ K}$  und  $\rho_{\text{Hall}} = 20.1 \text{ m}\Omega\text{cm}$  bei  $T = 290 \text{ K}$ .

Vergleicht man die Ergebnisse der temperaturabhängigen  $R(H)$ -Messungen mit den  $R(T)$ -Messungen aus Kapitel 4.2 so zeigt sich, dass die Sprünge jeweils im selben Temperaturbereich liegen. Durch die Phasenübergänge des  $\text{BaTiO}_3$  Substrats hervorgerufene, Verzerrungen sind also wieder die Ursache für diese Sprünge.

### 4.3.2 Skalenverhalten des Magnetwiderstandes

Wie in Abschnitt 2.2.1 über den anomalen Hall-Effekt diskutiert, gibt es einen Zusammenhang zwischen dem anomalen Hall-Effekt-Koeffizienten  $R_A$  und  $\rho_{\text{xx}}$ : (Gl. (2.25)). Mit den vorliegenden Messdaten von Probe MB3b und MB6a ist eine Analyse dieses Skalenverhaltens möglich. Dazu muss aus  $\rho_{\text{Hall}}$  der anomale Hallanteil extrahiert werden, da bei den Messungen sowohl normaler als auch anomaler Hall-Effekt auftreten. dabei wurde hier darauf verzichtet, unter Verwendung einer linearen Regression bei hohen Feldern und Extrapolation auf  $B = 0 \text{ T}$  den normalen Hall-Effekt abzuziehen. Stattdessen wird für den anomalen Hallanteil einfach  $\rho_{\text{Hall}}$  bei maximal erreichbarem Feld  $\mu_0 H = 14 \text{ T}$  (Probe MB3b) bzw.  $\mu_0 H = 7 \text{ T}$  (Probe MB6a) ausgewertet. Dies hat zwei Gründe: Zum einen soll hier nur das Skalenverhalten untersucht werden, für die unterschiedlichen Temperaturen ändert sich jedoch die Steigung der Regressionsgeraden für  $\mu_0 H > 2T$  kaum. Daher stellt die Berücksichtigung des normalen Hall-Effekts nur eine Verkleinerung des anomalen Hallanteils um einen konstanten Wert bei allen Temperaturen dar. Vor allem aber ist die Ladungsträgerkonzentration  $n$  für  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  sehr hoch, daher ist  $R_H = (n \cdot e)^{-1}$  relativ klein. Damit ist die Korrektur, die unter Berücksichtigung des normalen Hallanteils durchgeführt werden muss, ebenfalls klein. Mit der Thematik der Bestimmung des anomalen Hallanteils bei  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  hat sich bereits Wolfgang Kaiser in seiner Diplomarbeit auseinandergesetzt. Er kommt zu dem selben Ergebnis [23].

Zum Vergleich des Skalenverhaltens für die beiden Proben benutzt man nun nicht  $\rho_{\text{xx,symm}}$

und  $\rho_{\text{Hall}}$ , sondern es werden die zugehörigen Leitwerte<sup>5</sup>

$$\sigma_{\text{xx}} = \frac{1}{\rho_{\text{xx,symm}}} \quad (4.6)$$

$$\sigma_{\text{Hall}} = \frac{\rho_{\text{Hall}}}{\rho_{\text{xx,symm}}^2} \quad (4.7)$$

verwendet. Aus der im Kapitel 2.2.1 diskutierten Beziehung  $\rho_{\text{Hall}} \propto \rho_{xx,\text{symm}}^\gamma$ , wird durch Umformung unter Berücksichtigung der Tensoreigenschaften des Widerstandes und des Leitwertes

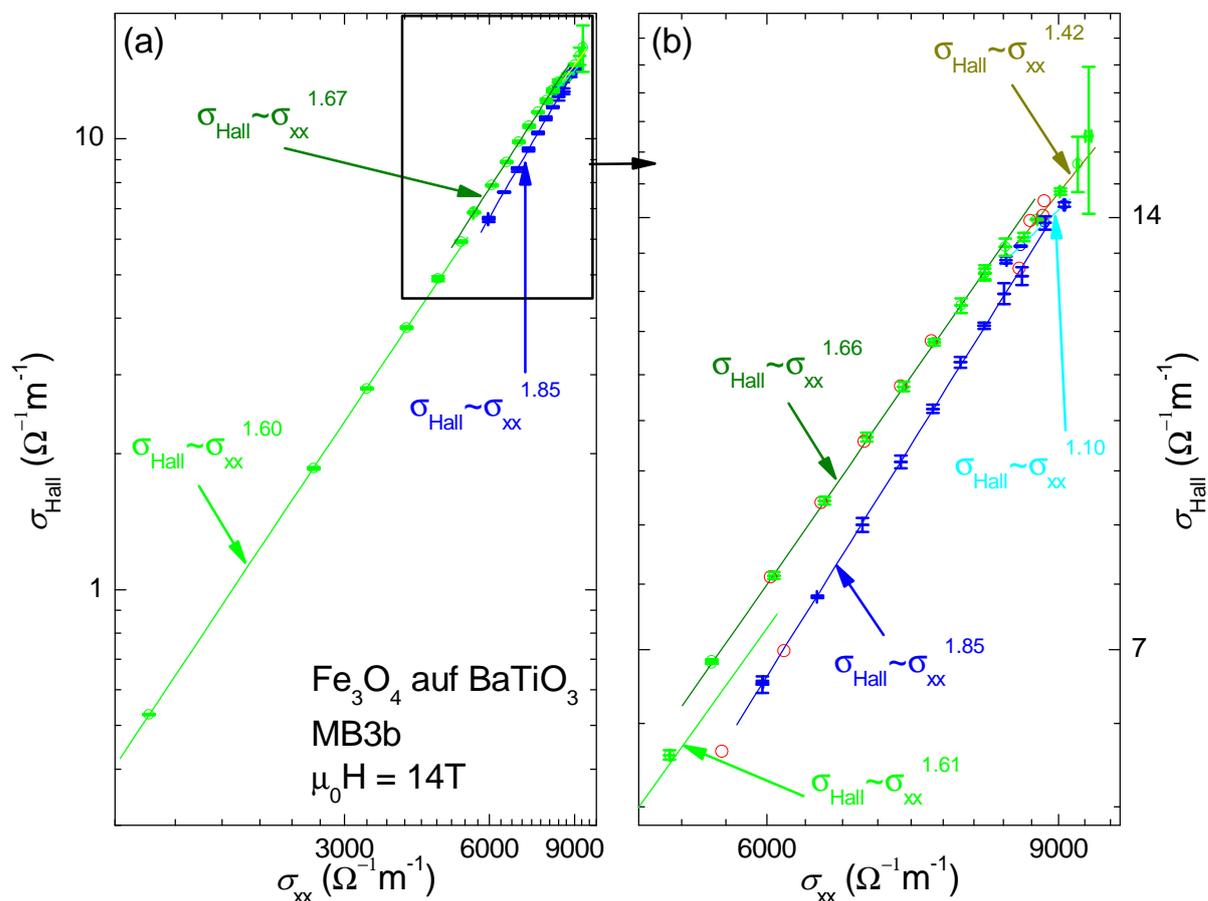
$$\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{2-\gamma} \quad (4.8)$$

für das Skalenverhalten des Leitwertes. In Abbildung 4.7 ist  $\sigma_{\text{xx}}$  gegen  $\sigma_{\text{Hall}}$  für die Probe MB3b in doppelt logarithmischer Darstellung zusammengefasst. Die in Bild 4.7(a) und 4.7(b) eingezeichneten Symbole stellen die gemessenen Werte für  $\sigma_{\text{xx}}$  und  $\sigma_{\text{Hall}}$  dar, die eingezeichneten Fehlerbalken sind aus den statistischen Fehlern bei der Bestimmung von  $\rho_{\text{xx,symm}}$  und  $\rho_{\text{Hall}}$  über quadratische Fehlerfortpflanzung bestimmt worden. Die eingezeichneten Linien stellen eine lineare Regression an die Datenpunkte jeweils im Bereich einer Kristallphase von  $\text{BaTiO}_3$  dar, und erlauben so eine Bestimmung des Skalenverhaltens von  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{2-\gamma}$  für  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  in den einzelnen Phasen von  $\text{BaTiO}_3$ . Die Abgrenzung der einzelnen Phasen von BTO ergeben sich zu:  $1120 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}} < 5390 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  rhomboedrisch,  $5390 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}} < 8870 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  orthorhombisch,  $8340 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}}$  tetragonal. Der Überlapp zwischen den einzelnen Bereichen ergibt sich aus der Hysterese der Phasenübergänge von  $\text{BaTiO}_3$ .

Betrachtet man den Bereich in der orthorhombischen Phase in Abbildung 4.7(b), so fällt auf, dass hier zwei unterschiedliche Verläufe und Abhängigkeiten  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{2-\gamma}$  auftreten. Auf welchem der beiden Zweige man sich bei einer Messung befindet, hängt von der Temperaturvorgeschichte ab: Hat man zuvor über den tetragonalen Phasenübergang ( $T > 290 \text{ K}$ ) erwärmt und dann wieder auf eine Temperatur ( $200 \text{ K} < T < 280 \text{ K}$ ) im orthorhombischen Phasenbereich abgekühlt, so ergeben die Messungen Werte auf der blauen Linie. Umgekehrt gilt, dass man, wenn man zuvor in die rhomboedrische Phase ( $T < 190 \text{ K}$ ) abgekühlt hat und dann wieder in die orthorhombische Phase erwärmt ( $200 \text{ K} < T < 280 \text{ K}$ ) Werte auf der grünen Linie erhält. Somit tritt bei der Probe MB3b eine Hysterese im Skalenverhalten in der orthorhombischen Phase auf. Bei den Kontrollmessungen (rote Symbole) wurde geprüft, ob man innerhalb der orthorhombischen Phase auf der blauen bzw. grünen Linie durch Variation der Temperatur ablaufen kann. Dies war in der Tat möglich

Betrachtet man den Exponenten, der aus der linearen Regression bestimmt worden ist, so ergibt sich für die rhomboedrische Phase  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.60}$ , in der orthorhombischen Phase erhält man für den einen Ast (grün)  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.66}$  und den anderen Ast  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.85}$ . Die in

<sup>5</sup>Dabei wurde berücksichtigt, dass der Widerstandstensor invertiert werden muss, um den Leitwerttensor zu erhalten[59].



**Abbildung 4.7:** (a) und (b) Halleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Längsleitfähigkeit für Probe MB3b.

Die angegebenen Proportionalitätsfaktoren wurden mit Hilfe von linearer Regression aus den Messdaten bestimmt. Wie man erkennen kann, gibt es in Abbildung (b) eine Hysterese in Abhängigkeit von der Temperaturvorgeschichte. Die blauen Symbole stellen dabei den Verlauf der Leitfähigkeit dar, der mit zunehmender Temperatur nach Abkühlen von  $T = 320\text{K}$  auf  $T = 200\text{K}$  (also oberhalb des Phasenübergangs orthorhombisch nach rhomboedrisch) beobachtet wird. Die grünen Symbole kennzeichnen den Verlauf, wenn von  $130\text{K}$  an sukzessive bis zu  $340\text{K}$  erwärmt wird. Die zusätzlichen roten Symbole kennzeichnen Kontrollmessungen, die die beobachtete Hysterese bestätigen.

der tetragonalen Phase bestimmten Exponenten sind aufgrund von Messplatz bedingten Temperatur Schwankungen mit einem großen Fehler ( $\pm 0.78$ ) behaftet und sollten daher nicht als zuverlässige Angaben angesehen werden. Für die rhomboedrische Phase und die orthorhombische Phase kann man jedoch erkennen, dass die Symbole sehr gut mit dem linearen Fit übereinstimmen.

Das beobachtete Skalenwert Verhalten mit einem Exponenten von  $2 - \gamma \approx 1.6$  ergibt für  $\gamma = 0.4$ . Dies ist jedoch nicht mit Skew-Scattering ( $\gamma = 1$ ) bzw. Side-Jump-Scattering ( $\gamma = 2$ ) die üblicherweise den anomalen Hall-Effekt dominieren, kompatibel. Es gibt jedoch von Onoda *et al.* eine Veröffentlichung zum Thema extrinsische und intrinsische Beiträge zum anomalen Hall-Effekt, wo ein Skalenverhalten  $2 - \gamma \approx 1.6$  vorhergesagt wird [60]. Zusätzlich wird in dieser Veröffentlichung auf eine theoretische Berechnung dieses Exponenten für das Skalenverhalten für Quanten-Hall-Isolatoren von Pryadko *et al.* [61] verwiesen. Ob und inwieweit die entsprechenden Annahmen und Rechnungen auch für  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  richtig sind, und was letztlich die Ursache für dieses Skalenverhalten ist, bleibt jedoch bis dato ungeklärt.

Man beachte allerdings, dass der Exponent im blauen Zweig (Abb. 4.7(b)) auffällige Abweichungen von  $2 - \gamma \approx 1.6$  zeigt. Es ist also sehr wahrscheinlich, dass sich in diesem Bereich der Streuungsmechanismus verändert hat, bzw. ein zusätzlicher Streumechanismus für den anomalen Hall-Effekt auftritt.

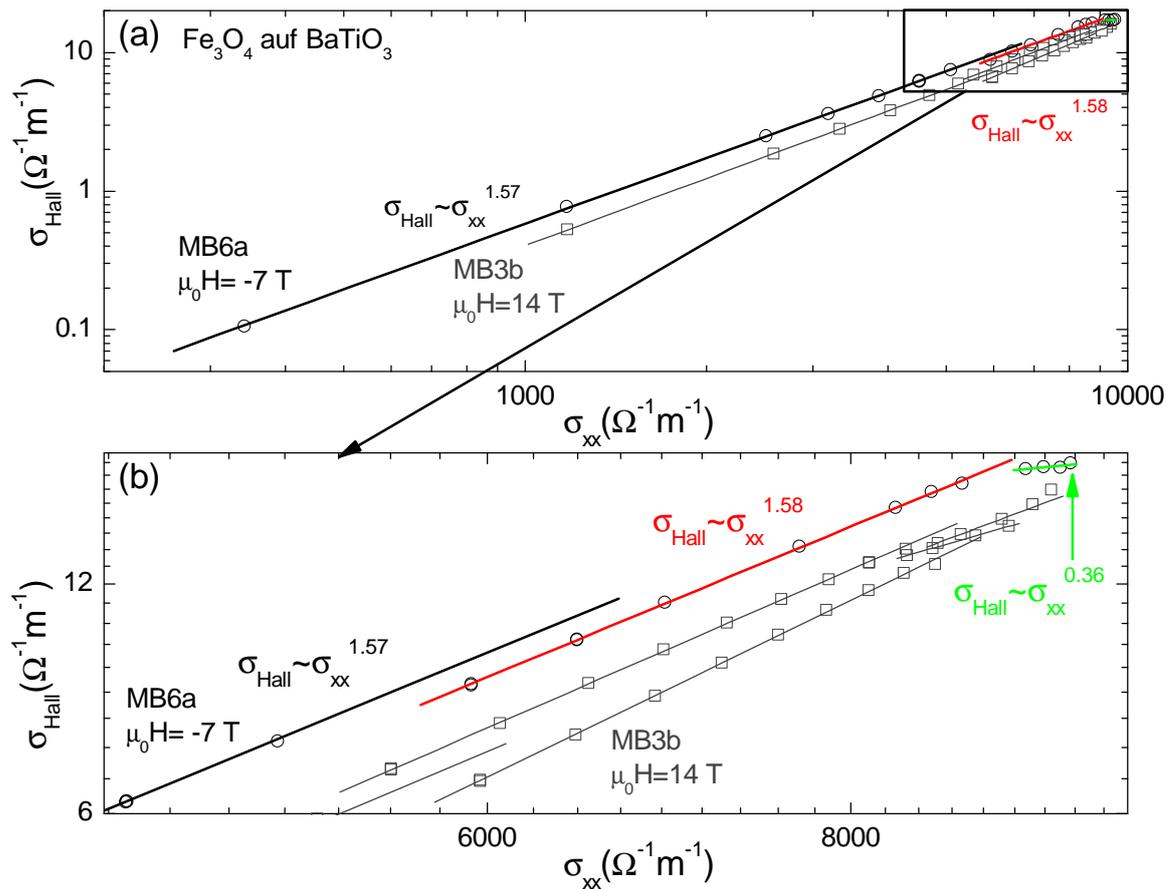
Das Abweichen der Messwerte vom Skalenverhalten mit  $2 - \gamma \approx 1.6$  für  $8340 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}}$  ( $290 \text{ K} < T$ ) sind wahrscheinlich den größeren statistischen Fehlern zuzuordnen, und dem kleinen Bereich in  $\sigma_{\text{xx}}$  innerhalb der sich die Messwerte befinden.

Für die Probe MB6a wurde ebenfalls das Skalenverhalten  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{2-\gamma}$  untersucht, die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8(a) und 4.8(b) mit doppelt logarithmischen Achsen dargestellt. Zum bessern Vergleich der Daten der Probe MB3b und MB6a sind die Daten von MB3b und die lineare Regression dazu in Abbildung 4.8(a) und 4.8(b) als graue Symbole bzw. Linien eingezeichnet.

Für die Probe MB6a ergibt sich für die Phasenübergänge von  $\text{BaTiO}_3$ :  $\sigma_{\text{xx}} < 5100 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  rhomboedrisch (schwarze Linie),  $5600 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}} < 8820 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  orthorhombisch (rote Linie),  $9120 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} < \sigma_{\text{xx}}$  tetragonal (grüne Linie).

Wie man in Abbildung 4.8(b) sehen kann, gibt es für den Phasenübergang rhomboedrisch zu orthorhombisch einen Sprung zu kleineren  $\sigma_{\text{Hall}}$ , der Exponent für die rhomboedrisch Phase ist  $2 - \gamma \approx 1.57$ , für die orthorhombische Phase  $2 - \gamma \approx 1.58$ . Es gibt also keine deutlichen Unterschiede im Skalenverhalten für die beiden kristallographischen Phasen rhomboedrisch und orthorhombisch. Der signifikante Unterschied im Skalenverhalten für die tetragonale Phase ( $2 - \gamma \approx 0.36$ ) lässt sich wegen der großen Unsicherheit der linearen Regression von  $\pm 1.0$  nicht auf eine Veränderung des Transportverhaltens in  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  schließen.

Vergleicht man die beiden Proben MB3b und MB6a in ihrem Skalenverhalten, so fällt auf, dass die Probe MB6a im Gegensatz zur Probe MB3b keine „Temperatur Erinnerung“ für die orthorhombische Phase aufweist. Es ist für die Probe MB6a unerheblich,



**Abbildung 4.8:** (a) und (b) Halleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Längsleitfähigkeit für Probe MB6a. Im Gegensatz zur Probe MB3b lässt sich bei dieser Probe keine Hysterese in Abhängigkeit von der Temperaturvorgeschichte finden. Ebenso bleibt der gefundene exponentielle Zusammenhang in der rhomboedrischen und orthorombischen Phase von  $\text{BaTiO}_3$  immer sehr Nahe an dem Wert 1.6

aus welcher Phase (rhomboedrisch oder tetragonal) man in die orthorhombische Phase gewechselt hat, man erhält stets das gleiche Skalenverhalten. Ebenso fällt auf, dass das Skalenverhalten für Probe MB6a wieder im Rahmen der Fehler mit dem von Onoda *et al.* vorhergesagten Exponenten  $2 - \gamma \approx 1.6$  übereinstimmt.

Insgesamt scheint sich damit das Skalenverhalten der Probe MB6a über die Phasenübergänge hinweg nicht signifikant zu verändern. Trotzdem sind Diskontinuitäten bei den Phasenübergängen zu erkennen.

Eine mögliche Ursache für diese Sprünge zeigt sich, wenn man die Magnetotransportmessungen mit der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung aus SQUID-Magnetometrie-Messungen vergleicht. Wie in Abschnitt 2.2.1 für den anomalen Hall-Effekt erläutert, gilt:

$$\rho_{\text{AHE}}(H) = R_{\text{A}}\mu_0 M(H) \quad (4.9)$$

wobei  $R_{\text{A}} \propto \rho_{\text{xx}}^\gamma$  gilt. Der anormale Hall-Effekt hängt daher neben dem anormalen Hallwiderstand  $R_{\text{A}}$  noch von der Magnetisierung der Probe ab. In der nun folgenden Diskussion wird angenommen, dass der Exponent  $\gamma = 0.4$  ist und somit  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.6}$  gilt. Damit lässt sich die Variable  $c$  gemäß

$$c = \frac{\sigma_{\text{Hall}}}{\sigma_{\text{xx}}^{1.6}} \quad (4.10)$$

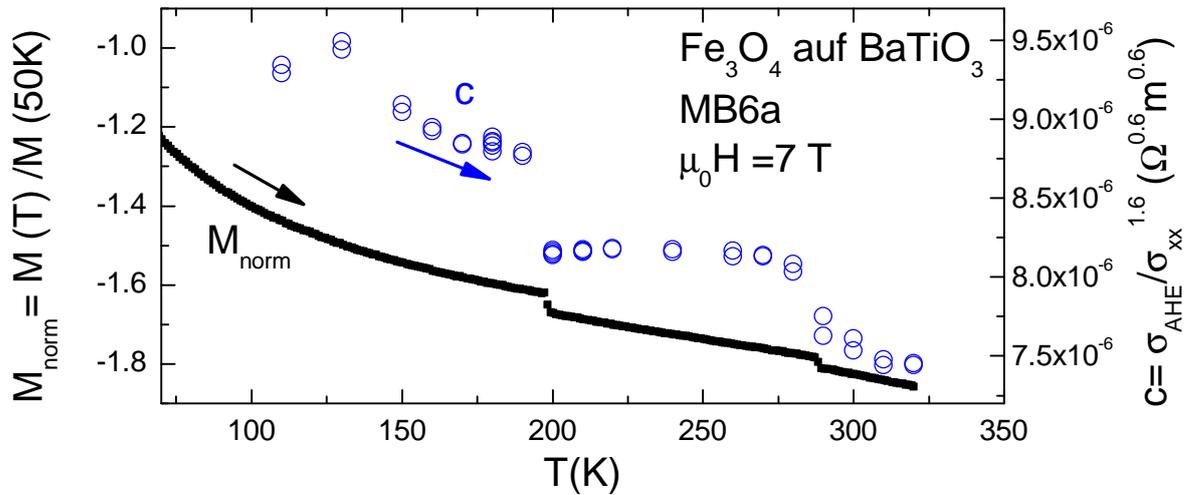
definieren. Wegen (4.9) muss  $c \propto M$  gelten. Damit erhält man mit  $c$  eine Größe aus den Magnetotransportmessungen, die nur noch allein von der Magnetisierung  $M$  abhängig ist und nicht mehr vom Skalenverhalten des anormalen Hallwiderstandes (falls die Annahme  $\gamma = 0.4$  korrekt ist). Die mit dieser Rechnung bestimmte Variable  $c$  wird für die Probe MB6a in Abbildung 4.9 mit Daten aus Messungen der Magnetisierung als Funktion der Temperatur verglichen<sup>6</sup>. Für die Messung der Magnetisierung wurde ein weiteres, unbehandeltes Stück der Probe MB6 verwendet. Das angelegte Magnetfeld  $\mu_0 H = 7$  T ist dabei in der Filmebene orientiert. Die erhaltenen Messwerte wurden auf die Magnetisierung bei  $T = 50$  K normiert:

$$M_{\text{norm}}(T) = \frac{M(T)}{M(50 \text{ K})} \quad (4.11)$$

Auch  $M_{\text{norm}}(T)$  zeigt abrupte Sprünge. Diese Sprünge müssen ihre Ursache in den Phasenübergängen des  $\text{BaTiO}_3$  haben und liegen bei  $T = 198.2$  K und  $T = 288.2$  K. Diese Sprungtemperaturen stimmen um  $\pm 1$  K mit den Werten der  $\rho_{\text{xx}}(T)$  Messung (siehe Kapitel 4.3.1) überein. Die Abweichungen lassen sich wahrscheinlich durch die unterschiedlichen verwendeten Temperatursensoren erklären.

Ein Vergleich zwischen den beiden Kurven  $c(T)$  und  $M_{\text{norm}}(T)$  zeigt, dass sie einen ähnlichen Verlauf besitzen. Es ist jedoch fragwürdig, in wie weit ein Vergleich der beiden Kurven zulässig ist, da die Magnetfeldrichtung bei den Messungen völlig unterschiedlich war: bei den SQUID-Messungen war das Magnetfeld in der Filmebene, bei den Magneto-

<sup>6</sup>Die SQUID Messungen wurden von Stephan Geprägs durchgeführt und freundlicherweise für diese Diplomarbeit zur Verfügung gestellt.



**Abbildung 4.9:** Vergleich der, aus den gemessenen Magnetotransportdaten bestimmten, Variablen  $c$  mit normierten Magnetisierungsverlauf aus SQUID-Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur. Wie man sehen kann spiegelt sich der Verlauf der normierten Magnetisierung im Verlauf der Variablen  $c$  wieder.

transportmessungen senkrecht zur Probenoberfläche orientiert. Die beobachteten Sprünge in der Magnetisierung und in der Variablen  $c$  zeigen jedoch auf, dass die Phasenübergänge von  $\text{BaTiO}_3$  einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften bzw. die Magnetisierung des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Films haben.

Die Ursache für die Veränderungen der Magnetotransport- und magnetischen Eigenschaften von  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  an den Phasenübergängen von BTO können zum einen durch die Verzerrung des Films begründet sein, zum anderen tritt bei den Phasenübergängen eine Änderung der Polarisationsrichtung des  $\text{BaTiO}_3$  Substrats auf, welche ebenfalls einen Einfluss auf die Eigenschaften des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Films haben könnte.

Insgesamt zeigen die hier durchgeführten Experimente an dünnen Magnetit-Filmen auf Bariumtitanat Substraten, dass in dieser Heterostruktur eine Vielzahl von interessanten, abrupten Änderungen der magnetischen und Magnetotransport-Eigenschaften von  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  in den kristallinen Phasengrenzen von Bariumtitanat zu finden sind. Um die Ursache für diese Änderungen zu finden müssen weitere, ausführliche Untersuchungen durchgeführt werden, die wegen der begrenzten Zeit im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich waren. Vor allem muss zunächst die ferroelektrische BTO-Phase eindomänig eingestellt werden und die Orientierung der entsprechende Polarisationsrichtung bekannt sein. Durch das Anlegen von elektrischen Feldern (Polen) könnte dies möglich werden. Mittels Röntgendiffraktometrie könnten zudem die Gitterkonstanten bestimmt werden um die ferroelektrischen Phasen eindeutig zu charakterisieren. Damit könnte man bei fester Temperatur den Film unterschiedlich stark verzerren und vielleicht auch die magnetischen Eigenschaften des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Filmes beeinflussen. Wie jedoch aus der Diplomarbeit von Mathias Weiler

[55] ersichtlich wird, ist es nicht gerade einfach, ein ferroelektrisch eindomäniges BTO zu erzeugen. erst wenn dies technologisch gut kontrollierbar ist, sollten Magnetotransport und Skalenverhalten wieder untersucht werden.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Die Realisierung von Ferromagnetismus in III-V Halbleitern durch Einbringen hoher Konzentrationen von magnetischen Elementen hat in den letzten Jahren intensive Forschungsarbeiten vor allem am verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As motiviert. Durch die Kompatibilität zu herkömmlicher Halbleitertechnologie ist (Ga,Mn)As ein möglicher Kandidat für Anwendungen in der Spinelektronik. Für Anwendungen im kommerziellen Bereich - wie zum Beispiel in magnetischen Speicheranwendungen - ist es wichtig, die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Materialien reproduzierbar und mit möglichst einfachen Techniken zu kontrollieren. Dies ist jedoch nur möglich, wenn ein grundlegendes Verständnis der Eigenschaften und ihrer Manipulation vorliegt. Der magnetoelastische Effekt verknüpft die Magnetisierung mit der kristallinen Verspannung. Da magnetische Dünnschichten immer mehr ins Zentrum des Interesses für Anwendungen rücken bzw. neue Ferromagneten ((Ga,Mn)As) nur als Dünnschichten realisierbar sind, ist vor allem epitaxiale Verspannung relevant.

Die Veränderung der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der kristallinen Verspannung durch verschiedenen Schichtdicken oder gitterangepasstes Wachstum auf Substraten mit unterschiedlich großer Gitterfehlpassung erweist sich als äußerst schwierig, weil neben der kristallinen Verspannung weitere Parameter wie Stöchiometrie, Kristallqualität und Mikrostruktur bei einem Vergleich verschiedener Proben berücksichtigt werden müssen.

Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen, indem eine Probe auf einen Piezoaktor aufgeklebt wird und es damit möglich ist, Messungen in verschiedenen, kontrollierbaren, kristallinen Verspannungszuständen an einer einzelnen Probe durchzuführen. Basierend auf Ergebnissen aus anderen Materialsystemen wurde daher in dieser Arbeit der Einfluss von Verzerrungen durch einen Piezoaktor auf die magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As-Filmen untersucht. Dabei wurden vordergründig die Änderungen der magnetischen Anisotropie betrachtet. Die Auswirkungen von kristallinen Verspannungen auf die Eigenschaften von (Ga,Mn)As sind nicht nur für ein grundlegendes Verständnis des Magnetismus wichtig, sondern können auch einen Zugang für neue Anwendungen darstellen. Eine weitere Möglichkeit, kristalline Verspannungen in dünnen ferromagnetischen Filmen durch eine kontrollierbare Verzerrung des Films zu untersuchen, ist das Wachstum eines ferromagnetischen Films auf ein ferroelektrisches Substrat. Im Rahmen dieser Arbeit

wurde durch die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von dünnen Magnetitfilmen auf einem Bariumtitanat-Substrat ein solches Materialsystem vorgestellt. Magnetit zeichnet sich durch eine hohe Curie-Temperatur und durch vergleichsweise technologisch einfache Herstellungsprozess aus und ist daher für Anwendungen in Magneto- als auch Spinelektronik interessant. Die Verwendung einer solchen Struktur ermöglicht die Kopplung zwischen magnetischen und elektrischen Eigenschaften.

Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften wurden in dieser Arbeit Magneto-transportmessungen verwendet. Diese Messungen erlauben es, eine Vielzahl magnetischer Eigenschaften wie zum Beispiel die Curie-Temperatur, die Feldabhängigkeit der Magnetisierung und die magnetische Anisotropie zu untersuchen. In dieser Arbeit wurde neben den herkömmlichen Magnetotransportmessungen ( $R(H)$ ,  $R(T)$ ) eine neue Methode verwendet, welche die Widerstände bei festem Magnetfeld in Abhängigkeit von der Orientierung des Magnetfeldes bezüglich der Probe aufzeichnet ( $R(\alpha)$ ). Die neue Methode zeichnet sich gegenüber den etablierten Methoden dadurch aus, dass es mit dieser Methode zuverlässig möglich ist, aus numerischer Simulation quantitativ die magnetische Anisotropie zu bestimmen. Das war bis jetzt allein mittels Magnetotransportmessungen nicht möglich.

## 5.1 Kristalline Verspannungen in (Ga,Mn)As

Für das Materialsystem (Ga,Mn)As-Film auf Piezoaktor zeigen sich in dieser Arbeit an der Probe B636c eine Vielzahl an interessanten Ergebnissen. In den Widerstandskurven in Abhängigkeit von der Stärke des externen Magnetfeldes (dabei ist das Magnetfeld in der Filmebene orientiert) zeigten sich bei der Probe B636c bei  $T = 5$  K abrupte Sprünge im Längs- und Querwiderstand. Diese abrupten Sprünge können qualitativ durch das Modell der Magnetisierungskehr verstanden werden und lassen sich in diesem Modell durch ein abruptes Schalten der Magnetisierungsrichtung erklären. Da die relative Orientierung der Magnetisierung bezüglich der Stromrichtung sowohl einen Einfluss auf den Längs- als auch auf den Querwiderstand hat, wird dieses Schalten in den Messungen durch Sprünge im Widerstand sichtbar. Das Schalten der Magnetisierung findet bei charakteristischen Magnetfeldern (Schaltfeldern) statt. Die Anzahl und Lage dieser Schaltfelder hängt einerseits von der magnetischen Anisotropie der Probe, andererseits von der Orientierung des externen Magnetfeldes bezüglich der Probe ab. Bei der untersuchten Probe traten für  $T = 5$  K sowohl im Up- als auch Downsweep zwei Sprünge im Widerstandssignal auf. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Probe bei dieser Temperatur durch kubische Anisotropie dominiert ist und zwei leichte magnetische Achsen besitzt. Durch den Piezoaktor konnte die Probe B636c kontrollierbar in Abhängigkeit von der angelegten Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  verzerrt werden. Dabei zeigten sich in den  $R(H)$ -Messungen, dass die Lage der Schaltfelder von der Piezospannung abhängt. Der Einfluss der Verzerrung auf die Lage der Schaltfelder lässt sich durch ein einfaches Modell, welches auf dem Modell der Magne-

tisierungsumkehr basiert, beschreiben, und kann qualitativ die beobachteten Ergebnisse erklären.

Durch Erhöhen der Temperatur auf  $T = 30$  K wird der Einfluss der Piezospannung auf den Verlauf der Widerstandskurven in Abhängigkeit vom externen Feld verstärkt. Bei dieser Temperatur gestaltet sich jedoch eine qualitative Beschreibung der Magnetisierungsumkehr schwierig, da die reichhaltige Struktur der Widerstandskurven eine quantitative Kenntnis der magnetischen Anisotropiekonstanten zur Beschreibung erfordert.

Eine solche quantitative Bestimmung der magnetischen Anisotropieparameter ist nur durch Verwendung winkelabhängiger Magnetotransportmessungen und die dazugehörige numerische Simulation erreichbar. Diese Messungen bestätigten zum einen, dass es durch die Verzerrung mittels Piezoaktor möglich ist, reproduzierbar die magnetische Anisotropie zu beeinflussen. Zum anderen ermöglichten diese Messungen die Bestimmung der Anisotropieparameter als Funktion von Temperatur und Piezospannung. Derartige Messungen sind unseres Wissens in dieser Form nur in dieser Diplomarbeit durchgeführt worden. Durch die sich daraus ergebenden temperaturabhängigen Anisotropieparameter war es möglich, die experimentellen Ergebnisse aus den  $R(H)$ -Messungen zu bestätigen: Für  $T \leq 20$  K ist die Anisotropie durch den kubischen Beitrag dominiert, für höhere Temperaturen beginnt dann die uniaxiale Anisotropie entlang der  $[\bar{1}10]$ -Richtung zu dominieren. Diese Beobachtung deckt sich sehr gut mit schon veröffentlichten Ergebnissen zu (Ga,Mn)As [62]. Ebenso zeigt sich aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen, dass die Änderung von der uniaxialen Anisotropie  $B_{\bar{1}10}$  linear mit der Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$  zusammenhängt. Im weiteren zeigte sich in der Untersuchung der Veränderung der uniaxialen Anisotropieparameter  $B_{\bar{1}10}$  in Abhängigkeit von der Piezospannung, dass der Effekt mit steigender Temperatur zunimmt und bei  $T = 50$  K maximal wird. Diese Beobachtung konnte durch die mit der Temperatur zunehmende Verzerrung durch den Piezoaktor erklärt werden.

Durch die Kenntnis der magnetischen Anisotropie in Abhängigkeit von Temperatur und Piezospannung aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen war es unter Verwendung einer einfachen magnetoelastischen Theorie möglich, die magnetoelastischen Konstanten für die Probe B636c zu bestimmen. Um diese Berechnung durchzuführen, mussten noch weitere Parameter der Probe wie Magnetisierung und Verzerrung durch den Piezoaktor bestimmt werden. Die daraus abgeleiteten magnetoelastischen Konstanten stimmen qualitativ sehr gut mit den einzigen bereits veröffentlichten Daten [45] überein. Aufgrund der recht einfachen theoretischen Beschreibung und vor allem einer nicht optimal orientierter Verzerrungsrichtung stieß die Auswertung hier aber an ihre Grenzen. Allerdings sind diese Unzulänglichkeiten durch eine andere Wahl der Piezoaktor-induzierten Verzerrung relativ zum (Ga,Mn)As-Kristall in zukünftigen Messungen einfach auszumergen.

Durch die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen erlangte man zudem Kenntnis über den Verlauf der freien Energie in der Filmebene für beliebige Magnetfeldstärken und -orientierungen in Abhängigkeit von der angelegten Piezospannung  $V_{\text{Piezo}}$ . Basierend auf

diesen Ergebnissen wurden in dieser Arbeit zwei Experimente zur Manipulationen der Magnetisierungsrichtung mit Hilfe der Piezospannung durchgeführt. Im ersten Experiment war es möglich, die Magnetisierungsrichtung reversibel um einen Winkel von  $54.5^\circ$  durch Verändern der Piezospannung zu drehen. Die beobachteten Widerstandsänderungen und die damit verbundene Änderung der Magnetisierungsrichtung können im Bild der freien Energie quantitativ verstanden werden. Das zweite in dieser Arbeit vorgestellte Experiment zeigt auf, dass es durch geschicktes Wählen von Magnetfeldrichtung und -stärke möglich ist, durch Verändern der Piezospannung ein irreversibles Schalten der Magnetisierung zu erreichen. Dabei ändert sich die Magnetisierungsrichtung um einen Winkel von ca.  $150^\circ$ . Diese Experimente beweisen, dass durch die zusätzliche Möglichkeit der Manipulation durch die Piezospannung die benötigten Magnetfelder zum Schalten der Magnetisierung verkleinert werden können, was interessante Anwendungsmöglichkeiten eröffnet.

Untersuchungen der Abhängigkeit der Curie-Temperatur von der Verzerrung des Films durch den Piezoaktor lieferten als Ergebnis, dass sich durch eine Verzerrung die Curie-Temperatur des Materials verändern lässt. Diese Tatsache stimmt mit anderen Experimenten an verdünnt ferromagnetischen III-V Halbleitern [50] überein, sollte aber durch detaillierte Experimente in der Zukunft eingehender untersucht werden.

## 5.2 Magnetit auf Bariumtitanat

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an einem weiteren Materialsystem die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der induzierten kristallinen Verspannung untersucht: Magnetit auf Bariumtitanat. Die Phasenübergänge in  $\text{BaTiO}_3$  erzeugen eine Verzerrung des aufgewachsenen Magnetitfilms und ändern damit charakteristische Eigenschaften des Films. Diese Änderungen zeigen sich in dieser Arbeit deutlich in den Sprüngen des Längs- und Querwiderstandes in Abhängigkeit von der Temperatur. Da es eine Übereinstimmung zwischen den Sprüngen im Widerstand und den beobachteten Spitzen im Leckstrom  $I_{\text{leak}}$  gibt, müssen die Sprünge mit dem kristallinen Phasenübergängen in  $\text{BaTiO}_3$  zusammenhängen. Die beobachteten Widerstandsänderungen um bis zu 5% lassen sich nicht allein durch eine Veränderung der geometrischen Abmessungen erklären, es müssen sich zusätzlich andere Eigenschaften wie zum Beispiel Ladungsträgerkonzentration oder Streuzeiten verändert haben.

Im weiteren Verlauf der Diplomarbeit erfolgten zusätzlich Untersuchungen der Abhängigkeit des Längs- und Querwiderstandes vom externen, zur Filmoberfläche senkrecht stehenden Magnetfeld in einem Temperaturbereich  $130\text{ K} \leq T \leq 340\text{ K}$ . Aus diesen Messungen konnten mittels Symmetrisieren und Antisymmetrisieren  $\rho_{xx,\text{symm}}$  bzw.  $\rho_{\text{Hall}}$  berechnet werden. Dabei zeigt vor allem der Hallwiderstand  $\rho_{\text{Hall}}$  als Funktion der Temperatur Sprünge an den Phasenübergängen von BTO. Desweiteren ermöglichte die Bestimmung von  $\rho_{xx,\text{symm}}$  und  $\rho_{\text{Hall}}$  die Diskussion des Skalenverhaltens für  $\sigma_{\text{Hall}}$  bezüglich  $\sigma_{xx}$ .

Dabei zeigten die in dieser Arbeit untersuchten Proben MB6a und MB3b unterschiedliches Verhalten. Für die Probe MB6a zeigte sich über den gesamten Temperaturbereich das gleiche Skalenverhalten:  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.6}$ . Es kam jedoch zu Sprüngen in den Leitwerten bei Temperaturen, die den kristallinen Phasenübergängen von BaTiO<sub>3</sub> entsprechen. Die Probe MB3b zeigte dagegen eine Hysterese des Skalenverhaltens im Bereich der orthorhombischen Phase von BaTiO<sub>3</sub>. Dabei hing es von der Temperaturvorgeschichte ab, ob sich entweder ein Skalenverhalten von  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.85}$  (von Raumtemperatur nicht unter Phasenübergang orthorhombisch/rhomboedrisch abgekühlt) oder  $\sigma_{\text{Hall}} \propto \sigma_{\text{xx}}^{1.66}$  (von der rhomboedrischen Phase in die orthorhombische aufgewärmt).

Um die Ursache der Sprünge weiter untersuchen zu können, wurden die aus den Magnetotransportmessungen erhaltenen Daten der Probe MB6a mit temperaturabhängigen Magnetisierungsmessungen verglichen. Auch die Magnetisierung zeigt Sprünge als Funktion der Temperatur, mit einem den Magnetotransportdaten ähnlichen Temperaturverlauf. Es muss daher folgerichtig einen Zusammenhang zwischen der Änderung der Magnetisierung und den beobachteten Widerstandsänderungen geben. Zur Erklärung der Ursache dieser Änderung müssen zwei unterschiedliche Einflüsse berücksichtigt werden: Die Verzerrung des Magnetitfilms durch das BTO Substrat und der Einfluss der Polarisation des Substrats auf die Eigenschaften des Films.

## 5.3 Ausblick

Die Untersuchung des Materialsystems (Ga,Mn)As auf Piezoaktor im Rahmen dieser Diplomarbeit haben aufgezeigt, dass es möglich ist, die magnetische Anisotropie des (Ga,Mn)As-Films durch vom Piezoaktor induzierte Verzerrungen zu beeinflussen. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, durch Verändern der Piezospannung die Orientierung der Magnetisierung zu beeinflussen.

Die bisherigen Untersuchungen beschränkten sich nur auf die magnetischen Anisotropie in der Filmebene. Es ist daher noch ungeklärt, wie sich die magnetischen Anisotropie außerhalb dieser Ebene durch die Verzerrung verändert. Die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen würden es jedoch ohne weiteres ermöglichen diesen Einfluss durch Drehungen in Ebenen, die senkrecht zur Filmebene orientiert sind, zu quantifizieren. Dies war allein aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Mit den daraus gewonnenen Resultaten zusammen mit den bereits erhaltenen Messdaten in der Filmebene ergäbe sich einerseits ein vollständiges quantitatives Bild der Abhängigkeit der magnetischen Anisotropie von der Temperatur und von der durch den Piezoaktor induzierten kristallinen Verspannung. Zusätzlich erlaubt die dadurch erhaltene Kenntnis der magnetischen Anisotropie senkrecht zur Filmebene eine verbesserte Bestimmung der magnetoelastischen Konstanten, da nun die Anisotropie dieser Konstanten in der Diskussion berücksichtigt werden kann. Eine derartige Diskussion ist für in der ferromagnetischen Resonanz untersuchte Magnetitfilme auf Piezoaktor bereits durchgeführt worden [63].

Analog lassen sich dann die magnetoelastischen Konstanten von (Ga,Mn)As auf weit exaktere Weise als in dieser Arbeit möglich bestimmen.

Die in dieser Arbeit aufgetretene Veränderung der Curie-Temperatur in Abhängigkeit von der Verzerrung durch den Piezoaktor ist ein interessanter Effekt, den es in weiteren Experimenten weiter zu untersuchen gilt. Dazu würden sich einerseits Messungen der Magnetisierung als Funktion der Temperatur mit Hilfe der SQUID-Magnetometrie anbieten, dies würde eine exaktere Bestimmung von  $T_C$  ermöglichen. Weiterhin könnten Messungen der Magnetisierung in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei stabiler Temperatur und unterschiedlichen Verzerrungszuständen Aufschluss über eine Veränderung der magnetischen Austauschwechselwirkung geben. In diesem Bereich könnten zusätzlich Messungen im Magnetotransport mit dem externen Magnetfeld senkrecht zur Filmoberfläche weitere Hinweise auf eine Veränderung von  $T_C$  durch die Verzerrung (beispielsweise durch Änderung der Austauschwechselwirkung oder der Löcherkonzentration) liefern.

Im Hinblick auf eine Vergrößerung der beobachteten Effekte und einer einfacheren theoretischen Beschreibung muss bei der Herstellung neuer Proben die Hauptausdehnungsrichtung des Piezoaktors nicht parallel zur [110]-Richtung, sondern entlang der [100]-Richtung gewählt werden. Da für  $T = 5\text{ K}$  die magnetoelastische Konstante  $|\lambda_{100}| = |-11.3 \times 10^{-6}| > |\lambda_{110}| = |3.3 \times 10^{-6}|$  [45] ist, würde damit die Verzerrung eine viermal größere uniaxiale Anisotropie im (Ga,Mn)As-Film erzeugen. Dabei werden jedoch im Falle der Hauptausdehnungsrichtung entlang [100] die zusätzlich erzeugte uniaxiale Anisotropie entlang der für kubische Anisotropie leichten Achsen in (Ga,Mn)As liegen. Damit wird durch die zusätzliche uniaxiale Anisotropie nun nicht mehr die leichten Achsen für den kubisch dominierten Fall verkippt, sondern eine Inäquivalenz der beiden leichten Achsen zueinander erreicht. Dies sollte jedoch auch nach Überlegungen mit dem Modell nach Cowburn *et al.* ebenfalls zu einer Verschiebung der Schaltfelder in Abhängigkeit von der Piezospannung führen, und natürlich wird es möglich mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen die Veränderung der Anisotropieparameter zu bestimmen.

In (Ga,Mn)As gibt es, selbst ohne zusätzliche Verzerrung durch den Piezoaktor bedingt, eine uniaxiale Anisotropie entlang  $[\bar{1}10]$  deren Ursache nicht abschließend geklärt ist [43]. Für weitere Untersuchungen an (Ga,Mn)As/Piezoaktor-Strukturen wäre es interessant durch den Piezoaktor eine uniaxiale Anisotropie zu induzieren und damit zu versuchen andere uniaxiale Anisotropie-Beiträge zu unterdrücken. Dies könnte durch Verwenden von nominell unverspannt gewachsenen (Ga,Mn)As-Filmen erreicht werden, die auf eine Zwischenschicht aus (In,Ga)As aufgewachsen werden. Diese Methode ist bereits etabliert (man spricht von virtuellen Substraten); entsprechende Proben könnten beispielsweise aus der Gruppe von W. Limmer in Ulm bezogen werden.

Um nur durch Piezoaktor induzierte Verzerrung möglichst große Effekte zu erreichen, ist es wichtig, Materialien mit großen magnetoelastischen Konstanten zu verwenden, die andererseits keine eigenen Beiträge zur magnetischen Anisotropie aufweisen.

Ein Materialsystem, das diese Vorgaben erfüllt, ist  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$ . Durch Veränderung der Nickelkonzentration  $x$  kann hier die magnetoelastische Konstante  $\lambda_{100}$  in einem Bereich

$-60 \times 10^{-6} < \lambda < +120 \times 10^{-6}$  frei eingestellt werden [8]. Zusätzlich zeigt dieses Materialsystem nur kleine intrinsische Anisotropiebeiträge, Effekte durch Verzerrung sollten also die magnetische Anisotropie dominieren. Durch kompressive bzw. tensile Verzerrung kann so zwischen einer leichten Achse entlang oder senkrecht zur Hauptausdehnungsrichtung des Piezoaktors „umgeschaltet“ werden. Dadurch wäre es möglich, analog zu den Magnetisierungsrichtung-Manipulationsexperimenten in dieser Arbeit durch Verändern der Piezospannung die Orientierung der Magnetisierung um  $\approx 90^\circ$  zu ändern. Erste Untersuchung von Nickelfilmen auf Piezoaktoren mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz haben diesen Ansatz bereits bestätigt [55].

Für eine im magnetischen Speicherbereich relevante Anwendung sind insbesondere Magnetotransporteigenschaften wichtig. Frühere Untersuchungen zeigen, dass es mit vertretbarem Aufwand möglich ist, an Nickel/Cobalt-Filmen Magnetotransportmessungen durchzuführen und dabei den winkelabhängigen, planaren Halleffekt zu beobachten [64]. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit ausführlich vorgestellte Methode der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen lässt sich durch Anpassung der Theorie (Entwicklung des Widerstandstensors in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung) auf andere Materialsysteme übertragen, so dass mit Hilfe von Transportmessungen auch an  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  die in der ferromagnetischen Resonanz erhaltenen Ergebnisse bestätigt werden könnten. Zusätzlich bietet das Material  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  den Vorteil, dass die Messungen nicht bei tiefen Temperaturen sondern bei Raumtemperatur durchgeführt werden können. Ein entsprechender Setup wird am WMI derzeit aufgebaut [65], [66].

Ein weiterer Vorteil von  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  liegt in der Art, wie der Ferromagnet auf den Piezoaktor aufgebracht wird. Dabei muss nicht unbedingt eine gedünnte Probe auf den Piezoaktor aufgeklebt werden, sondern man kann das Material auf den Piezoaktor aufdampfen. Mit diesem Verfahren ist es möglich, den stellenweise schwierigen Aufklebeprozess aus der Probenprozessierung wegzulassen. Allerdings ist es dann nicht möglich mit dem konventionellen Lithographieprozess eine Hallbar-Struktur aus  $\text{Ni}_x\text{Co}_{1-x}$  herauszuätzen, weil der Piezoaktor durch Chemikalien sehr wahrscheinlich zerstört werden würde. Eine mögliche Lösung könnte der Einsatz von Schattenmasken beim Aufdampfen sein, ein geeigneter Prozessablauf muss aber erst entwickelt werden.

Zusammengefasst ist es äußerst reizvoll, das Aufkleben der Probe auf den Piezoaktor durch Methoden zu ersetzen, die einen maximalen Übertrag der Verzerrung auf den Film ermöglichen, wie zum Beispiel das Aufdampfen von ferromagnetischen Filmen auf den Piezoaktor. Es hat sich im Verlauf dieser Diplomarbeit mit den Untersuchungen von Magnetitfilmen auf Bariumtitanat aber auch gezeigt, dass ein Kristall-Wachstum auf ein piezoaktives Substrat erfolgreich durchgeführt werden kann. Dabei sind viele interessante Phänomene entdeckt worden, die in Zukunft näher untersucht werden sollten. Das erste Ziel sollte dabei sein, durch Anlegen eines elektrischen Feldes gezielt und reproduzierbar die Orientierung der ferroelektrischen Domänen in Bariumtitanat zu manipulieren. Erste Experimente mit optischer Polarisationsmikroskopie zeigen auf, dass dieses Ziel erreichbar ist [67]. Gelingt es, die Manipulation der ferroelektrischen Domänen in den Griff zu

bekommen, ist sehr interessanten Untersuchungen mit Hilfe von Magnetotransport oder ferromagnetischer Resonanz Tür und Tor geöffnet. Es wäre somit möglich durch ein elektrisches Feld den Magnetitfilm kontrolliert zu verzerren und die daraus resultierenden Einflüsse auf die magnetische Anisotropie und andere charakteristische Merkmale des Magnetitfilms zu untersuchen.

Um die Verzerrung des Magnetitfilms durch ein angelegtes elektrisches Feld zu quantifizieren bieten sich Röntgenstrukturanalysen an, da mit dieser Methode die Gitterkonstanten von Magnetit äußerst genau bestimmt werden können. Bei der Untersuchung der magnetischen Anisotropie sind winkelabhängige Magnetotransportmessungen wieder ideal, da man gegenüber der ferromagnetischen Resonanz den Vorteil hat, in situ im existierenden Messaufbau am WMI eine exaktere Temperaturstabilisierung zu realisieren. Zusätzlich stellen die ferroelektrischen Eigenschaften des Substrats kein Problem im Setup dar, im Gegensatz zur ferromagnetischen Resonanz [55].

Außerdem haben die Messungen an Magnetit das bereits von Wolfgang Kaiser in seiner Diplomarbeit [23] gefundene Skalenverhalten von Magnetit bestätigt. Bis heute ist jedoch nicht vollständig verstanden, in wie weit sich die modellhafte Annahme eines Quanten-Hall-Isolators auf Magnetit übertragen lässt. Hierzu sollten weitere theoretische Untersuchungen angestrebt werden, da ein Verständnis der Transportmechanismen in Magnetit für spätere Anwendungen von großer Bedeutung ist.

Nach dem grundlegenden Verständnis der Eigenschaften dünner Magnetitfilme auf Bariumtitanat-Substraten, könnten Mehrlagensysteme eine interessante neue Forschungsrichtung darstellen. Über die elastische Wechselwirkung zwischen den einzelnen  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ - und  $\text{BaTiO}_3$ -Schichten könnte damit eine starke Kopplung zum einen zwischen Polarisation und dem externen Magnetfeld, andererseits zwischen elektrischem Feld und Magnetisierung, erreicht werden. Für solche Mehrlagensysteme wird theoretisch eine Kopplung der elastischen Anregungen (Phononen) und der magnetischen Anregungen (Magnonen) vorhergesagt. Diese Kopplung erlaubt neue Anregungszustände in den Mehrlagensystemen, die experimentell untersucht werden müssen. Dabei könnten neue Anwendungsgebiete und grundlegende Erkenntnisse über die Kopplung magnetischer Eigenschaften mit elektrischen Eigenschaften erschlossen werden.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass es durch kristalline Verspannungen in ferromagnetischen Materialien möglich ist, die magnetischen Eigenschaften gezielt zu beeinflussen. Diese Methode könnte ähnlich bahnbrechend sein, wie die Technik des „Bandgapengineering“ in Halbleitermaterialien.

# Anhang A

## Auswertung der Schaltfelder

### A.1 Verwendeter Origin Code

```
void run_switching_2(double factor)//threshold determined from maximum of Curve
{
PageBase pb;
int runindex=0;

//create a Worksheet for the evaluted Data and Attach Datasets to it
Worksheet switching;
bool swr=switching.Create();
Project.Pages().Rename("Switching");
switching.DeleteCol(0);
switching.DeleteCol(0);
switching.AddCol("Winkel");
Dataset angle;
angle.Attach("Switching_Winkel");
angle.SetSize(100);
switching.AddCol("UPiezo");
Dataset upiezo;
upiezo.Attach("Switching_UPiezo");
upiezo.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc1P200");
Dataset hc1p200;
hc1p200.Attach("Switching_Hc1P200");
hc1p200.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc2P200");
Dataset hc2p200;
hc2p200.Attach("Switching_Hc2P200");
hc2p200.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc1M200");
Dataset hc1m200;
```

```

hc1m200.Attach("Switching_Hc1M200");
hc1m200.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc2M200");
Dataset hc2m200;
hc2m200.Attach("Switching_Hc2M200");
hc2m200.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc10");
Dataset hc10;
hc10.Attach("Switching_Hc10");
hc10.SetSize(100);
switching.AddCol("Hc20");
Dataset hc20;
hc20.Attach("Switching_Hc20");
hc20.SetSize(100);
switching.AddCol("HFieldMax");
Dataset maximumh;
maximumh.Attach("Switching_HFieldMax");
maximumh.SetSize(100);
switching.AddCol("MaximumMTHVal");
Dataset maximum;
maximum.Attach("Switching_MaximumMTHVal");
maximum.SetSize(100);

// Loop over all the pages in the project and load worksheets their names:
foreach (pb in Project.Pages)
{
if (pb.GetType() == EXIST_WKS)
{
if (pb.GetName() != "Switching")
{
Dataset hfield (pb.GetName(),0);
Dataset piezospannung(pb.GetName(),6);
Dataset winkel(pb.GetName(),13);
Dataset mthy(pb.GetName(),26);
double w=winkel[0];
double u=piezospannung[0];
out_str(pb.GetName());
int length=Data_list(0, &hfield); //Start with positive Fields
int check1=0;
int check2=0;
if(length>0)

```

```
{
angle[runindex]=w;
upiezo[runindex]=u;
double max=abs(mthy[0]);
//if (neg<length)
//{
//threshold=-1*threshold;
//}
for (int ii=0;ii<length;ii++)
{
double val=abs(mthy[ii]);
if (val>=max)
{
maximumh[runindex]=hfield[ii];
maximum[runindex]=val;
max=val;
}
}
double threshold=max*factor;
out_double("Limit is: ",threshold);
for (ii=0;ii<length;ii++)
{

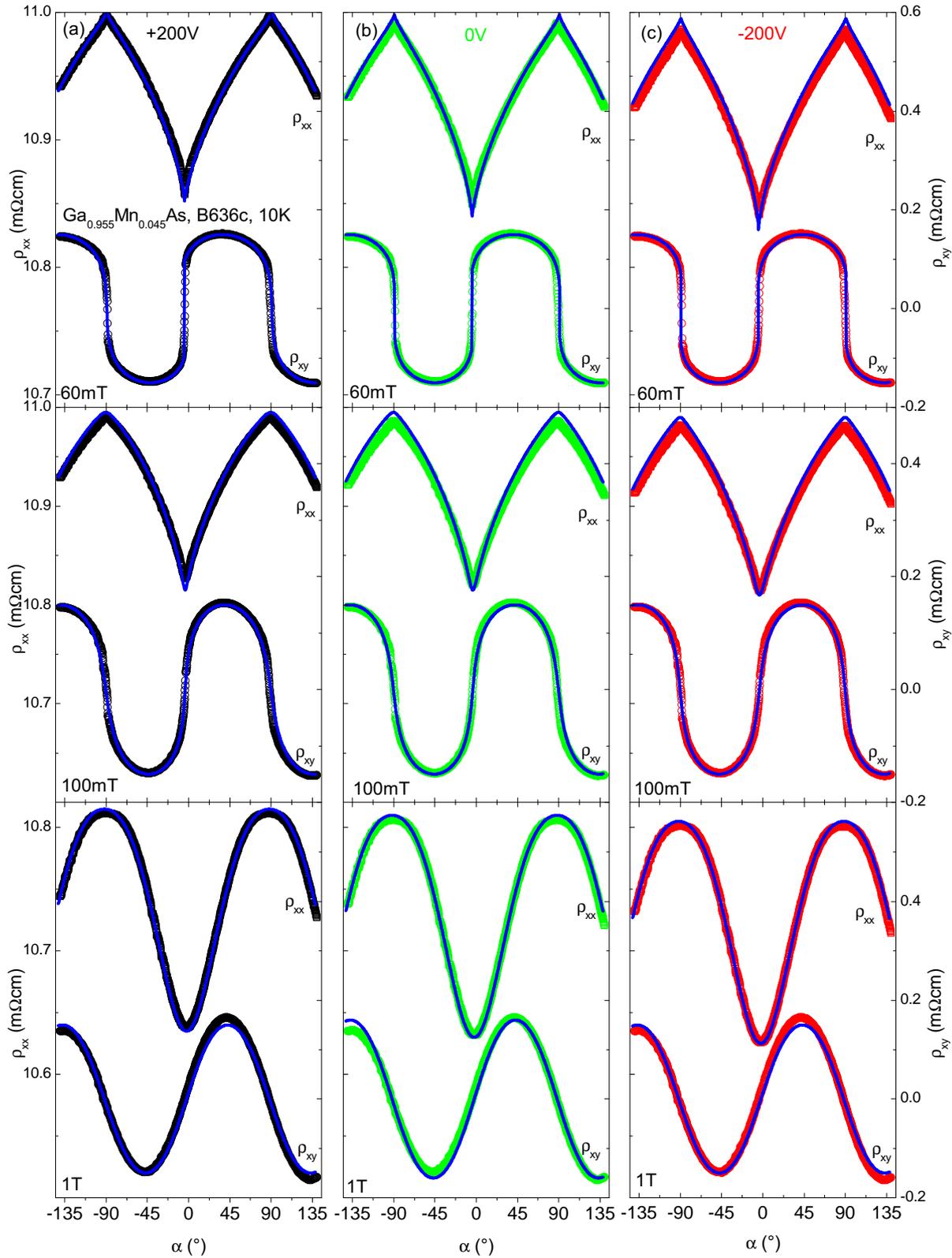
double val=abs(mthy[ii]);
int j=length-ii;
double mval=abs(mthy[j]);
if (val>=threshold && (check1==0))
{
//if(abs(mthy[ii+1])>=val)
//{
if (u==200)
{
hc2p200[runindex]=hfield[ii];
}
else if (u==-200)
{
hc2m200[runindex]=hfield[ii];
}
else
{
hc20[runindex]=hfield[ii];
```

```
}
check1=1;
//}
}
if (mval>=threshold && (check2==0))
{
//if (abs(mthy[j-1])>=mval)
//{
if (u==200)
{
hc1p200[runindex]=hfield[j];
}
else if (u==-200)
{
hc1m200[runindex]=hfield[j];
}
else
{
hc10[runindex]=hfield[j];
}
}
check2=1;
//}
}
}
}
runindex++;
out_int("",runindex);
}
}
}
}
```

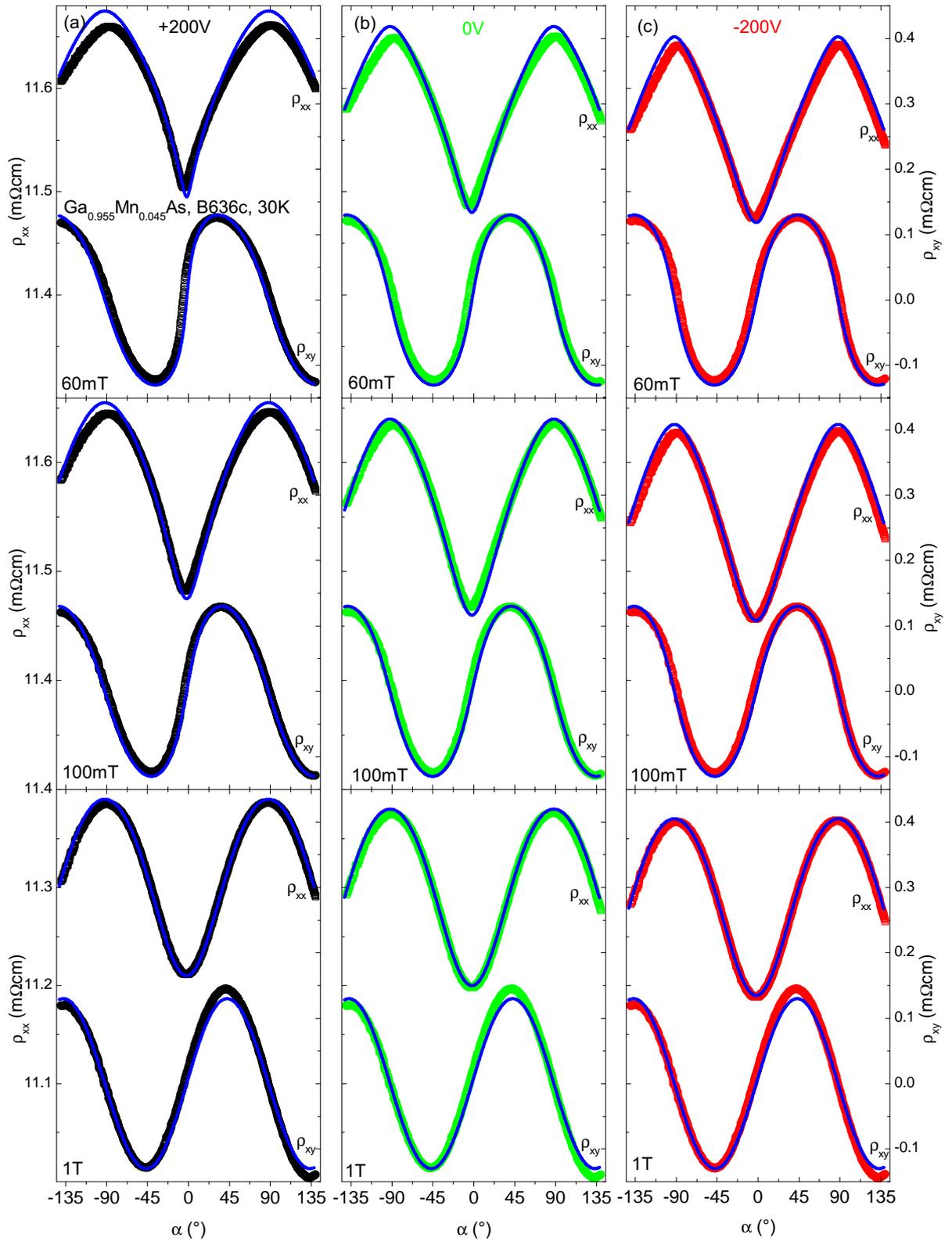
# **Anhang B**

## **Winkelaufgelöste**

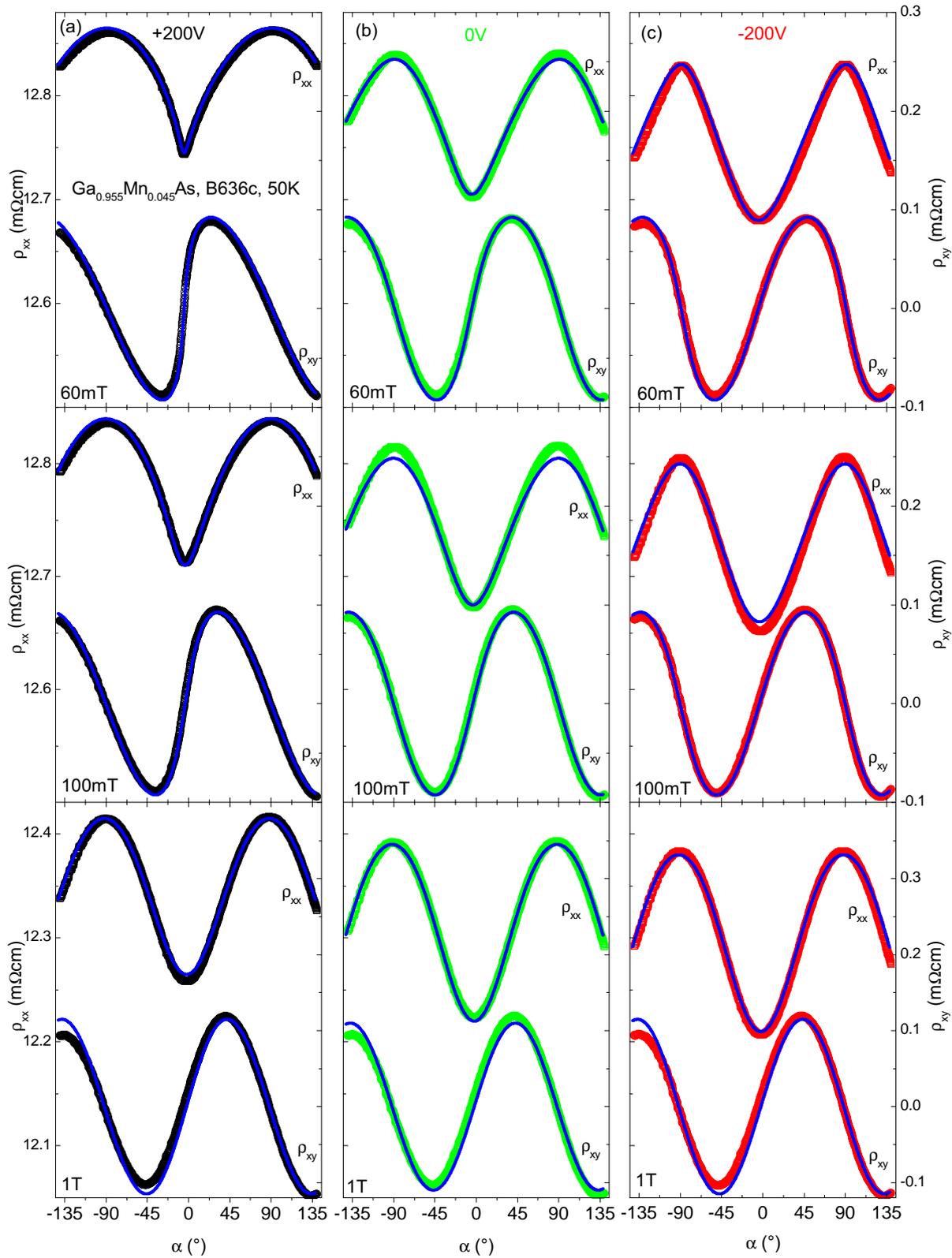
## **Magnetotransportmessungen**



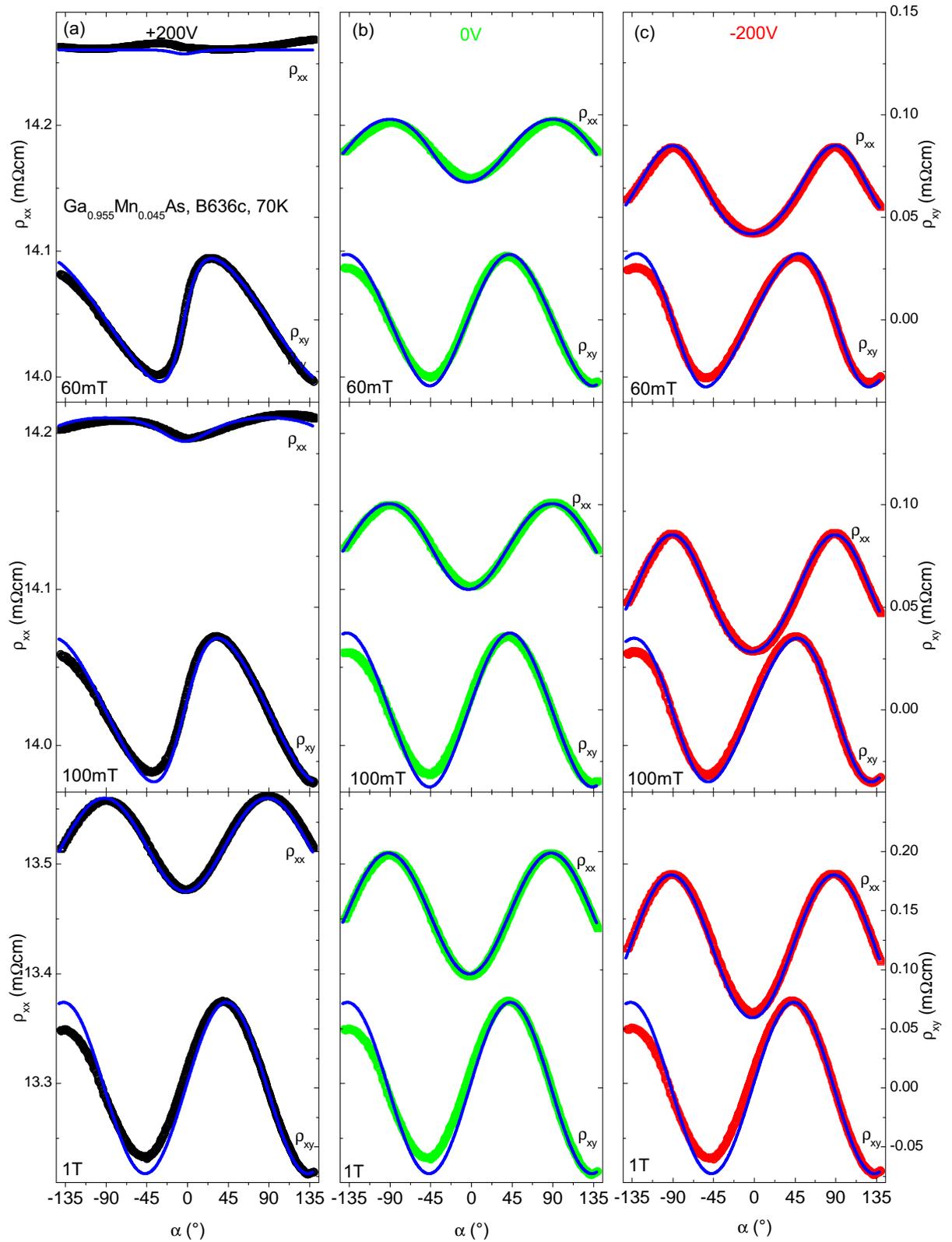
**Abbildung B.1:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 10$  K (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V, (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT. Die, aus der Simulation bestimmten, Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -17$  mT,  $B_{010} = -3$  mT,  $B_{110}(+200 \text{ V}) = -6$  mT,  $B_{110}(0 \text{ V}) = -2$  mT und  $B_{110}(-200 \text{ V}) = 1$  mT.



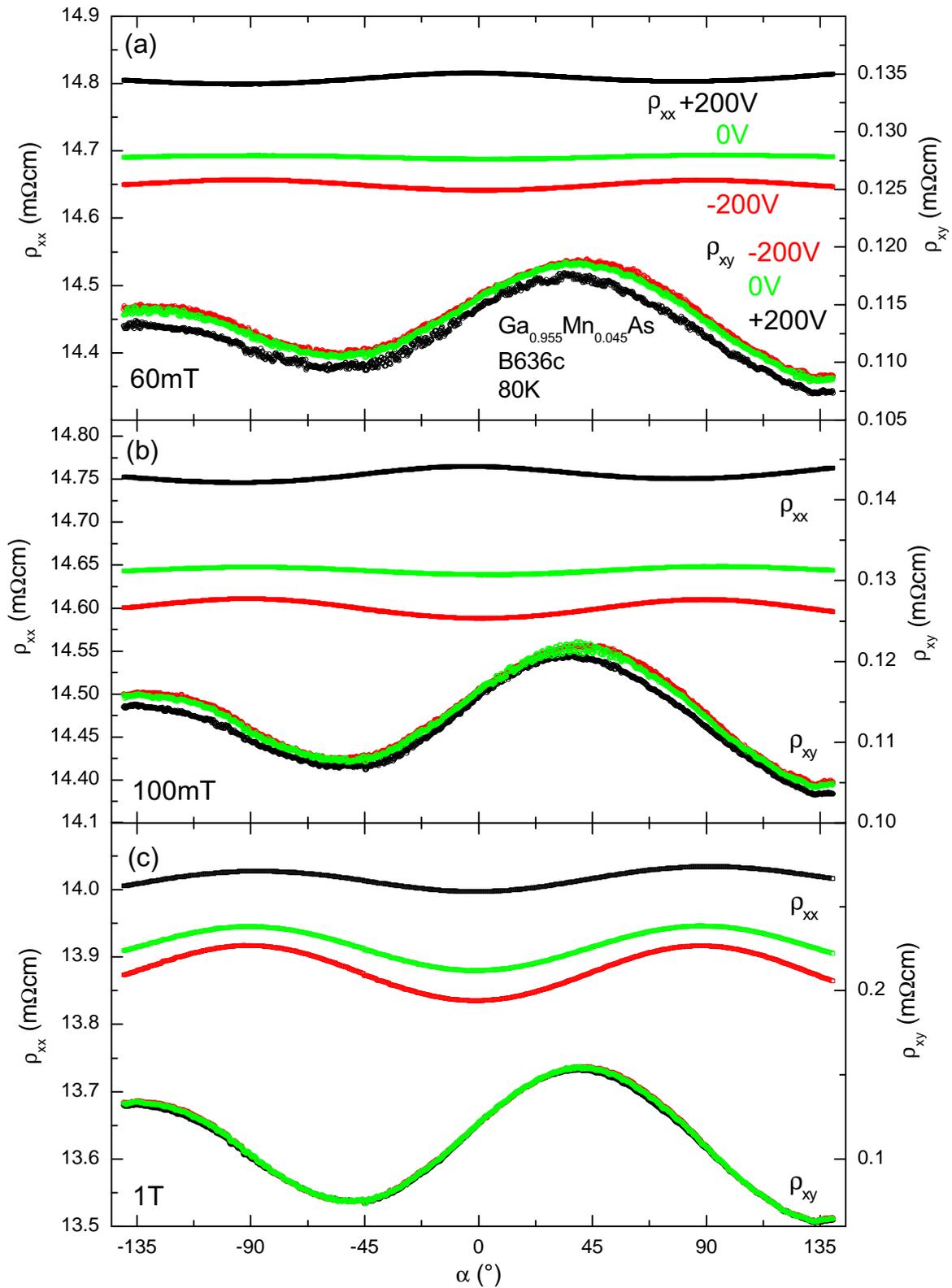
**Abbildung B.2:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 30$  K (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V, (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT. Die, aus der Simulation bestimmten, Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -5$  mT,  $B_{010} = -3$  mT,  $B_{\bar{1}10}(+200 \text{ V}) = -11$  mT,  $B_{\bar{1}10}(0 \text{ V}) = -4$  mT und  $B_{\bar{1}10}(-200 \text{ V}) = 3$  mT.



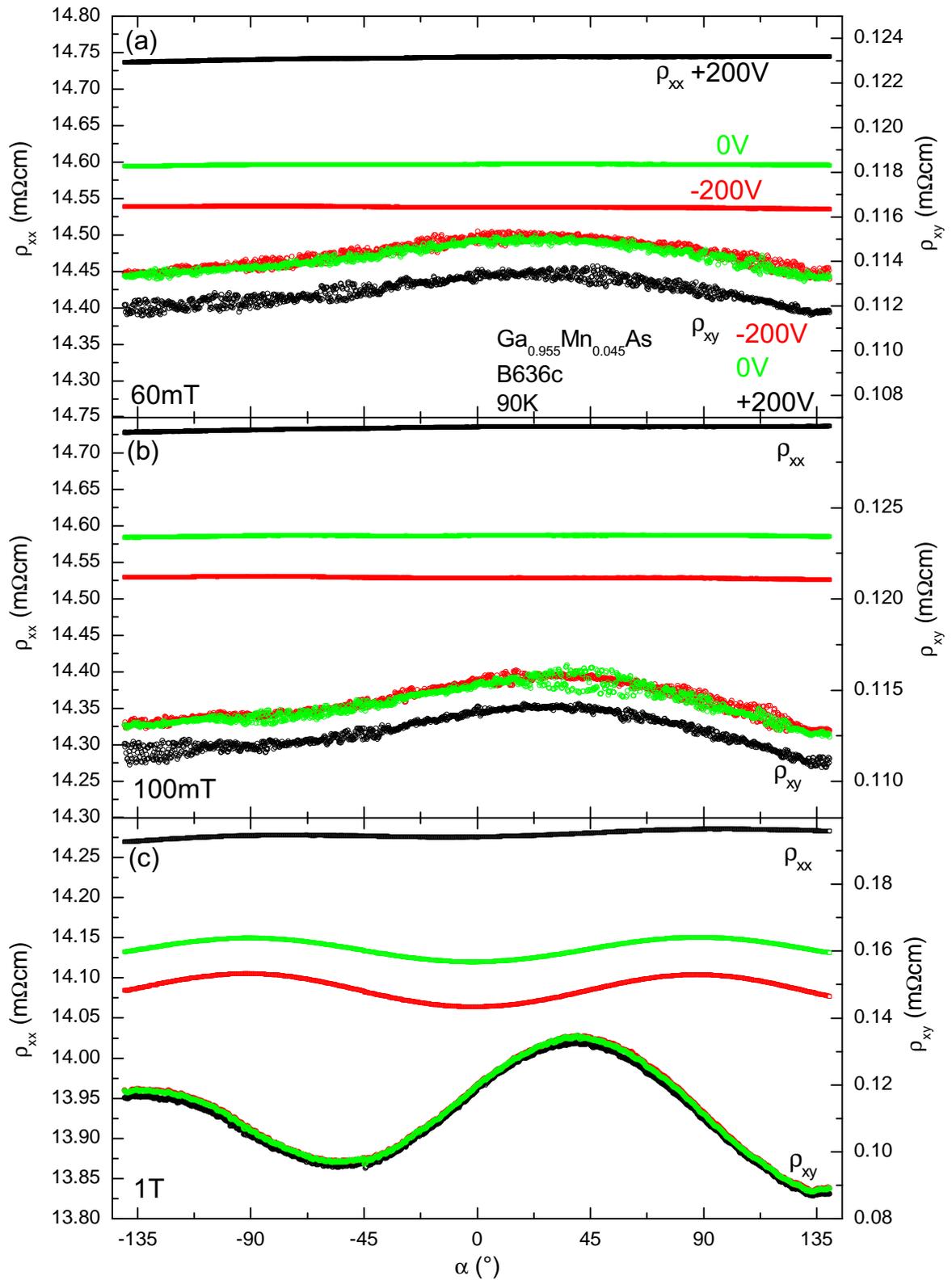
**Abbildung B.3:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 50$  K (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V, (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT. Die, aus der Simulation bestimmten, Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = -2$  mT,  $B_{010} = -3$  mT,  $B_{110}(+200 \text{ V}) = -19$  mT,  $B_{110}(0 \text{ V}) = -4$  mT und  $B_{110}(-200 \text{ V}) = 6$  mT.



**Abbildung B.4:** Vergleich zwischen Mess- und Simulationsdaten bei  $T = 70$  K (Symbole bzw. Linien) für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200$  V, (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0$  V und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200$  V bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1$  T,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100$  mT und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60$  mT. Die, aus der Simulation bestimmten, Anisotropieparameter sind:  $B_{c,\parallel} = 1$  mT,  $B_{010} = -2$  mT,  $B_{110}(+200 \text{ V}) = -17$  mT,  $B_{110}(0 \text{ V}) = -1$  mT und  $B_{110}(-200 \text{ V}) = 7$  mT.



**Abbildung B.5:** Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei  $T = 80 \text{ K}$  für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$ .



**Abbildung B.6:** Winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei  $T = 90 \text{ K}$  für (a)  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ , (b)  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und (c)  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$  bei  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$  und  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$ .

$T$ [K]	$\rho_0(+200 \text{ V}, 1 \text{ T})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(0 \text{ V}, 1 \text{ T})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(-200 \text{ V}, 1 \text{ T})$ [m $\Omega$ cm]
5	11.00	10.99	10.98
10	10.82	10.81	10.81
20	10.99	10.98	10.98
30	11.39	11.38	11.37
40	11.88	11.86	11.85
50	12.42	12.39	12.38
60	13.00	12.95	12.96
70	13.56	13.51	13.49
$T$ [K]	$\rho_0(+200 \text{ V}, 100 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(0 \text{ V}, 100 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(-200 \text{ V}, 100 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]
5	11.11	11.10	11.09
10	11.00	11.00	11.00
20	11.19	11.20	11.19
30	11.65	11.65	11.64
40	12.22	12.20	12.19
50	12.84	12.81	12.80
60	13.53	13.49	13.48
70	14.21	14.16	14.14
$T$ [K]	$\rho_0(+200 \text{ V}, 60 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(0 \text{ V}, 60 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]	$\rho_0(-200 \text{ V}, 60 \text{ mT})$ [m $\Omega$ cm]
5	11.12	11.11	11.10
10	11.00	11.00	11.00
20	11.22	11.20	11.20
30	11.65	11.66	11.65
40	12.24	12.22	12.21
50	12.87	12.84	12.83
60	13.56	13.53	13.51
70	14.26	14.21	14.18

**Tabelle B.1:** Tabellarische Darstellung der verwendeten Widerstandsparameter für  $\rho_0$  bei  $5 \text{ K} \leq T \leq 70 \text{ K}$  für die Messfelder  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 60 \text{ mT}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 100 \text{ mT}$ ,  $\mu_0 H_{\text{mess}} = 1 \text{ T}$  und für die Piezospannungen  $V_{\text{Piezo}} = +200 \text{ V}$ ,  $V_{\text{Piezo}} = 0 \text{ V}$  und  $V_{\text{Piezo}} = -200 \text{ V}$

# Literaturverzeichnis

- [1] BAIBICH, M. N., J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH und J. CHAZELAS: *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Physical Review Letters, 61(21):2472–2475, Nov 1988.
- [2] BINASCH, G., P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH und W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical Review B, 39(7):4828–4830, Mar 1989.
- [3] OHNO, H., A. SHEN, F. MATSUKURA, A. OIWA, A. ENDO, S. KATSUMOTO und Y. IYE: *(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. Applied Physics Letters, 69(3):363–365, 1996.
- [4] BLUNDELL, STEPHEN: *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press, New York, 2001.
- [5] MORRISH, A. H.: *The Physical Principles of Magnetism*. IEEE Press, New York, 2001.
- [6] LÉVY, LAURENT-PATRICK: *Magnetism and Superconductivity*. Springer, New York, 2000.
- [7] R. GROSS, S. GOENNENWEIN, M. OPEL: *Magnetismus*, 2004/2005. Lecture Notes.
- [8] CHIKAZUMI, S.: *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 2. Auflage, 1997.
- [9] WUNDERLICH, J., A. C. IRVINE, J. ZEMEN, V. HOLÝ, A. W. RUSHFORTH, E. DE RANIERI, U. RANA, K. VÝBORNÝ, JAIRO SINOVA, C. T. FOXON, R. P. CAMPION, D. A. WILLIAMS, B. L. GALLAGHER und T. JUNGWIRTH: *Local control of magnetocrystalline anisotropy in (Ga,Mn)As microdevices: Demonstration in current-induced switching*. Physical Review B, 76(5):054424, 2007.
- [10] LIM, W. L., X. LIU, K. DZIATKOWSKI, Z. GE, S. SHEN, J. K. FURDYNA und M. DOBROWOLSKA: *Effect of magnetic anisotropy on the transverse planar Hall resistance of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As films grown on vicinal GaAs substrates*. Physical Review B, 74(4):045303, 2006.

- [11] LEE, SANGHOON, D. Y. SHIN, S. J. CHUNG, X. LIU und J. K. FURDYNA: *Tunable quaternary states in ferromagnetic semiconductor GaMnAs single layer for memory devices*. Applied Physics Letters, 90(15):152113, 2007.
- [12] TETSUYA UEMURA, TAKUYA SONE, KEN-ICHI MATSUDA und MASAFUMI YAMAMOTO: *Magnetic Anisotropy Study for GaMnAs-Based Magnetic Tunnel Junction*. Japanese Journal of Applied Physics, 44:1352–L1354, 2005.
- [13] X LIU, J K FURDYNA, M DOBROWOLSKA W L LIM C XIE und Y J CHO: *Unique properties of magnetotransport in GaMnAs films grown on vicinal and high-index planes*. Journal of Physics: Condensed Matter, 19(16):165205 (19pp), 2007.
- [14] ADELMANN, C., J. L. HILTON, B. D. SCHULTZ, S. MCKERNAN, C. J. PALMSTRØM, X. LOU, H.-S. CHIANG und P. A. CROWELL: *Spin injection from perpendicular magnetized ferromagnetic delta-MnGa into (Al,Ga)As heterostructures*. Applied Physics Letters, 89(11):112511, 2006.
- [15] YANO, T., T. UEMURA, K. I. MATSUDA und M. YAMAMOTO: *Effect of a MgO interlayer on the structural and magnetic properties of  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Al}$  thin films epitaxially grown on GaAs substrates*. Journal of Applied Physics, 101(6):063904, 2007.
- [16] GERHARDT, N. C., S. HÖVEL, C. BRENNER, M. R. HOFMANN, F.-Y. LO, D. REUTER, A. D. WIECK, E. SCHUSTER, W. KEUNE, S. HALM, G. BACHER und K. WESTERHOLT: *Spin injection light-emitting diode with vertically magnetized ferromagnetic metal contacts*. Journal of Applied Physics, 99(7):073907, 2006.
- [17] GOENNENWEIN, S. T. B.: *Two-Dimensional Electron Gases and Ferromagnetic Semiconductors: Materials for Spintronics*. Doktorarbeit, Technische Universität München, 2003.
- [18] W. LIMMER, M. GLUNK, J. DAEUBLER T. HUMMEL W. SCHOCH R. SAUER C. BIHLER H. HUEBL M. S. BRANDT und S. T. B. GOENNENWEIN: *Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (113)A-oriented (Ga,Mn)As*. Physical Review B, 74:205205, 2006.
- [19] R. GROSS, A. MARX: *Spinelektronik*, April 2004. Lecture Notes.
- [20] KARPLUS, ROBERT und J. M. LUTTINGER: *Hall Effect in Ferromagnetics*. Physical Review, 95(5):1154–1160, September 1954.
- [21] CHAZALVIEL, J. N.: *Skew-scattering contribution to the extraordinary Hall effect: A restatement*. Physical Review B, 10(7):3018–3020, Oct 1974.
- [22] BERGER, L.: *Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets*. Physical Review B, 2(11):4559–4566, Dec 1970.

- [23] KAISER, W.: *Spinabhängiger Transport in Magnetit*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2006.
- [24] JAN, J.-P.: *Solid State Physics*, Seiten 1–96. Academic Press, New York, 1957.
- [25] MUDULI, P. K., K.-J. FRIEDLAND, J. HERFORT, H.-P. SCHÖNHERR und K. H. PLOOG: *Antisymmetric contribution to the planar Hall effect of Fe[sub 3]Si films grown on GaAs(113)A substrates*. Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), 72(10):104430, 2005.
- [26] LIMMER, W.: *Private Communication*, Juli 2007.
- [27] TANG, H. X., R. K. KAWAKAMI, D. D. AWSCHALOM und M. L. ROUKES: *Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices*. Physical Review Letters, 90(10):107201, Mar 2003.
- [28] HAMAYA, K., T. TANIYAMA, Y. KITAMOTO, R. MORIYA und H. MUNEKATA: *Magnetotransport study of temperature dependent magnetic anisotropy in a (Ga,Mn)As epilayer*. Journal of Applied Physics, 94(12):7657–7661, 2003.
- [29] COWBURN, R. P., S. J. GRAY, J. FERRÉ, J. A. C. BLAND und J. MILTAT: *Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films*. Journal of Applied Physics, 78(12):7210–7219, 1995.
- [30] SCHINK, S. W.: *Magneto-Transport Based Determination of the Magnetic Anisotropy in Materials for Spintronics*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2006.
- [31] CZESCHKA, F. D.: *Strukturelle, elektrische und magnetische Eigenschaften dünner Sr<sub>2</sub>CrReO<sub>6</sub>-Schichten für die Spinelektronik*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2007.
- [32] DIETL, T., H. OHNO und F. MATSUKURA: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*. Physical Review B, 63(19):195205, Apr 2001.
- [33] A. SHEN, H. OHNO, F. MATSUKURA Y. SUGAWARA N. AKIBA T. KUROIWA A. OIWA A. ENDO S. KATSUMOTO und Y. IYE: *Epitaxy of (Ga, Mn)As, a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. Journal of Crystal Growth, 175:1069–1074, 1997.
- [34] TAKAMURA, K., F. MATSUKURA, D. CHIBA und H. OHNO: *Magnetic properties of (Al,Ga,Mn)As*. Applied Physics Letters, 81(14):2590–2592, 2002.
- [35] LIU, X., Y. SASAKI und J. K. FURDYNA: *Ferromagnetic resonance in Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As : Effects of magnetic anisotropy*. Physical Review B, 67(20):205204, May 2003.

- [36] AVRUTIN, V., D. HUMIENIK, S. FRANK, A. KOEDER, W. SCHOCH, W. LIMMER, R. SAUER und A. WAAG: *Growth of GaMnAs under near-stoichiometric conditions*. Journal of Applied Physics, 98(2):023909, 2005.
- [37] PICKELMANN, LUTZ: *Piezo-Mechanics: An Introduction*. Piezomechanik GmbH, Berg-am-Laim-Str. 64 · D-81673 Munich, September 2003.
- [38] GOENNENWEIN, S. T. B., R. S. KEIZER, S. W. SCHINK, I. VAN DIJK, T. M. KLAPWIJK, G. X. MIAO, G. XIAO und A. GUPTA: *Planar Hall effect and magnetic anisotropy in epitaxially strained chromium dioxide thin films*. Applied Physics Letters, 90(14):142509, 2007.
- [39] GOENNENWEIN, S. T. B., S. RUSSO, A. F. MORPURGO, T. M. KLAPWIJK, W. VAN ROY und J. DE BOECK: *Quantitative study of magnetotransport through a (Ga,Mn)As single ferromagnetic domain*. Physical Review B, 71(19):193306, 2005.
- [40] SAWICKI, M., K.-Y. WANG, K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, C. R. STADDON, N. R. S. FARLEY, C. T. FOXON, E. PAPIS, E. KAMIŃSKA, A. PIOTROWSKA, T. DIETL und B. L. GALLAGHER: *In-plane uniaxial anisotropy rotations in (Ga,Mn)As thin films*. Physical Review B, 71(12):121302, 2005.
- [41] STANCIU, V. und P. SVEDLINDH: *Annealing-induced changes of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As epilayers*. Applied Physics Letters, 87(24):242509, 2005.
- [42] DÖPPE, M.: *Magnetotransport-Anisotropieuntersuchungen an (001)- und (311)A-(Ga,Mn)As*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [43] SAWICKI, M., F. MATSUKURA, A. IDZIASZEK, T. DIETL, G. M. SCHOTT, C. RUESTER, C. GOULD, G. KARCZEWSKI, G. SCHMIDT und L. W. MOLENKAMP: *Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers*. Physical Review B, 70(24):245325, 2004.
- [44] WELP, U., V. K. VLASKO-VLASOV, A. MENZEL, H. D. YOU, X. LIU, J. K. FURDYNA und T. WOJTOWICZ: *Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As*. Applied Physics Letters, 85(2):260–262, 2004.
- [45] MASMANIDIS, S. C., H. X. TANG, E. B. MYERS, MO LI, K. DE GREVE, G. VERMEULEN, W. VAN ROY und M. L. ROUKES: *Nanomechanical Measurement of Magnetostriction and Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, 95(18):187206, 2005.
- [46] T. YAMADA, D. CHIBA, F. MATSUKURA S. YAKATA H. OHNO: *Magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As probed by magnetotransport measurements*. physica status solidi (c), 3(12):4086–4089, 2006.

- [47] BLAKEMORE, J. S.: *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*. Journal of Applied Physics, 53(10):R123–R181, 1982.
- [48] MICRO-MEASUREMENTS, VISHAY: *Tech Note TN-504-1: Strain Gage Thermal Output and Gage Factor Variation with Temperature*. Technischer Bericht, Vishay Micro-Measurements, www.vishaymg.com, April 2007.
- [49] THIELE, C., K. DÖRR, O. BILANI, J. RÖDEL und L. SCHULTZ: *Influence of strain on the magnetization and magnetoelectric effect in  $La_{0.7}A_{0.3}MnO_3/PMN-PT(001)$  ( $A = Sr, Ca$ )*. Physical Review B, 75(5):054408, 2007.
- [50] CSONTOS, M., MIHALY G. JANKO B. WOJTOWICZ T. LIU X. FURDYNA J. K.: *Pressure-induced ferromagnetism in  $(In, Mn)Sb$  dilute magnetic semiconductor*. Nat Mater, 4:447, 2005.
- [51] VAN ESCH, A., L. VAN BOCKSTAL, J. DE BOECK, G. VERBANCK, A. S. VAN STEENBERGEN, P. J. WELLMANN, B. GRIETENS, R. BOGAERTS, F. HERLACH und G. BORGHS: *Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Physical Review B, 56(20):13103–13112, Nov 1997.
- [52] MATSUKURA, F., H. OHNO, A. SHEN und Y. SUGAWARA: *Transport properties and origin of ferromagnetism in  $(Ga, Mn)As$* . Physical Review B, 57(4):R2037–R2040, Jan 1998.
- [53] LEE, M. K., T. K. NATH, C. B. EOM, M. C. SMOAK und F. TSUI: *Strain modification of epitaxial perovskite oxide thin films using structural transitions of ferroelectric  $BaTiO_3$  substrate*. Applied Physics Letters, 77(22):3547–3549, 2000.
- [54] GEPRÄGS, S.: *Doktorarbeit, vorrausichtlich 2008*.
- [55] WEILER, M.: *Magnetische Anisotropie und Verspannung in dünnen ferromagnetischen Schichten*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2007.
- [56] SHEBANOV, L. A.: *X-ray temperature study of crystallographic characteristics of Barium Titanate*. Physica Status Solidi (a), 65(1):321–325, 1981. Copyright © 1981 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [57] BUDIMIR, MARKO, DRAGAN DAMJANOVIC und NAVA SETTER: *Piezoelectric anisotropy–phase transition relations in perovskite single crystals*. Journal of Applied Physics, 94(10):6753–6761, 2003.
- [58] VERWEY, E.J.W. und P.W. HAAYMAN: *Electronic conductivity and transition point of magnetite ( $Fe_3O_4$ )*. Physica, 8(9):979–987, 1941.

- 
- [59] O'HANDLEY, R. C.: *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*. Wiley-Interscience, 2000.
- [60] ONODA, SHIGEKI, NAOYUKI SUGIMOTO und NAOTO NAGAOSA: *Intrinsic Versus Extrinsic Anomalous Hall Effect in Ferromagnets*. Physical Review Letters, 97(12):126602, 2006.
- [61] PRYADKO, LEONID P. und ASSA AUERBACH: *Hall Resistivity and Dephasing in the Quantum Hall Insulator*. Physical Review Letters, 82(6):1253–1256, Feb 1999.
- [62] SHIN, D. Y., S. J. CHUNG, SANGHOON LEE, X. LIU und J. K. FURDYNA: *Temperature dependence of magnetic anisotropy in ferromagnetic (Ga,Mn)As films: Investigation by the planar Hall effect*. Physical Review B, 76(3):035327, 2007.
- [63] BRANDLMAIER, A. und A. BOGER M. OPEL H. HUEBL C. BIHLER M. S. BRANDT B. BOTTERS D. GRUNDLER R. GROSS S. T. B. GOENNENWEIN S. GEPRÄGS, M. WEILER: *In-situ manipulation of magnetic anisotropy in magnetite thin Films*.
- [64] JEN, S. U., K. P. HUANG und J. C. LEE: *The angular dependence of the planar Hall effect in Co-Ni films*. Journal of Applied Physics, 84(2):843–847, 1998.
- [65] BOGER, A.: *Doktorarbeit, vorraussichtlich 2008*.
- [66] GOENNENWEIN, S. T. B.: *Private Comunication*, 2007.
- [67] PANTEL, D.: *Dielektrische und magnetische Eigenschaften multifunktionaler Dünnschichtstrukturen*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2008.