

# **Magnetotransport-Untersuchungen in Co/Pt-Drähten unter Berücksichtigung der Domänenstruktur**

**Dissertation**

**zur Erlangung des Doktorgrades  
des Department Physik  
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Matthias Hille  
aus Hamburg

Hamburg  
2013

**Gutachter der Dissertation:** Prof. Dr. Hans Peter Oepen  
*Universität Hamburg*  
Prof. Dr. Kornelius Nielsch  
*Universität Hamburg*

**Gutachter der Disputation:** Prof. Dr. Hans Peter Oepen  
*Universität Hamburg*  
Prof. Dr. Wolfgang Hansen  
*Universität Hamburg*

**Datum der Disputation:** 01. November 2013

**Vorsitzender des Prüfungsausschusses:** Prof. Dr. Dieter Horns

**Vorsitzender des Promotionsausschusses:** Prof. Dr. Peter Hauschildt

**Dekan der Fakultät für Mathematik,  
Informatik und Naturwissenschaften:** Prof. Dr. Heinrich Graener

# Kurzzusammenfassung

Diese Dissertation behandelt drei Themen aus dem Gebiet des Magnetotransports in dünnen ferromagnetischen Co/Pt-Schichtsystemen. Zum einen wird eine neue Messmethode vorgestellt, die in Systemen mit gekippter Magnetisierung eine exakte Bestimmung des Kippwinkels anhand von Magnetowiderstandsmessungen ermöglicht. Dafür wird der jüngst entdeckte Anisotrope Grenzflächen-Magnetowiderstands-Effekt (AIMR) [Kob11, Kob12] ausgenutzt. Während das Feld in der Ebene senkrecht zum Strompfad der Probe rotiert wird, erfolgt für jede Winkeleinstellung die Bestimmung der Widerstandsdifferenz für zwei unterschiedliche Feldwerte. Die Nullstellen dieser Kurven zeigen die Richtung der leichten Magnetisierbarkeit und somit des Kippwinkels. Diese Methode benötigt nur relativ geringe Feldstärken im mT-Bereich. Die Feldstärke muss lediglich ausreichend hoch sein, um im Bereich der leichten Magnetisierungsrichtung einen Domänenzerfall zu vermeiden.

Weiterhin wird ein bisher nicht in der Literatur bekannter Magnetowiderstandseffekt beschrieben. In feldabhängigen Widerstandsmessungen von Co/Pt-Drähten wurde festgestellt, dass der Längswiderstand bei transversaler Ausrichtung vom Strompfad zur Feldrichtung innerhalb der Filmebene, im Gegensatz zur longitudinalen Orientierung, oberhalb der technischen Sättigung eine nichtlineare Widerstandsabnahme erfährt. Es wird gezeigt, dass innerhalb der Filmebene keine magnetische Anisotropie vorliegt und es sich somit um einen magnetoresistiven Effekt handeln muss, der als Anisotroper Hochfeld Magnetowiderstand (AHMR) bezeichnet wird. Die Größenordnung des AHMR beträgt  $\Delta R_{\text{AHMR}}/R_0 \approx 1 \cdot 10^{-4}$  und liegt damit ungefähr zwei Größenordnungen unterhalb des Anisotropen Magnetowiderstands-Effektes. Mit zunehmender Co-Schichtdicke nimmt der Effekt mit  $1/d_{\text{Co}}$  ab, so dass die Schlussfolgerung gezogen werden kann, dass es sich um einen Grenzflächeneffekt handelt.

Ein weiterer Fokus dieser Arbeit richtet sich auf die Untersuchung des Domänenwandwiderstands (DWMR) von Co/Pt-Drähten. Zur optischen Kontrolle wird simultan zur Widerstandsmessung der magnetische Domänenzustand abgebildet. Für die Untersuchung von Co/Pt-Nanodrähten wird als Abbildungstechnik die Röntgenholografie genutzt. Die prinzipielle Machbarkeit zur Bestimmung des DWMR in Co/Pt-Nanodrähten wird beschrieben und aufgezeigt, welche experimentellen Voraussetzungen dafür in Zukunft notwendig sind. Weitere Untersuchungen zum DWMR werden an Co/Pt-Mikrodrähten durchgeführt. Als magnetische Abbildungstechnik wird dafür die Kerr-Mikroskopie verwendet. Durch Anlegen eines konstanten Gegenfeldes in einem eindomänigen Draht kann durch Domänenwandpropagationsprozesse ein Zustand mit zwei Domänenwänden erzeugt werden. Auf diese Weise können extrinsische Beiträge des Anomalen Hall-Effektes vermieden werden. Damit ist eine experimentelle Bestimmung des DWMR möglich. Für die Quantifizierung des spezifischen DWMR wurde außerdem berücksichtigt, dass innerhalb einer Domänenwand der AIMR eine extrinsische Widerstandsabsenkung hervorruft. Diese beträgt ca. 16% von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$ . Bezogen auf den spezifischen Widerstand der Co-Schicht führt die Domänenwand in einer  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Doppellage zu einem positiven DWMR von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx (0,8 \pm 0,2)\%$ .

## Abstract

This thesis deals with three topics in the field of research concerning magnetotransport of thin ferromagnetic Co/Pt-film systems. First, a new method for the accurate determination of the canting angle of magnetization utilizing magnetotransport measurements is presented. For this, the recently discovered anisotropic interface magnetoresistance (AIMR) [Kob11, Kob12] is used. While stepwise changing the field orientation in the plane perpendicular to the current direction, for every angular configuration, the difference resistance for two different field values is measured. The zero-crossings in those curves reveal the direction of easy magnetizability and thus the canting angle. This method requires only relatively low field strengths in the mT range. The only prerequisite on the field strength is that a domain decay must be avoided for the easy direction of magnetization.

Furthermore, a magnetoresistance effect that is not discussed in the literature up to now is described. In field depended resistance measurements of Co/Pt-wires with a transverse field orientation to the current direction in the film plane, the resistance shows a nonlinear characteristics above technical saturation in contrast to the longitudinal geometry. It is demonstrated, that this behaviour originates from a magnetoresistive effect, since there is no magnetic anisotropy in the film plane. Thus the effect is called anisotropic high field magnetoresistance (AHMR). The range of the AHMR is about  $\Delta R_{\text{AHMR}}/R_0 \approx 1 \cdot 10^{-4}$  and therefore approximately two magnitudes lower than the anisotropic magnetoresistance effect. The effect decreases with  $1/d_{\text{Co}}$ , which reveals that the AHMR is an interface effect.

Another focus of this thesis is the investigation of the domain wall magnetoresistance (DWMR) in Co/Pt-wires. Additionally to the resistance measurements, the domain state is monitored. For the investigation of Co/Pt-nanowires X-ray holography is used for imaging. It is shown, that in such nanowires the measurement of the DWMR is principally possible and the requirements for future investigations are discussed. An alternative approach for the investigation of the DWMR is obtained by using Co/Pt-microwires whereas the domain state is imaged via Kerr-microscopy. By applying magnetic field, it is possible to create a state with two domain walls from a single domain state. By this, extrinsic contributions from the anomalous Hall effect can be avoided and thus the DWMR can be determined. For the quantification of the intrinsic DWMR the extrinsic resistance decreases inside the domain wall due to the AIMR was also considered, which is 16% of  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$ . With respect to the resistance of the Co-layer, the domain wall leads to a positive DWMR of  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx (0,8 \pm 0,2)\%$  for a  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$  layered system.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen Mikromagnetismus</b>	<b>5</b>
2.1. Energiebeiträge in einem Ferromagneten . . . . .	5
2.1.1. Austauschenergie . . . . .	5
2.1.2. Streufeld Energie . . . . .	6
2.1.3. Magnetokristalline Volumen- und Grenzflächen Anisotropie . .	7
2.1.4. Zeeman Energie . . . . .	9
2.2. Effektive Anisotropie und Spin Reorientierungsübergang . . . . .	9
2.3. Domänen und Domänenwände . . . . .	11
2.3.1. Domänenwandbreite . . . . .	13
2.4. Ummagnetisierungsverhalten im Ferromagneten . . . . .	15
<b>3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten</b>	<b>17</b>
3.1. Ladungstransport . . . . .	17
3.1.1. Elektrische Leitfähigkeit . . . . .	17
3.1.2. Streuung in dünnen Filmen . . . . .	19
3.1.3. Mott'sches Zweistrommodell . . . . .	19
3.2. Magnetowiderstandseffekte . . . . .	21
3.2.1. Anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	22
3.2.2. Spinwellen-Magnetowiderstand . . . . .	24
3.2.3. Lorentz-Magnetowiderstand . . . . .	25
3.2.4. Normaler Hall-Effekt . . . . .	26
3.2.5. Anomaler Hall-Effekt . . . . .	27
3.2.6. Geometrischer Größen-Effekt . . . . .	27
3.2.7. Anisotroper Grenzflächen Magnetowiderstand . . . . .	28
3.2.8. Domänenwandwiderstand . . . . .	32
<b>4. Magnetische Charakterisierungsverfahren</b>	<b>43</b>
4.1. Fourier-Transformations-Röntgenholografie . . . . .	43
4.1.1. Magnetischer Kontrastmechanismus . . . . .	44
4.1.2. Weiterentwicklungen der Röntgenholografie . . . . .	46
4.2. Magnetooptischer Kerr-Effekt . . . . .	48
4.3. Magnetooptische Kerr-Mikroskopie . . . . .	50
<b>5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung</b>	<b>53</b>
5.1. Probenaufbau und Messprinzip . . . . .	54
5.2. Probencharakterisierung . . . . .	56
5.3. Magnetowiderstandsmessungen . . . . .	58

5.4.	Erweiterung der Messmethode . . . . .	62
5.5.	Überprüfung der neuen Messmethode . . . . .	66
5.6.	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	67
<b>6.</b>	<b>Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt</b>	<b>69</b>
6.1.	Nachweis des AHMR . . . . .	69
6.2.	Magnetische Anisotropie in der Filmebene . . . . .	72
6.3.	Abhängigkeit des AHMR von der Schichtdicke . . . . .	74
6.4.	Winkelabhängigkeit des AHMR . . . . .	75
6.5.	AHMR-Verhalten bei tiefen Temperaturen . . . . .	76
6.6.	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	77
<b>7.</b>	<b>Domänenwandwiderstand in Co/Pt</b>	<b>79</b>
7.1.	Feldabhängiges Widerstandsverhalten von Co/Pt-Drähten . . . . .	80
7.2.	Korrelation von Magnetowiderstandsmessungen mit Röntgenholografie zur Untersuchung von Co/Pt-Nanodrähten . . . . .	82
7.2.1.	Domänenstruktur eines Co/Pt-Nanodrahts aufgenommen mittels konventioneller FTH . . . . .	83
7.2.2.	Präparationsschritte zur Herstellung elektrisch ankontaktierter Co/Pt-Nanodrähte . . . . .	85
7.2.3.	XHM Aufnahmen von Co/Pt-Nanodrähten . . . . .	88
7.2.4.	Feldabhängige Widerstandsmessungen an Co/Pt-Nanodrähten . . . . .	92
7.3.	Korrelation von Magnetowiderstandsmessungen mit Kerr-Mikroskopie zur Untersuchung von-Co/Pt Mikrodrähten . . . . .	94
7.3.1.	Abhängigkeit der Domänenbreite von der Co/Pt-Schichtanzahl . . . . .	94
7.3.2.	Widerstandsverhalten eines zweidomänigen Co/Pt-Mikrodrahts . . . . .	97
7.3.3.	Experimentelle Bestimmung des DWMR . . . . .	101
7.3.4.	Quantifizierung des DWMR . . . . .	107
7.3.5.	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	114
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>117</b>
	<b>Anhang</b>	<b>141</b>
A.	Herstellung dünner Filme mittels Sputterdeposition . . . . .	141
B.	Strukturierung von Co/Pt-Mikrodrähten mittels UV-Lithografie . . . . .	142
	<b>Eigene Veröffentlichungen</b>	<b>143</b>
	<b>Konferenzbeiträge</b>	<b>144</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>145</b>

# 1. Einleitung

Seit der Einführung der ersten kommerziell vertriebenen Festplatte durch IBM im Jahre 1956 [IBM56] hat die Kapazität von Speichermedien einen exponentiellen Anstieg erfahren. Eine wesentliche Erhöhung der Speicherdichte ermöglichte der von P. Grünberg und A. Fert unabhängig voneinander entdeckte Riesenmagnetowiderstand (GMR) [Bai88, Bin89]. In Schichtsystemen, bestehend aus ferromagnetischen und nicht-ferromagnetischen Materialien, wurde eine signifikante Widerstandserhöhung gefunden, wenn die relative Orientierung der Magnetisierung in den einzelnen ferromagnetischen Lagen von parallel zu antiparallel wechselt. Durch die Einführung von Schreib-Leseköpfen, die den GMR-Effekt ausnutzen, konnte aufgrund der Größe des Effektes die Speicherdichte entsprechend erhöht werden [Cha07]. Eine weitere bedeutende Verbesserung in der Speichertechnologie stellte der Umstieg auf Medien mit senkrechter leichter Richtung der Magnetisierbarkeit dar [Pir07, Ric07]. Diese sogenannten *perpendicular recording media* basieren auf dünnen Filmen, in denen aufgrund einer hohen magnetokristallinen Volumen- bzw. Grenzflächenanisotropie die Formanisotropie überkompensiert wird und dadurch die Magnetisierung in Abwesenheit eines äußeren Feldes senkrecht zur Probenebene orientiert ist. Aufgrund der Dipol-Dipol Wechselwirkung ermöglichen *perpendicular recording media* im Vergleich zu Systemen mit leichter Magnetisierungsebene eine stabilere Datenspeicherung. Kommerziell wurden Festplatten mit senkrechter Magnetisierung erstmals 2004 eingeführt [Tos04].

Ein Datenbit wird durch eine Domäne repräsentiert und besteht aktuell aus mehreren Kristalliten. Bei einer weiteren Reduktion der Bitgröße würden gemäß des Gesetzes von Kryder spätestens im Jahre 2020 die Domänen so klein werden, dass das superparamagnetische Limit erreicht wird [Kry09]. Dies beschreibt den Fall, dass die thermische Energie ausreicht, um die Magnetisierung in den einzelnen Domänen umzuschalten [Wel99]. Somit ist keine stabile Datenspeicherung mehr möglich. Um weiterhin eine Erhöhung der Speicherdichte zu ermöglichen, ist die Einführung neuer Konzepte zur Datenspeicherung wie beispielsweise die sogenannten *bit patterned media* notwendig. In solchen Systemen wird ein einzelnes Bit durch eine Nanostruktur dargestellt [Ter07].

Ein weiteres vielversprechendes neues Speicherkonzept ist der 2008 vorgestellte Race-track-Speicher [Hay08, Par08]. Hierbei handelt es sich um ein Domänenwand-Schieberegister-Speicher. Als Domänenwand wird der Übergangsbereich zweier Domänen bezeichnet, in dem sich die Spins von der einen in die andere Magnetisierungsrichtung drehen. Das Funktionsprinzip vom Race-track-Speicher besteht darin, in einem Draht eine Anordnung von Domänenwänden durch Strompulse verschieben zu können, um die Magnetisierungszustände an einem Schreib-Lesekopf zu manipulieren und auszulesen. Auf diese Weise können mechanisch bewegliche Teile wie bei konventionellen rotierenden Festplatten vermieden werden, so dass eine erhöhte

## 1. Einleitung

mechanische Stabilität erreicht wird. Wenn die Drähte für Racetrack-Speicher in Form von 3D-Arrays angeordnet werden, lässt sich auf diese Weise außerdem eine sehr hohe Speicherdichte erzielen.

Das zugrunde liegende physikalische Prinzip von Racetrack-Speichern ist der sogenannte nicht-adiabatische Spin-Transfer Torque (STT) [Ber78, Ber92, Ber96, Slo96]. Trifft ein Elektron eines spin-polarisierten Stroms auf eine Domänenwand, so ändert sich innerhalb der Wand dessen Spin-Einstellung. Als Folge der Drehimpulserhaltung erfährt die Domänenwand ein Drehmoment, das im Falle hoher Stromdichten zu einer Verschiebung der Wand führt. Während in den früheren Arbeiten zum STT Systeme mit leichter Magnetisierungsebene untersucht wurden, fand in den letzten Jahren eine Verschiebung des Interesses zu Systemen mit senkrechter Anisotropie, wie beispielsweise Co-Filme auf Pt-Wachstumslagen oder auch Co/Pt-Multilagen, statt [Bou08, Bou09, Alv10, Bur10, Cor10, Koy11]. Solche Systeme besitzen sehr schmale Bloch-Wände, so dass aufgrund des hohen Magnetisierungsgradienten ein hoher nicht-adiabatischer STT erwartet wird und die Verschiebung entsprechend stark ausfällt [Tat04, Xia06, Van07].

Neben dem Auftreten des STT führt eine Domänenwand außerdem zu einer Änderung des Widerstandes [Gre96, Vir96, Lev97, Ken01, Mar05]. Dieser Domänenwandwiderstand (DWMR) stellt das Hauptthema dieser Arbeit dar. Da für die Messungen des nicht-adiabatischen STT hohe Stromdichten benötigt werden, kann aufgrund der damit verbundenen Joule'schen Erwärmung die Domänenwandbewegung beeinflusst werden, so dass die Effizienz des nicht-adiabatischen STT höher erscheint, da das Depinning durch thermische Anregung unterstützt wird [Yam05, You06, You07, Moo08, Tho08, Cor10]. Da angenommen wird, dass der zugrunde liegende physikalische Mechanismus beim DWMR derselbe ist wie beim nicht-adiabatischen STT [Vir96, Lev97, Wai04, Van07, Fra12b], bietet die Messung des DWMR einen alternativen Ansatz zur Erforschung der Wechselwirkung von spin-polarisierten Strömen und Domänenwänden an, bei dem hohe Stromdichten vermieden werden können. Für die exakte Bestimmung des intrinsischen DWMR ist es notwendig zu wissen, welche zusätzlichen extrinsischen Magnetowiderstandseffekte innerhalb einer Domänenwand auftreten. So wird in dieser Arbeit erstmals auch der Einfluss des jüngst entdeckten Anisotropen Grenzflächen Magnetowiderstands (AIMR) [Kob11, Kob12] auf den DWMR betrachtet. Ferner werden nur Systeme mit „natürlichen“ Domänenwänden verwendet, im Gegensatz zu Systemen mit „künstlichen“ Domänenwänden, die in den bisherigen Arbeiten untersucht wurden [Azi06b, Has06, Fra12b]. In letzteren Fall wird mittels Ionenbeschuss die Anisotropie lokal abgesenkt und somit Nukleationszentren für Domänen erzeugt. Durch den Ionenbeschuss wird eine genaue Abschätzung der Domänenwandbreite erschwert, die zur quantitativen Bestimmung des DWMR wichtig ist.

Neben den Untersuchungen zum DWMR werden in dieser Arbeit zwei weitere Themen aus dem Gebiet des Magnetotransports dünner Co/Pt-Schichtsysteme behandelt. Zum einen wird eine neue Methode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung vorgestellt sowie ein bisher noch nicht in der Literatur bekannter Magnetotransport-Effekt beschrieben. Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Im Kapitel 2 werden die notwendigen Grundlagen zum Mikromagnetismus erklärt. Im

darauf folgenden Kapitel 3 wird das Widerstandsverhalten in dünnen ferromagnetischen Schichten erläutert und die für diese Arbeit relevanten Magnetowiderstandseffekte vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf dem Domänenwandwiderstand. Neben der Vorstellung etablierter theoretischer Modelle werden auch die relevanten experimentellen Arbeiten der letzten Jahre vorgestellt und darauf eingegangen, welche Bereiche dieses Forschungsthemas noch nicht behandelt wurden. Anschließend werden in Kapitel 4 zwei Verfahren zur Charakterisierung ferromagnetischer Materialien vorgestellt. Dies sind die Fourier-Transformations Röntgenholografie sowie die Kerr-Mikroskopie.

Der experimentelle Teil dieser Arbeit beginnt mit dem Kapitel 5. Es werden Ergebnisse zur Untersuchung von Systemen mit gekippter Magnetisierung präsentiert und eine neue Messmethode vorgestellt, mit der sich anhand von Magnetowiderstandsmessungen der Kippwinkel der Magnetisierung mit einer Genauigkeit von  $\pm 2^\circ$  bestimmen lässt. Diese Methode benötigt nur relativ geringe Feldstärken im mT-Bereich die bereits durch Elektromagneten mit ferromagnetischem Kern bereitgestellt werden können, und beschreibt die durchschnittliche Ausrichtung der Magnetisierung in der Multilage. In Kombination mit oberflächensensitiven Untersuchungsmethoden, wie beispielsweise der Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse, existiert damit eine Möglichkeit, die jüngst diskutierte Frage zu beantworten, ob sich die leichte Magnetisierungsrichtung in Multilagenn von Schicht zu Schicht unterscheidet [Pop08, Tek11]. Im Rahmen der Untersuchungen zur Kippwinkel-Bestimmung wurde in feldstärkeabhängigen Widerstandsmessungen oberhalb der technischen Sättigung ein anisotropes Widerstandsverhalten in transversaler Feldgeometrie festgestellt. Dieser als Anisotrope Hochfeld Magnetowiderstands (AHMR) betitelte Effekt wird in Kapitel 6 näher beschrieben. Erste Untersuchungen haben belegt, dass es sich um einen magneto-resistiven Effekt handelt, der durch Widerstandsbeiträge der Grenzflächen zustande kommt.

Kapitel 7 ist das umfangreichste Kapitel dieser Arbeit und befasst sich mit Untersuchungen zum Domänenwandwiderstand. Zuerst wird in Kürze gezeigt, dass sich mit den in dieser Arbeit untersuchten Co/Pt-Drähten der Einfluss von Domänenwänden auf den Widerstand prinzipiell messen lässt. Anschließend werden zwei Ansätze zur Bestimmung des DWMR in Co/Pt-Drähten vorgestellt. Zur optischen Kontrolle wurde ergänzend zu den Widerstandsmessungen der Domänenzustand aufgenommen. Im ersten Ansatz wurden Co/Pt-Drähte untersucht deren laterale Abmessungen im Nanometer Bereich liegen. Als magnetische Abbildungsmethode wurde die Röntgenholografie genutzt. Die prinzipielle Machbarkeit zur Bestimmung des DWMR in Co/Pt-Nanodrähten wird beschrieben und aufgezeigt, welche experimentellen Voraussetzungen dafür in Zukunft notwendig sind. Im zweiten Ansatz wurden Co/Pt-Mikrodrähte mit größerer Domänenbreite betrachtet. Als Abbildungsmethode wurde die Kerr-Mikroskopie verwendet. Bei gleichzeitiger Aufnahme des zeitabhängigen Widerstandsverhaltens und des Domänenzustands konnte ein Zusammenhang zwischen der Existenz von Domänenwänden und einer zugehörigen Widerstandserhöhung eindeutig nachgewiesen und quantifiziert werden.



## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

In diesem Kapitel werden die notwendigen Grundlagen zum Ferromagnetismus in dünnen magnetischen Schichtsystemen vorgestellt. Dabei wird zunächst in Abschnitt 2.1 auf die Energiebeiträge im Ferromagneten eingegangen. Der Fokus im folgenden Abschnitt 2.2 liegt in der Beschreibung des Spin-Reorientierungsübergangs. Im darauf folgenden Abschnitt 2.3 wird die Entstehung von Domänen und Domänenwänden erklärt und abschließend in Abschnitt 2.4 das Ummagnetisierungsverhalten eines Ferromagneten erläutert.

### 2.1. Energiebeiträge in einem Ferromagneten

Zur Beschreibung der freien Energie  $F$  in einem Ferromagneten müssen die folgenden vier Energiebeiträge betrachtet werden: Die Austauschenergie  $F_X$ , die eine parallele Ausrichtung der Spins bevorzugt, die Streufeldenergie  $F_S$  aufgrund von magnetischen Polen an der Oberfläche, die magnetokristallinen Anisotropieenergie  $F_{\text{mkA}}$  die die Verknüpfung der Spins mit der Kristallstruktur beschreibt und die Zeeman Energie  $F_{\text{Zeeman}}$  die die Spins unter Einfluss eines externen Feldes in Feldrichtung zwingt. Für die freie Energie im Ferromagneten gilt somit [Mar05]:

$$F = F_X + F_S + F_{\text{mkA}} + F_{\text{Zeeman}}. \quad (2.1)$$

Wie in jedem physikalischen System liegt im Gleichgewichtszustand die freie Energie in einem Minimum. Dabei gibt es Vorzugsrichtungen der Magnetisierung (auch als leichte Richtung bezeichnet). Als Anisotropie wird üblicherweise der Energieunterschied bezeichnet, der notwendig ist um die Magnetisierung von der energetisch leichten in die schwere Richtung zu drehen [Stö06]<sup>1</sup>. Im Folgenden werden die einzelnen Energiebeiträge genauer beschrieben.

#### 2.1.1. Austauschenergie

Ferromagnetische Materialien weisen unterhalb einer bestimmten Temperatur, der sogenannten Curie-Temperatur  $T_C$ , auch ohne externes Feld eine permanente Magnetisierung auf. Dabei fällt die magnetische Wechselwirkung zwischen den Dipolen als Erklärung aus, da diese um drei Größenordnungen zu klein ist [Chi96]. Stattdessen führte Heisenberg diese isotrope Fernordnung auf die sogenannte Austauschenergie zurück [Hei28]. Sie ist eine Konsequenz aus der repulsiven Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Pauli-Prinzip. Dabei gilt, dass die Gesamtwellenfunktion eines Mehrelektronensystems für zwei identische Elektronen antisym-

---

<sup>1</sup>Üblicherweise wird die Anisotropie in Einheiten der Energiedichte angegeben.

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

metrisch sein muss. Zwischen zwei Elektronen mit den Spins  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{S}_j$  beträgt die Austauschenergie:

$$w_{ij} = -2J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (2.2)$$

wobei  $J$  das Austauschintegral bezeichnet. Für  $J > 0$  wird ein Energieminimum erreicht, wenn die Spinwellenfunktion symmetrisch ist. Folglich existiert eine kollektive ferromagnetische Anordnung der Spins. Im Fall von  $J < 0$  wird eine antisymmetrische Spinwellenfunktion bevorzugt und die Spins liegen in einer antiferromagnetischen Ordnung vor.

### 2.1.2. Streufeld Energie

Die Streufeldenergie  $F_S$  ist eine Selbstenergie die durch die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  hervergerufen wird. Sie resultiert aus der zweiten Maxwell Gleichung:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H}_S + \mathbf{M}) = 0. \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{H}_S$  das sogenannte Streufeld<sup>2</sup>. Es resultiert aus den Quellen und Senken der Magnetisierung ( $\nabla \cdot \mathbf{M} \neq 0$ ). Es gilt  $\mathbf{H}_S = -\overleftrightarrow{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M}$ , wobei  $\overleftrightarrow{\mathbf{N}}$  den sogenannten Demagnetisierungsfaktor bezeichnet<sup>3</sup> [Aha96]. Die Größe von  $\mathbf{H}_S$  hängt von der Probenform und der Magnetisierung ab. Die Änderung der freien Energie durch das Streufeld in einem Ferromagneten lässt sich mit der folgenden Formel berechnen [Blu01]:

$$F_S = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_S \cdot \mathbf{M} dV. \quad (2.4)$$

Die Streufeldenergie ist positiv-semidefinit, so dass die Existenz eines Streufeldes stets zu einer Erhöhung der freien Energie beiträgt. Folglich wird im Ferromagneten ein Zustand angestrebt, in dem die Anzahl der Quellen und Senken der Magnetisierung minimiert werden. Dies kann durch eine Ausrichtung der Magnetisierung in einer von der Probengeometrie günstigen Richtung geschehen. Dieses Verhalten wird als Formanisotropie bezeichnet. In den in dieser Arbeit betrachteten dünnen Kobalt Filmen bedeutet es, dass eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene bevorzugt wird [Stö06]. Wie in Abb. 2.1 (a) und (b) dargestellt, sind bei einer Ausrichtung in Probenebene weniger Feld erzeugende Pole vorhanden und der Abstand zwischen den Polen ist größer als bei einer senkrechten Anordnung.

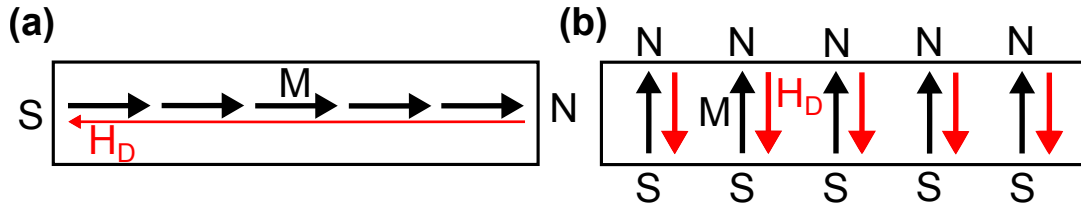
Für einen dünnen Film lässt sich mit Hilfe von Gl. 2.4 die Energiedichte des Streufeldes wie folgt berechnen:

$$\frac{F_{S,\text{Film}}}{V} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{H}_S \cdot \mathbf{M} = \frac{\mu_0}{2} (N_Z \cdot \mathbf{M}) \cdot \mathbf{M} = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2 \cdot \cos^2 \theta. \quad (2.5)$$

<sup>2</sup>Oftmals wird auch vom Demagnetisierungsfeld  $H_D$  gesprochen. Dies ist ein äquivalenter Begriff zum Streufeld, wird jedoch meist für die Beschreibung des Feldes im Inneren des Ferromagneten verwendet.

<sup>3</sup>Hierbei handelt es sich um eine diagonalisierbare Matrix, wobei  $\text{Spur}(\overleftrightarrow{\mathbf{N}}) = 1$  gilt.





**Abbildung 2.1.:** Querschnitt eines dünnen Filmes zwecks Veranschaulichung der Formanisotropie. In (a) liegt die Magnetisierung (schwarze Pfeile) in der Filmebene. An den Rändern entstehen nur wenige Pole, was ein schwaches Demagnetisierungsfeld  $H_D$  (roter Pfeil) hervorruft. (b): Liegt die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene, entstehen viele Pole und das demagnetisierende Feld ist deutlich stärker gegenüber Fall (a).

Dabei wird mit  $\theta$  der Winkel zwischen Magnetisierung und Filmnormalen bezeichnet. Im Falle von senkrechter Magnetisierung ( $\theta = 0^\circ$ ), wird  $F_{S,\text{Film}}/V$  maximal, während für eine Magnetisierung in Probenebene ( $\theta = 90^\circ$ ) Gl. 2.5 zu Null, also minimiert wird. Die Formanisotropie, d. h. die Differenz aus maximaler und minimaler Energiedichte, beträgt somit:

$$K_{F,\text{Film}} = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2. \quad (2.6)$$

In Co-Filmen beträgt die Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur  $M_S = 1,4 \text{ MA/m}^3$  [O'H00], somit ergibt sich für die Formanisotropie  $K_{F,\text{Film}} = 1,23 \text{ MJ/m}^3$ . Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Streufeldenergie besteht im Zerfall der Magnetisierung in Domänen [Mar05]. In Abschnitt 2.3 wird näher darauf eingegangen.

### 2.1.3. Magnetokristalline Volumen- und Grenzflächen Anisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie beschreibt die Verknüpfung der Magnetisierung mit der Kristallstruktur. Diese inhärente systemspezifische Anisotropie lässt sich in zwei Terme separieren. Dem ersten Term, der magnetokristallinen Volumenanisotropie, liegt die Kristallstruktur des Volumenfestkörpers zugrunde, während die magnetokristalline Grenz- und Oberflächenanisotropie durch Brechung der Translationssymmetrie entsteht.

#### 2.1.3.1. Magnetokristalline Volumenanisotropie

Die magnetokristalline Volumenanisotropie hat ihren Ursprung in der Spin-Bahn Wechselwirkung<sup>4</sup> zwischen den Bindungselektronen mit dem Kristallgitter [Aha96]. Quantenmechanisch lässt sich die SOI durch den Hamilton Operator  $H_{\text{SOI}} = A \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$  beschreiben. Hierbei bezeichnet  $A$  die Stärke der Wechselwirkung,  $\mathbf{L}$  das Bahndrehmoment der Elektronen und  $\mathbf{S}$  den Elektronenspin. In einem Festkörper ist die Orientierung der Bahnmomente an die Kristallstruktur des Festkörpers gekoppelt. Für die

<sup>4</sup>Englisch: Spin-Orbit-Interaction (SOI)

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

in dieser Arbeit untersuchten Co-Filme ist eine hcp<sup>5</sup> Struktur zu erwarten. In dem Fall liegt aus Symmetriegründen eine uniaxiale Anisotropie vor. Phänomenologisch lässt sich die Energiedichte der uniaxialen Anisotropie als Potenzreihenentwicklung darstellen [O'H00]:

$$u_a = \frac{F_{\text{mkA},V}}{V} = \sum_{n=1} K_{nV} \cdot \sin^{2n} \theta. \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnet  $K_{nV}$  die uniaxiale Anisotropiekonstante n-ter Ordnung und  $\theta$  den Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der ausgezeichneten Achse. Im Regelfall kann die Potenzenentwicklung nach dem zweiten Term abgebrochen werden, so dass die Anisotropieenergiedichte folgende Form bekommt:

$$u_a = K_{1V} \cdot \sin^2 \theta + K_{2V} \cdot \sin^4 \theta. \quad (2.8)$$

Wächst Co auf eine fcc Pt(111)-Oberfläche auf, so geschieht dieses bei hcp-Co in der [0001]-Richtung. Dies bedeutet, dass die leichte Achse der magnetokristallinen Volumenanisotropie die senkrechte c-Achse ist [Li92]. In Co-Volumenfestkörpern wurde bei Raumtemperatur  $K_{1V} \approx 400 - 560 \text{ kJ/m}^3$  und  $K_{2V} \approx 100 - 150 \text{ kJ/m}^3$  gefunden [Ste86, O'H00]. Dies entspricht etwa der Hälfte des Wertes der Formanisotropie für dünne Co-Filme. Würden nur die Terme aus Form- und magnetokristalliner Volumenanisotropie miteinander konkurrieren, würde die Magnetisierung (im feldfreien Fall) also stets in der Ebene liegen.

### 2.1.3.2. Magnetokristalline Grenz- und Oberflächen Anisotropie

An der Oberfläche bzw. Grenzfläche eines Festkörpers wird die Translationssymmetrie unterbrochen, so dass die Atome weniger Bindungspartner als im Volumenfestkörper besitzen. Dies führte Néel 1954 zu der Annahme eines weiteren magnetischen Anisotropiebeitrags, der sogenannte Grenz- bzw. Oberflächen Anisotropie  $K_G$ , [Née54, Née88a]. Für die Energiedichte dieses zusätzlichen Terms gilt:

$$\frac{F_{\text{mkA},G}}{V} = \frac{2K_G}{d} \cdot \sin^2 \theta \quad (2.9)$$

wobei der Faktor 2 von den jeweils zwei Grenz- bzw. Oberflächen eines Festkörpers herrührt und  $d$  die Dicke der Schicht bezeichnet. Experimentell konnte der Beitrag des Grenzflächenterms zuerst 1968 in dünnen epitaktischen NiFe Filmen auf Cu(111) nachgewiesen werden [Gra68]. Dort haben die Autoren eine senkrechte Magnetisierung für Filme mit einer Dicke von weniger als 1,8 Monolagen festgestellt. Unterhalb einer bestimmten Schichtdicke ist also der Einfluss des Grenzflächenterms so stark, dass er, zusammen mit der magnetokristallinen Anisotropie, die Formanisotropie überkompensiert und somit zu einer senkrechten Ausrichtung der Magnetisierung im Ferromagneten führt. Das von Néel vorhergesagte  $1/d$  Verhalten aus Gl. 2.9 konnte erstmals 1995 bei Cu/Ni/Cu-Systemen nachgewiesen werden [Joh95].

Eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung aufgrund eines großen Grenzflächenterms wurde auch in Co-basierten Multilagen gefunden, so beispielsweise 1985 für

---

<sup>5</sup>Englisch: hexagonal close-packed

## 2.2. Effektive Anisotropie und Spin Reorientierungsübergang

Co/Pd [Car85] und 1988 für Co/Pt [Car88]. Die Größe von  $K_G$  hängt dabei stark von der Rauigkeit der Grenzfläche ab [Bru88]. Je geringer die Abweichung von einer atomar scharfen Grenzfläche ausfällt, desto größer wird  $K_G$  [Kim96]. Für Co/Pt Multilagenn liegen die im Experiment bestimmten Werte für  $K_G$  im Bereich  $K_G = 0,27 - 1,29 \text{ mJ/m}^3$  [Kin94, Joh96].

### 2.1.4. Zeeman Energie

Bei der Zeeman Energie handelt es sich um die potentielle Energie, die ein einzelnes magnetisches Moment in einem externen Magnetfeld  $\mu_0 \cdot \mathbf{H} = \mathbf{B}$  erfährt. Sie begünstigt eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Orientierung von  $\mathbf{H}$ . Für die Energiedichte gilt:

$$\frac{F_{\text{Zeeman}}}{V} = -\mu_0 \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} = -\mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos \phi = -\mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos(90^\circ - \theta - \alpha). \quad (2.10)$$

Hierbei bezeichnet  $\phi$  den Winkel zwischen der leichten Magnetisierungsrichtung von  $\mathbf{M}$  und dem externen Feld  $\mathbf{H}$ . Um eine Darstellung in Bezug auf die Probenebene zu erhalten, lässt sich  $\phi$  durch  $\theta$  und  $\alpha$ , dem Winkel zwischen  $\mathbf{H}$  und der Probenebene, ersetzen.

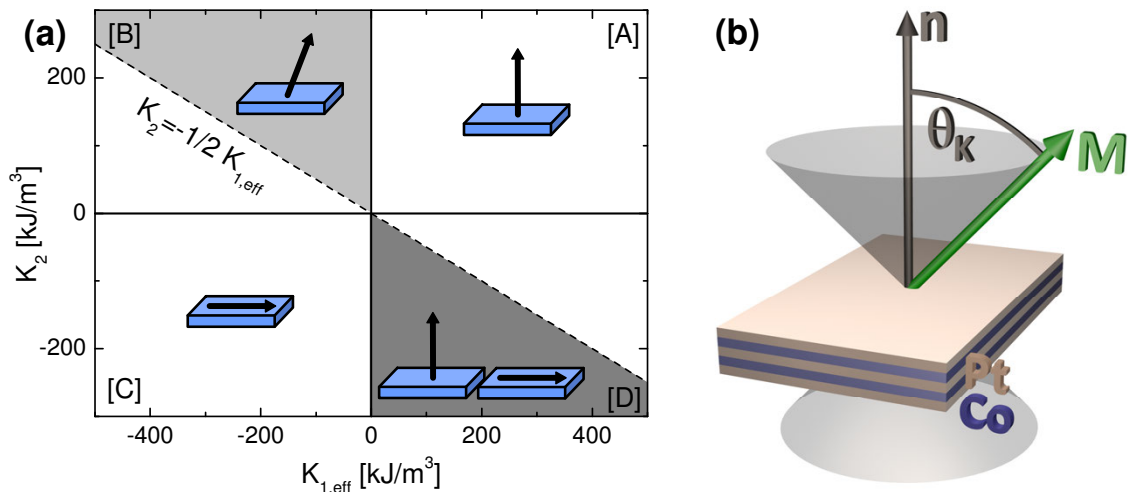
## 2.2. Effektive Anisotropie und Spin Reorientierungsübergang

Im vorigen Abschnitt 2.1 wurden die einzelnen Energiebeiträge in einem Ferromagneten vorgestellt und diskutiert, wie sie die Ausrichtung der Magnetisierung beeinflussen. Im feldfreien Fall konkurrieren in Multilagensystemen wie Co/Pt die Beiträge der magnetokristallinen Grenz- und Volumenanisotropie, die eine senkrechte Richtung bevorzugen, mit der Formanisotropie, die eine Ausrichtung in der Ebene bevorzugt. Da die erwähnten Anisotropiebeiträge uniaxial bezüglich zur Wachstumsrichtung sind, lassen sie sich zur effektive Anisotropie erster Ordnung  $K_{1,\text{eff}}$  zusammenfassen. Dabei wird die folgende Redefinition der Streufeldenergiedichte aus Gl.2.5 durchgeführt:  $F_{S,\text{Film}}/V = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2 \cdot \cos^2 \theta = -\frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2 \cdot \sin^2 \theta + \text{const.}$  [Mil96]. Damit ergibt sich für  $K_{1,\text{eff}}$  der folgende Ausdruck:

$$K_{1,\text{eff}} = \underbrace{K_{1V} - \frac{\mu_0}{2} M_S^2}_{K_{1V,\text{eff}}} + \frac{2K_{1G}}{d}. \quad (2.11)$$

Der erste Term der Gleichung stammt dabei von der magnetokristallinen Volumenanisotropie und der Zweite von der Formanisotropie. Beide Terme können als effektiver Volumenterm  $K_{1V,\text{eff}}$  zusammengefasst werden, der aufgrund der vom Betrage größeren Formanisotropie stets negativ ist. Der dritte Term berücksichtigt den Einfluss der magnetokristallinen Grenz- bzw. Oberflächenanisotropie und ist stets positiv. Für Co/Pt Multilagenn konnte gezeigt werden, dass  $K_{2G}$  gegen Null geht [Kis03]. Da auch die Formanisotropie keine höheren Terme als den erster Ordnung besitzt,

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus



**Abbildung 2.2.:** (a) Phasendiagramm für  $K_{1,eff}$  und  $K_2$ . Phase [A] stellt den Fall einer senkrechten magnetischen Anisotropie dar, während Phase [C] den Fall von einer leichten Ebene der Magnetisierbarkeit zeigt. Die beiden grau unterlegten Bereiche markieren jeweils einen Spin-Reorientierungsübergang. In [B] (hellgrau) verläuft dieser über eine kontinuierliche Verkipfung der Magnetisierung und in [D] (dunkelgrau) über die Phase der Koexistenz. (b) Schematische Darstellung von gekippter Magnetisierung in einer Co/Pt Doppellage. Die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  liegt auf einem Doppelkegel mit dem Öffnungswinkel  $\theta_K$  zur Probennormalen  $\mathbf{n}$ .

wird  $K_2$  lediglich vom Volumenterm der magnetokristallinen Anisotropie  $K_{2V}$  gebildet. Folglich hat die Potenzreihenentwicklung der freien Energiedichte folgende Form:

$$\frac{F}{V} = K_{1,eff} \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta \quad (2.12)$$

Die stabile Gleichgewichtslage der Magnetisierungsrichtung kann aus den Nullstellen der ersten Ableitung von Gl. 2.12 nach  $\theta$  bestimmt werden. Schematisch kann eine Stabilitätsanalyse auch in Form eines  $K_{1,eff}/K_2$  Phasendiagramms, wie in Abb. 2.2 (a), dargestellt werden. Für Phase [A], also  $K_{1,eff} > 0$  und  $K_2 > -1/2 \cdot K_{1,eff}$ , ist die leichte Achse der Magnetisierbarkeit die Probennormale. In Phase [C], wenn  $K_{1,eff} < 0$  und  $K_2 < -1/2 \cdot K_{1,eff}$  gilt, liegt eine leichte Ebene der Magnetisierbarkeit vor. Die beiden grau unterlegten Bereiche [B] und [D] stellen einen Spin-Reorientierungsübergang<sup>6</sup> dar, d.h. einen Wechsel von senkrechter Magnetisierungsrichtung zu in der Ebene liegender Magnetisierung.

Der SRT kann auf zwei verschiedene Weisen auftreten. In Phase [D] geschieht es über eine Koexistenz von Domänen mit senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung [Mil96]. Dieses Verhalten wurde beispielsweise für Co Filme auf Au(111) beobachtet und theoretisch beschrieben [Oep97a, Oep97b, Din01, Mia11]. Dieser Fall wird in dieser Arbeit nicht weiter behandelt. Für detaillierte Informationen zur Koexistenzphase seien die angegebenen Referenzen empfohlen. In Co/Pt(111) Systemen vollzieht sich der SRT hingegen über die Phase der gekippten Magneti-

<sup>6</sup>Englisch: spin reorientation transition (SRT)

sierung (Phase [B]). Wie in Abb. 2.2 (b) dargestellt, kann die Magnetisierung im feldfreien Fall alle Zustände auf einem Doppelkegel besetzen. Dieser hat gegenüber der Probenormalen  $\mathbf{n}$  den Öffnungswinkel  $\theta_K$ , der auch als Kippwinkel bezeichnet wird. Der Kippwinkel lässt sich durch die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung wie folgt ausdrücken [Sti07]:

$$\sin^2 \theta_K = -K_{1,\text{eff}}/2K_2. \quad (2.13)$$

Die Kenntnis der Anisotropiekonstanten ermöglicht also eine einfache Ermittlung des Kippwinkels. Weitere Verfahren zur Bestimmung von  $\theta_K$  werden im später folgenden Kapitel 5 vorgestellt und beschrieben.

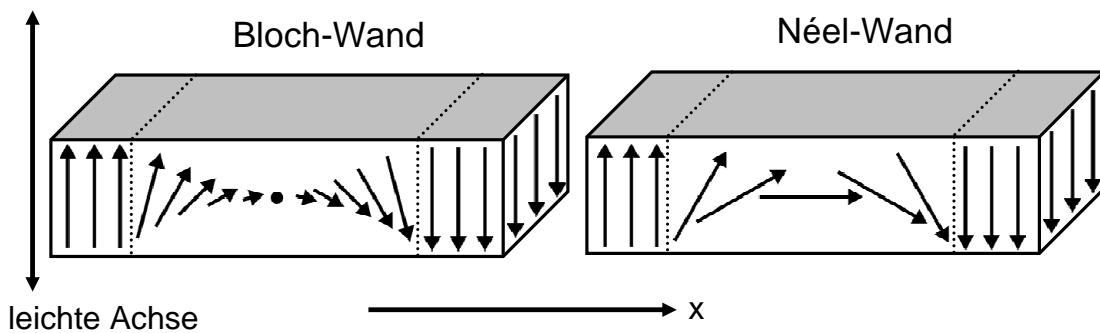
Ein Spin-Reorientierungsübergang<sup>7</sup> kann über die Variation von mehreren treibenden Parametern hervorgerufen werden. So geht beispielsweise aus Gl. 2.11 hervor, dass mit zunehmender Schichtdicke der Grenzflächenanisotropieterm abnimmt und somit  $K_{1,\text{eff}}$  negativ wird, falls der effektive Volumenanisotropieterm überwiegt. Die Co-Dicke ist somit ein möglicher treibender Parameter für einen SRT [Lee02, Kis03, Sti09]. Während des Schichtwachstums finden außerdem strukturelle Änderungen statt, wodurch  $K_V$  und  $K_G$  beeinflusst werden. So weisen die hergestellten Schichten gegenüber einer atomar scharfen Grenzfläche immer eine gewisse Rauigkeit auf, so dass  $K_G$  reduziert wird [Bru88]. Zusätzlich finden an den Grenzflächen Interdiffusionsprozesse statt, die ebenfalls die Grenzflächenanisotropie herabsenken [Dra88, Mac94]. Weiterhin spielen Unterschiede in der Gitterkonstante beim Wachstum von Mehrschichtsystemen eine wichtige Rolle. Wächst beispielsweise Co auf einer Pt(111)-Oberfläche auf, so beträgt die Gitterfehlpassung 11%. Dies führt wiederum zu einer Verspannung im Co, wodurch sich magnetoelastische Beiträge auf die magnetokristalline Volumenanisotropie auswirken [San99a, San99b, San04, And08]. Aus diesem Grund ist auch die Pt-Zwischenschichtdicke ein treibender Parameter für einen SRT, was bereits in zahlreichen Experimenten nachgewiesen werden konnte [Lou97, Sti09, Kob13]. So konnte für geringe Pt-Dicken unter einem Nanometer eine starke Abnahme von  $K_{1,\text{eff}}$  durch inselartiges Wachstum vom Platin auf Kobalt erklärt werden [Guo06, Sti07, Kob13]. Für Pt-Schichten  $d_{\text{Pt}} \geq 1$  nm wurde wiederum die Änderung von  $K_{1,\text{eff}}$  durch die magnetoelastische Anisotropie aufgrund von Verspannungen begründet [Bro91, Lou97, Sta97, Kob13]. Weitere treibende Parameter für einen SRT können beispielsweise die Temperatur [Lou97, Sta97] oder Ionenbeschuss [Jaw09] sein.

## 2.3. Domänen und Domänenwände

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, kann die Streufeldenergie auch durch Domänenbildung abgesenkt werden. Dies tritt beispielsweise bei dünnen Filmen mit leichter senkrechter Magnetisierbarkeit auf. Im Falle von  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2 > 0$ , also einem starkem Grenzflächenanisotropieterm, kann die Streufeldenergie nicht mehr dadurch

<sup>7</sup>Bei den in dieser Arbeit untersuchten Co/Pt(111)-Schichtsystemen handelt es sich somit um den Zustand gekippter Magnetisierung.

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

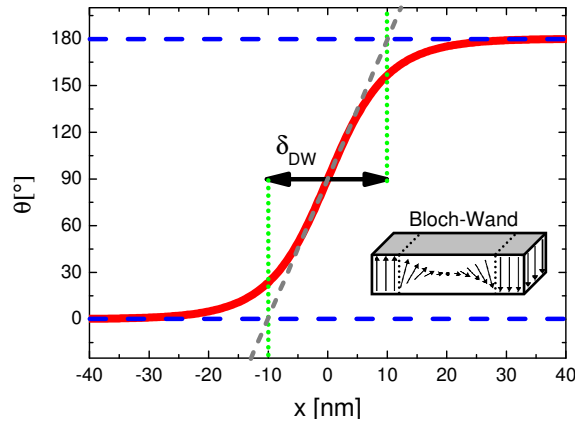


**Abbildung 2.3.:** Schematische Darstellung von einer Bloch- und einer Néel-Wand in einem ultradünnen Film mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierbarkeit. Im hier gezeigten Fall liegen die Domänenwände aus energetischen Gründen stets als Bloch-Wand vor.

reduziert werden, indem sich die Magnetisierung in die Probenebene legt. Stattdessen zerfällt die ursprünglich homogene Magnetisierung in lokale Bereiche mit unterschiedlicher Orientierung der Magnetisierung, in sogenannte Domänen. Postuliert wurde die Existenz von Domänen erstmals 1907 von Pierre Weiss [Wei07]. Deswegen werden Domänen oftmals auch als Weiss'sche Bezirke bezeichnet. Der Begriff Domäne wurde erstmals 1926 von Weiss und Foex eingeführt [Wei26]. Erste Hinweise auf deren Existenz wurden 1919 von Barkhausen entdeckt [Bar19], auch wenn der endgültige Nachweis erst später durch die Arbeiten von Sixtus und Tonks [Six31] sowie Bitter [Bit32] gelungen ist.

Zwischen den einzelnen Domänen dreht die Magnetisierung. Dieser Bereich wird als Domänenwand (DW) bezeichnet und wurde erstmals 1932 von Bloch für den Fall einer Drehung der Spins aus der Wandebene heraus beschrieben. Da in der Wand die Spins nicht mehr parallel zueinander sind und sich somit die Austauschenergie erhöht, vermutete Bloch, dass die Breite einer solchen Wand eine Größe von mehreren hundert Gitterkonstanten haben muss [Blo32]. Zusätzlich werden in solch einer von Bloch beschriebenen Wand die Spins aus der leichten Magnetisierungsrichtung herausgedreht, was zu einer Erhöhung der magnetokristallinen Anisotropieenergie führt. Austauschenergie und magnetokristalline Anisotropieenergie werden also minimiert, wenn die Anzahl der Domänenwände möglichst klein gehalten wird (folglich die Domänen groß sind), während die Streufeldenergie die Bildung möglichst vieler kleiner Domänen bevorzugt. Gleichzeitig favorisiert die magnetokristalline Anisotropie möglichst schmale Wände, während für die Austauschenergie breite Wände energetisch günstiger sind. Die Größe der Gleichgewichtsdomänen- und Domänenwände entsteht somit durch das Wechselspiel aus den beschriebenen Energietermen [Kap93, Sti11].

Für den Fall, dass die Magnetisierung in benachbarten Domänen stets entgegengesetzt zueinander ausgerichtet ist, wird die Domänenwand allgemein hin auch als  $180^\circ$  Wand bezeichnet. Dabei wird zwischen zwei verschiedenen Wandtypen unterschieden, den Bloch- und den Néel-Wänden. In Abb. 2.3 werden diese beiden Wandtypen am Beispiel eines ultradünnen Filmes mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierbarkeit dargestellt. In einer Bloch-Wand dreht sich die Magnetisierung parallel



**Abbildung 2.4.:** Wandprofil einer  $180^\circ$  Bloch-Wand nach Gl. 2.14. Als Wandbreite  $\delta_{DW}$  wurde hier 20 nm angenommen. Die Wandbreite wird über den Schnittpunkt der Mittelpunkts-Steigungsgeraden (grau-gestrichelte Linie) bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  definiert. Der Vollständigkeit halber ist die schematische Skizze einer Bloch-Wand unten rechts im Bild eingefügt.

zur Wandebene und für die Divergenz der longitudinalen Magnetisierungskomponente gilt  $\nabla M_x = 0$  [Blo32, Hub00]. In Néel-Wänden hingegen rotieren die Spins senkrecht zur Wandebene, so dass  $\nabla M_x \neq 0$  wird [Née55, Née88b]. Für die in dieser Arbeit untersuchten senkrecht magnetisierten ultradünnen Co/Pt-Filme liegen die Domänenwände stets als Bloch-Wand vor. In solch einem Probensystem rotiert die Magnetisierung sowohl in einer Bloch- als auch in einer Néel-Wand innerhalb der Filmebene, so dass in beiden Fällen Oberflächenladungen vermieden werden. Aufgrund von  $\nabla M_x \neq 0$  existieren in einer Néel-Wand allerdings noch zusätzliche Volumenladungen, die in einer Bloch-Wand nicht vorkommen [Iba06].

### 2.3.1. Domänenwandbreite

Eine genaue Beschreibung des Profils einer  $180^\circ$  Bloch-Wand wurde erstmals 1935 von Landau und Lifshitz entwickelt [Lan35]. Dabei wird mit  $\theta$  der Winkel zwischen zwei benachbarten Spins und mit  $\delta_{DW}$  die Breite der Domänenwand bezeichnet. Für das Wandprofil gilt dann folgende Beziehung:

$$\theta(x) = \arctan[\sinh(\pi x / \delta_{DW})]. \quad (2.14)$$

In Abb. 2.4 ist solch ein Wandprofil für eine gewählte Domänenwandbreite von  $\delta_{DW} = 20$  nm dargestellt. Der Abstand der Schnittpunkte auf der x-Achse, bei der die Steigungsgerade des Mittelpunktes auf der  $\theta$ -Achse die Winkel  $0^\circ$  und  $180^\circ$  schneiden, wird als Definition für die Wandbreite verwendet [Lil50].

Die Breite einer Bloch-Domänenwand sowie deren Energie pro Einheitsfläche kann mit einem einfachen Modell abgeschätzt werden [Mar05]. Hierfür wird angenommen, dass zwei halb-unendlich ausgedehnte Domänen durch eine Domänenwand aus  $N$  Spin-Ebenen getrennt sind und der Abstand zweier benachbarter Ebenen genau der Gitterkonstante  $a$  entspricht. Zwischen zwei benachbarten Spins  $\mathbf{S}_1$  und  $\mathbf{S}_2$  bekommt der Heisenberg'sche-Hamilton Operator folgende Form:

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

$$-2\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = -JS^2 \cos \theta \quad (2.15)$$

mit  $\theta$  als Winkel zwischen den Spins und  $J$  dem Austauschintegral. Da die Austauschwechselwirkung auf kurze Distanzen sehr stark ist, kann angenommen werden, dass  $\theta$  sehr klein ist und somit Gl. 2.15 umgeschrieben werden kann zu

$$-2\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = -JS^2\theta^2 + \text{const.} \quad (2.16)$$

Dies ist analog zu einer Elastizitätsenergie mit  $\theta$  als Ort, an dem die Verspannung wirkt. Dadurch kann die Domänenwand als Deformation eines elastischen Mediums betrachtet werden, in dem die Austauschwechselwirkung die Rückstellkraft bildet. Deshalb kann die Austauschsteifigkeit definiert werden als

$$A = \frac{n}{a} JS^2 \quad (2.17)$$

mit  $n$  als Anzahl der Atome pro Einheitszelle und  $a$  als Gitterkonstante. Mit der Annahme  $n = 1$  wird ein einfach kubisches Gitter erhalten. In der Domänenwand rotiert die Magnetisierung über  $N$  Spin-Ebenen mit  $1/a^2$  Atomen pro Einheitsfläche in jeder Ebene. Folglich ist die Anzahl der Spins pro Einheitsfläche der Wand  $N/a^2$ . Da es sich hierbei um eine  $180^\circ$  Wand handelt, ist  $\theta = \pi/N$ . Für die Austauschenergie pro Einheitszelle gilt somit:

$$F_{X,DW} = \frac{N}{a^2} JS^2 \theta^2 = \frac{N}{a^2} JS^2 \left(\frac{\pi}{N}\right)^2 = \frac{A\pi^2}{aN} \quad (2.18)$$

Durch das  $F_X \propto 1/N$  Verhalten bevorzugt die Austauschenergie eine möglichst breite Domänenwand. Andererseits werden in der Wand die Spins in die schwere Richtung gedreht, was eine Erhöhung der magnetokristallinen Anisotropieenergie pro Einheitsfläche bedeutet:

$$F_{\text{mkA},DW} = K_{1,\text{eff}} \left(\frac{N}{a^2}\right) a^3 = K_{1,\text{eff}} Na. \quad (2.19)$$

Die magnetokristalline Anisotropieenergie weist also ein  $F_{\text{mkA}} \propto N$  Verhalten auf, sie begünstigt also eine möglichst schmale Domänenwand. Hierbei wurde die Vereinfachung vorgenommen, dass  $K_2$  im Falle von senkrechter Magnetisierung vernachlässigt werden kann. Die Gesamtenergie pro Einheitsfläche einer Domänenwand ist also:

$$\gamma_{DW} = F_{X,DW} + F_{\text{mkA},DW} = \frac{A\pi^2}{aN} + K_{1,\text{eff}} \cdot Na. \quad (2.20)$$

Die Gleichgewichtsdomänenwandbreite hängt von der Anzahl  $N$  der Spin-Ebenen ab. Dabei kann  $N$  aus dem Minimum von  $\gamma_{DW}$  erhalten werden, also:

$$\frac{\partial \gamma_{DW}}{\partial N} = -\frac{A\pi^2}{aN^2} + K_{1,\text{eff}}a = 0. \quad (2.21)$$



## 2.4. Ummagnetisierungsverhalten im Ferromagneten

Nach  $N$  aufgelöst ergibt sich:

$$N = \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{A}{K_{1,\text{eff}}}}, \quad (2.22)$$

wodurch folgender Ausdruck für die Wandbreite  $\delta_{\text{DW}}$  erhalten wird:

$$\delta_{\text{DW}} = N \cdot a = \pi \sqrt{\frac{A}{K_{1,\text{eff}}}}. \quad (2.23)$$

Wird dieser Ausdruck in Gl. 2.20 eingefügt, so ergibt sich für die Wandenergie pro Einheitsfläche:

$$\gamma_{\text{DW}} = 2 \cdot \pi \sqrt{A \cdot K_{1,\text{eff}}}. \quad (2.24)$$

Die Wandenergie hängt also nur von der Austauschsteifigkeit und dem Wert der effektiven Anisotropiekonstante erster Ordnung ab. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass für den Fall der gekippten Magnetisierung  $K_2$  noch mit berücksichtigt werden muss. Dann gilt für die Domänenwandenergie gemäß der Arbeit von Träuble *et al.* [Trä65]:

$$\gamma_{\text{DW,K}} = \frac{\pi}{2} (K_{1,\text{eff}} + K_2) \sqrt{\frac{A}{K_2}}. \quad (2.25)$$

Eine detaillierte Diskussion der Domänenwandbreite sowie der Domänenbreite für Systeme im Spin-Reorientierungsübergang lässt sich in der Dissertation von D. Stickler nachlesen [Sti10b].

## 2.4. Ummagnetisierungsverhalten im Ferromagneten

Die in den vorherigen Abschnitten betrachteten Überlegungen zur leichten Magnetisierungsrichtung und zum Domänenzerfall sowie der Wandbreite wurden alle für den feldfreien Fall durchgeführt, also unter der Annahme, dass  $F_{\text{Zeeman}} = 0$  gilt. Wirkt zusätzlich ein externes Feld, so muss der Ausdruck für die freie Energiedichte aus Gl. 2.12 um den zusätzlichen Zeeman-Term aus Gl. 2.10 erweitert werden:

$$\frac{F}{V} = K_{1,\text{eff}} \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta - \mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos \phi. \quad (2.26)$$

Wird nun ein Film mit senkrechter Magnetisierungsrichtung betrachtet und das Feld antiparallel zur Magnetisierung angelegt, so führt die Zeeman-Energie zu einem Anstieg der freien Energie. Überschreitet  $F_{\text{Zeeman}}$  die zum Ummagnetisieren benötigte Energie, so zerfällt die Magnetisierung in Domänen (Nukleationsprozesse), wodurch die Magnetisierung in Feldrichtung abnimmt. An der Koerzitivitätsfeldstärke kommen beide Magnetisierungsrichtungen gleich häufig vor und die Netto-Magnetisierung ist Null. Mit ansteigendem Feld werden nun Domänenwände bewegt (Domänenwandpropagation), so dass die parallel zum Feld ausgerichteten Domänen auf Kosten der Antiparallelen anwachsen und Domänenwände vernichtet werden

## 2. Grundlagen Mikromagnetismus

(Domänenwandannihilation), bis in Sättigung wieder ein eindomäniger Zustand erreicht ist.

Bei Ausrichtung des Feldes entlang der schweren Richtung ( $\alpha = 0$ ) wird in erster Näherung eine Gerade mit konstanter Steigung beobachtet, die für hohe Felder s-förmig in eine konstante Sättigung übergeht. Auf die magnetischen Momente wird durch das Feld ein Drehmoment ausgeübt, wodurch sich die Magnetisierung kohärent aus der leichten in die schwere Richtung dreht. Dieser Verlauf ist reversibel. Die Messung der kohärenten Rotation erlaubt die Bestimmung der Anisotropiekonstanten  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$ . Durch Minimierung der Energiedichte aus Gl. 2.26 und unter Berücksichtigung von  $\phi = 90^\circ - \theta$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} K_{1,\text{eff}} \cdot \cos \theta \sin \theta + 4K_2 \cdot \sin^3 \theta \cos \theta &= \mu_0 H M_S \cdot \cos \theta \\ \Rightarrow \frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} m_{\parallel} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\parallel}^3 &= \mu_0 H. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Dabei ist  $m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_S = \sin \theta$  die Magnetisierungskomponente entlang der Feldrichtung. Durch eine kubische Anpassung an den Verlauf von  $H(m_{\parallel})$  lassen sich die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung ermitteln. Wichtig bei diesem Verfahren ist, dass der Einfluss von Nukleations-, Propagations- und Annihilationsprozessen keinen Einfluss auf das Messsignal hat, sondern stets nur kohärente Rotationsprozesse aufgezeichnet werden.

Im Falle eines Filmes mit leichter Magnetisierungsebene erfolgt die Herleitung äquivalent. In diesem Fall ist die schwere Richtung die Probennormale, so dass  $\phi = \theta$  gilt. Für die Energieminimierung ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} K_{1,\text{eff}} \cdot \cos \theta \sin \theta + 4K_2 \cdot \sin^3 \theta \cos \theta &= -\mu_0 H \cdot \sin \theta \\ \Rightarrow -\left(\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} + \frac{4K_2}{M_S}\right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\perp}^3 &= \mu_0 H \end{aligned} \quad (2.28)$$

wobei  $m_{\perp} = M_{\perp}/M_S = \cos \theta$  die Feld-parallele Magnetisierungskomponente darstellt. Qualitativ gibt es keinen Unterschied im Verhalten von  $H(m)$ , wenn die schwere Magnetisierungsrichtung senkrecht oder in der Probenebene liegt. Durch Vergleich von Gl. 2.27 mit Gl. 2.28 ist aber zu erkennen, dass die Steigung des Magnetfeldes im Ursprung unterschiedlich ist. Im Falle einer schweren Magnetisierungsrichtung in Probenebene gilt  $d\mu_0 H/dm_{\parallel} |_{m=0} = 2K_{1,\text{eff}}/M_S$ . Die Steigung hängt hier also nur von  $K_{1,\text{eff}}$  ab. Liegt die schwere Richtung senkrecht zur Probenebene, so ist  $d\mu_0 H/dm_{\perp} |_{m=0} = -2(K_{1,\text{eff}} + K_2)/M_S$  und die Steigung hängt zusätzlich auch von der Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung ab.

# 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

In diesem Kapitel wird das theoretische Grundwissen vorgestellt, das zum Verständnis der später präsentierten Widerstandsmessungen notwendig ist. Dazu gehören zum einen die in Abschnitt 3.1 vermittelten Grundlagen zum Ladungstransport in dünnen ferromagnetischen Übergangsmaterialien sowie die in Abschnitt 3.2 diskutierten Magnetowiderstandseffekte.

## 3.1. Ladungstransport

Im folgenden Abschnitt 3.1.1 werden zuerst die Grundlagen des Elektronentransportes in Festkörpern erklärt, bevor anschließend in 3.1.2 auf die Mechanismen von Streuprozessen in dünnen Filmen eingegangen wird. Abschließend wird in 3.1.3 das Mott'sche Zweistrommodell eingeführt, um auf die Besonderheiten des Widerstandes in ferromagnetischen Übergangsmaterialien einzugehen.

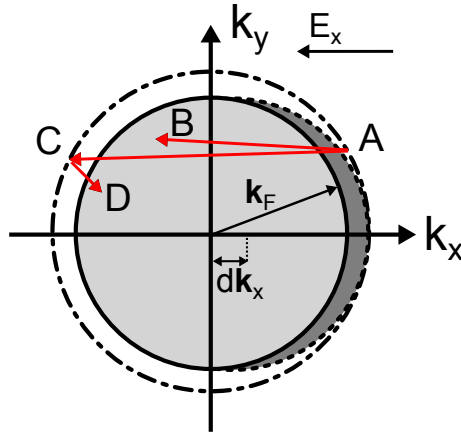
### 3.1.1. Elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit in einem Festkörper kann klassisch mit dem sogenannten Drude Modell beschrieben werden [Dru00]. Grundannahme ist, dass sich die Elektronen im Festkörper frei bewegen, also als freies Elektronengas modelliert werden können. In einem idealen Kristall wirkt den Elektronen am absoluten Temperaturnullpunkt, wenn sie von einem elektrischen Feld beschleunigt werden, keine Kraft entgegen. Folglich ist der elektrische Widerstand gleich Null. In einem realen Festkörper treten hingegen Streuprozesse der Elektronen aufgrund von Abweichungen von der Periodizität des Kristallgitters auf. Mögliche statische Streuzentren sind z.B. Gitterfehler, eingelagerte Fremdatome oder Grenz- und Oberflächen, während dynamische Streuzentren Phononen oder Magnonen darstellen. Durch die Streuprozesse stellt sich bei konstantem elektrischen Feld eine konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen ein. Im Drude Modell lässt sich das Ohmsche Gesetz wie folgt ausdrücken [Jan57, Hur74]:

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \text{wobei} \quad \rho = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{j}$  die Stromdichte,  $\mathbf{E}$  das elektrische Feld und  $\sigma$  die Leitfähigkeit, die das Inverse des spezifischen Widerstandes  $\rho$ , also  $\sigma = \rho^{-1}$ , ist. Weiterhin bezeichnet  $n$  die Ladungsträgerdichte,  $e$  die Elementarladung,  $\tau$  die mittlere Streuzeit zwischen zwei Streuprozessen und  $m$  die Elektronenmasse.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.1.:** Querschnitt durch die Fermi-Kugel eines freien Elektronengases. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird die Kugel um den Beitrag  $dk_x = eE_x\tau/\hbar$  verschoben. Elastische ( $A \rightarrow C$ ) und inelastische Streuprozesse ( $A \rightarrow B$ ,  $C \rightarrow D$ ) werden als rote Pfeile dargestellt.

Für eine quantenmechanische Beschreibung muss das Drude-Modell des freien Elektronengases um das Pauli Prinzip sowie die endliche Ausdehnung der Proben erweitert werden. Die Lösungen der zeitunabhängigen Schrödingergleichung sind ebene Wellen mit diskreten Energiewerten. Gemäß der Fermi-Dirac Statistik werden die Zustände im feldfreien Fall bei  $T = 0\text{ K}$  bis zur Fermi-Energie  $E_F$  besetzt [Iba02]. Im Impulsraum können die besetzten Energiezustände über eine sogenannte Fermi-Kugel dargestellt werden. Das Einschalten eines elektrischen Feldes  $E_x$  führt zu einer Verschiebung der Fermi Kugel in entgegengesetzter Richtung zum Feld. Dabei wird der elektrische Strom nur von den Elektronen nahe der Fermi-Energie getragen. Als elastische Streuprozesse werden solche bezeichnet, bei denen die beiden beteiligten Zustände auf demselben Energieniveau liegen. Im anderen Fall wird von inelastischer Streuung gesprochen. Die Verschiebung der Fermi-Kugel, dargestellt in Abb. 3.1, beträgt  $dk_x = -e \cdot E_x \cdot \tau / \hbar$ , wobei  $\tau$  die Relaxationszeit und  $\hbar$  das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum ist.

Es sei noch angemerkt, dass es sich bei Abb. 3.1 nur um eine schematische Darstellung der Verschiebung handelt. Die reelle Verschiebung der Kugel beträgt (bei typischen im Labor erreichten Feldern) lediglich  $10^{-10}$  von dessen Radius [Dug77]. Aus diesem Grund kann die Annahme gemacht werden, dass nur Elektronen an der Fermi-Oberfläche zum elektrischen Transport beitragen. Der Abstand zwischen zwei Stoßprozessen eines Elektrons, die mittlere freie Weglänge  $\lambda$ , kann somit mit Hilfe der Fermi Geschwindigkeit  $v_F$  definiert werden über

$$\lambda = v_F \cdot \tau. \quad (3.2)$$

Das periodische Potential des Kristallgitters kann mit Hilfe des Bloch-Theorems berücksichtigt werden [Blo28]. Dabei werden die ebenen Wellen mit Hilfe einer gitterperiodischen Funktion moduliert. In dem Fall muss in Gl. 3.1 die Elektronenmas-

se  $m$  durch die effektive Masse  $m^*$  ersetzt werden<sup>1</sup>. Die Lösung eines solchen gitterperiodischen Problems ergibt bestimmte verbotene Energiebereiche, sogenannte Bandlücken, in denen sich keine Elektronen aufhalten können.

### 3.1.2. Streuung in dünnen Filmen

In dünnen Filmen, wie den in dieser Arbeit untersuchten Co/Pt-Schichtsystemen, haben Streuprozesse an Grenz- und Oberflächen einen maßgeblichen Einfluss auf den spezifischen Widerstand. Im Vergleich zu Volumenmaterialien ist der spezifische Widerstand in dünnen Schichten deutlich höher. Ein Modell, um Streuprozesse an Grenzflächen zu beschreiben, ist das auf K. Fuchs [Fuc38] und E. H. Sondheimer [Son52] zurückgehende Fuchs-Sondheimer Modell. Bewegt sich das Elektron in einem parallel zur Grenzfläche anliegendem Feld, so kann die Erhöhung des spezifischen Widerstandes im dünnen Film  $\rho_{\text{FS}}$  durch folgende Formel beschrieben werden:

$$\rho_{\text{FS}} = \rho_0 \cdot \left( 1 - \frac{3\lambda}{2d} \cdot (1-p) \int_1^\infty \frac{(1/x^3 - 1/x^5) \cdot (1 - e^{-(\frac{t}{\lambda}x)})}{1 - p \cdot e^{-(\frac{t}{\lambda}x)}} dx \right) \quad (3.3)$$

Hierbei bezeichnet  $\rho_0$  den spezifischen Widerstand im Volumenmaterial und  $d$  die Schichtdicke, während  $p$  ein Parameter zur Beschreibung der Streuung ist. Im Fall von rein diffuser Streuung kommt es zu einem vollständigem Verlust vom Vorwärtsimpuls des Elektrons ( $p = 0$ ). Bei rein reflektierender Streuung wird der Vorwärtsimpuls des Elektrons erhalten, es ändert sich lediglich das Vorzeichen der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung und es gilt  $p = 1$ . Für dicke Schichten, also bei  $d \gg \lambda$ , kann  $\rho_{\text{FS}}$  durch folgende Formel angenähert werden:

$$\rho_{\text{FS}} = \rho_0 \cdot \left( 1 + \frac{3\lambda(1-p)}{8d} \right). \quad (3.4)$$

In diesem Fall zeigt der spezifische Widerstand ein  $1/d$  Verhalten. Die in dieser Arbeit verwendeten Co-Schichten weisen eine mittlere freie Weglänge von  $\lambda \approx 4,4$  nm auf [Kob13]. Der hier diskutierte Grenzfall besitzt bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben somit keine Relevanz, da dort  $d_{\text{Co}} < \lambda$  gilt.

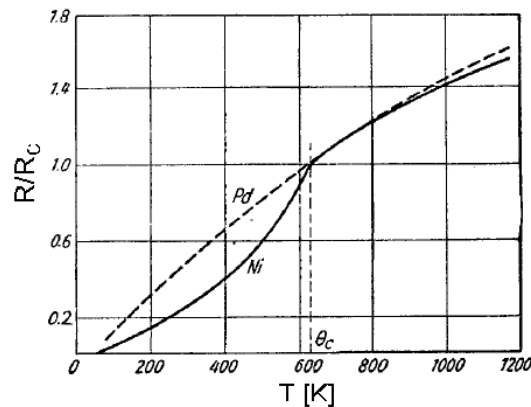
### 3.1.3. Mott'sches Zweistrommodell

Unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  wird in ferromagnetischen Übergangsmetallen eine Absenkung des spezifischen Widerstandes gegenüber vergleichbaren nichtmagnetischen Metallen beobachtet. So ist beispielsweise in Abb. 3.2 der Verlauf des normierten Widerstandes von Nickel und Palladium aufgetragen<sup>2</sup>. Oberhalb der Curie-Temperatur zeigen beide Kurven einen ähnlichen Verlauf, unterhalb von  $T_C$  hingegen fällt der Widerstand von Nickel sichtbar schneller ab als der des Palladiums.

<sup>1</sup>Die effektive Masse bezeichnet die scheinbare Masse eines Ladungsträgers im periodischen Gitterpotential eines Festkörpers.

<sup>2</sup>Normiert in Bezug auf den jeweiligen Widerstand bei der Curie-Temperatur.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.2.:** Reduzierter Widerstand von Palladium (gestrichelte Linie) und Nickel (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit von der Temperatur. Unterhalb von  $T_C$  fällt der Widerstand von Nickel deutlich stärker ab, Bild aus [Col58].

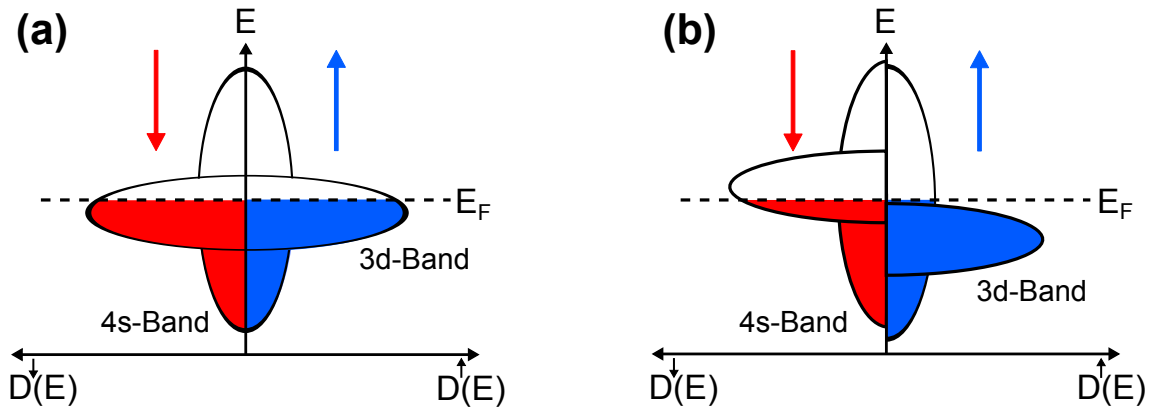
Eine Erklärung dieses Verhaltens liefert das Mott'sche Zweistrom Modell [O'H00], dem zufolge die Spin-Orientierung während der Streuung erhalten bleibt. Ursache dafür ist, dass bei niedrigen Temperaturen (also unterhalb von  $T_C$ ) Spinwellen<sup>3</sup>, die für eine nicht-spinerhaltende Streuung der Elektronen sorgen, nur schwach angeregt werden. Somit lässt sich der spezifische Widerstand als Parallelschaltung von einem Anteil der Majoritätsladungsträger ( $\rho^\uparrow$ ) und Minoritätsladungsträger ( $\rho^\downarrow$ ) beschreiben, also:

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \cdot \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow}. \quad (3.5)$$

In Abb. 3.3 wird die Zustandsdichte von dem 3d und 4s Subbändern eines Paramagneten und eines Ferromagneten dargestellt. Während im Paramagneten sowohl für Minoritäts- als auch Majoritätsladungsträger die Zustandsdichte gleich ist, ist beim Ferromagneten aufgrund der Austauschwechselwirkung eine deutliche Aufspaltung der Bänder zu erkennen. Das kann z.B. dazu führen, dass für die Majoritätsladungsträger das  $3d^\uparrow$  Band komplett unterhalb der Fermi Energie liegt und somit vollständig gefüllt ist.

Da die 3d-Elektronen eine höhere effektive Masse (und somit geringere Beweglichkeit) haben, wird ein Großteil des Stroms durch die 4s-Elektronen getragen. Die 4s-Elektronen können durch Intradbandstreuung (ss-Streuung) in andere 4s-Zustände streuen. Allerdings sind aufgrund von Elektron-Phonon Streuung auch Interbandübergänge (sd-Streuung) von 4s nach 3d möglich, bei denen Elektronen mit hoher Beweglichkeit in Zustände mit niedrigerer Beweglichkeit gestreut werden [Mot35, Mot36, Mot64]. Gemäß Fermis Goldener Regel hängt die Streurrate von der Zustandsdichte an der Fermi-Energie ab [Dug77, Sch07]. Wie in Abb. 3.3 (a) zu erkennen, ist für die 3d-Elektronen die Zustandsdichte an der Fermi-Energie höher als für die 4s-Elektronen. Deswegen ist die Wahrscheinlichkeit für sd-Streuprozesse deutlich höher als für reine ss-Streuung. Wenn jetzt, wie beim Ferromagneten in

<sup>3</sup>Bei Spinwellen handelt es sich dabei um eine kollektive Anregung von Elektronenspins im Festkörper die als Quasiteilchen (auch Magnonen genannt) betrachtet werden können [Blo30].



**Abbildung 3.3.:** (a) Schematische Darstellung der Zustandsdichte für einen Paramagneten und (b) für einen Ferromagneten (z.B. Co). Die Austauschwechselwirkung bewirkt im Ferromagneten eine Aufspaltung der Bänder, wodurch das  $3d^{\uparrow}$ -Band vollständig unterhalb der Fermi Energie liegt.

Abb. 3.3 (b) dargestellt, für die Majoritätsladungsträger das  $3d$ -Band komplett besetzt ist, können auch keine  $sd$ -Streuprozesse mehr stattfinden. Folglich wird, wie in Abb. 3.2 zu sehen, der Gesamtwiderstand gegenüber einem Paramagneten herabgesenkt. Das Verhältnis der spezifischen Widerstände von Majoritäts- und Minoritätsladungsträger kann über den Parameter  $\alpha$  dargestellt werden, der sich wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}}. \quad (3.6)$$

Wenn  $\alpha \neq 1$  gilt, wird der Strom als spinpolarisiert bezeichnet. In ferromagnetischen Übergangsmetallen wie Co und Ni ist  $\alpha \gg 1$ , folglich wird der Strom größtenteils von den Majoritätselektronen getragen [O'H00].

## 3.2. Magnetowiderstandseffekte

Als Magnetowiderstand<sup>4</sup> wird der Einfluss des Widerstandes durch magnetische Felder bezeichnet. Dies umfasst sowohl Änderungen im Längswiderstand als auch im Querwiderstand<sup>5</sup>. Generell wird das MR-Verhältnis als die Änderung des Widerstandes im Magnetfeld ( $\Delta R = R(H) - R(0)$ ) im Bezug auf den Grundwiderstand  $R(0)$  definiert:

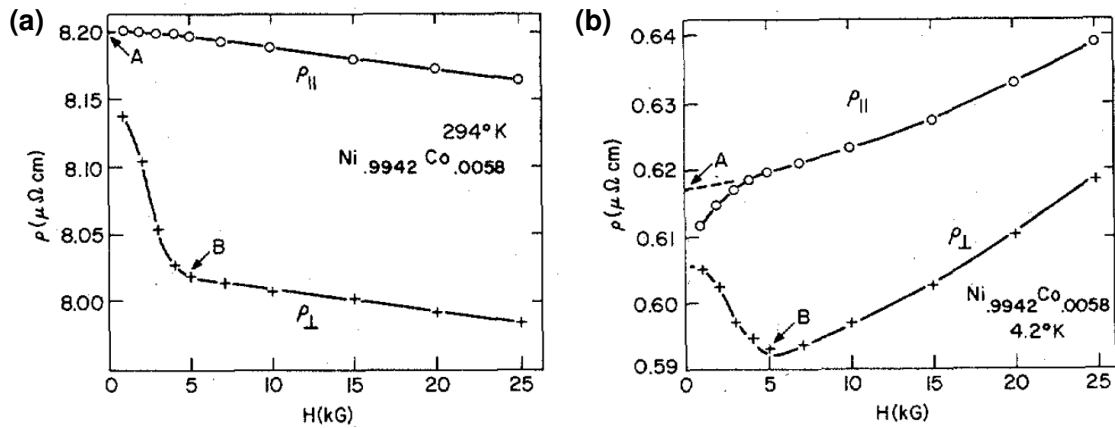
$$MR = \frac{\Delta R}{R(0)} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}. \quad (3.7)$$

Im folgenden Abschnitt sollen die für diese Arbeit relevanten Effekte vorgestellt werden. Dabei werden solche Effekte als normal bzw. gewöhnlich gezeichnet, wenn der Ursprung aus dem externen Feld herrührt. Solche Effekte wie z.B. der norma-

<sup>4</sup>Englisch: magnetoresistance (MR)

<sup>5</sup>Ein Querwiderstand tritt erst nach Anlegen eines externen Feldes auf. Gemäß dem Ohmschen Gesetz ist für kubische Kristalle (fcc, bcc, sc) der Querwiderstand im feldfreien Fall immer Null.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.4.:** Spezifischer Widerstand einer NiCo-Legierung als Funktion des externen Feldes mit paralleler und senkrechter Orientierung für (a) Raumtemperatur und (b) 4,2 K. Abbildungen aus [Gui75].

le Hall-Effekt oder der Lorentz-MR treten in allen Metallen auf. Zusätzlich gibt es noch die sogenannten anormalen. bzw. außergewöhnlichen MR-Effekte. Diese treten nur in ferromagnetischen Materialien auf, da der Ursprung in der spontanen Magnetisierung liegt. Dazu gehören beispielsweise der Anisotrope Magnetowiderstand, der anomale Hall-Effekt, der Geometrische Größen-Effekt oder der Spinwellen-Magnetowiderstand, die generell in Volumenmaterial auftreten. In dünnen Schichten spielt außerdem noch der Anisotrope Grenzflächen Magnetowiderstand eine Rolle. Zerfällt die Magnetisierung in Domänen muss zudem noch der Domänenwandwiderstand berücksichtigt werden.

#### 3.2.1. Anisotroper Magnetowiderstand

Der Anisotrope Magnetowiderstand<sup>6</sup> besagt, dass der spezifische Widerstand vom Winkel  $\varphi$  zwischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und Stromdichte  $\mathbf{j}$  abhängt. Dieses Verhalten wurde bereits 1857 von William Thomson (dem späteren Lord Kelvin) für Eisen und Nickel entdeckt [Tho57]. Liegt die Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung, so ist der Widerstand kleiner als bei einer parallelen Ausrichtung. Für die Widerstandsdifferenz gilt also:

$$\Delta\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp} > 0. \quad (3.8)$$

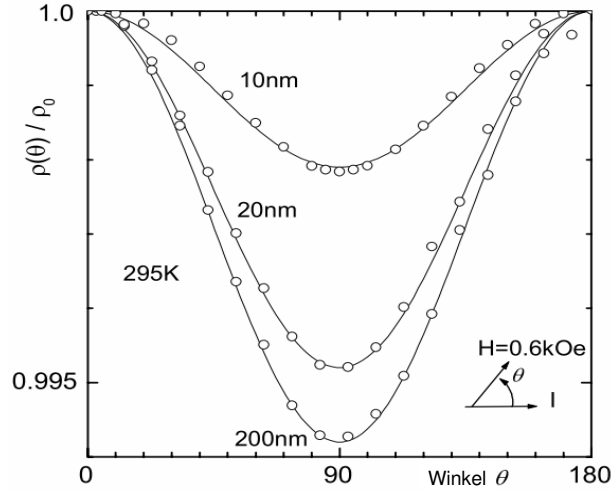
Dabei bezeichnet  $\rho_{\parallel}$  den spezifischen Widerstand für den Fall, dass  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{j}$  ist und  $\rho_{\perp}$  für  $\mathbf{M} \perp \mathbf{j}$ . Die Stärke des AMR lässt sich mit Hilfe des Anisotropen Magnetowiderstandsverhältnisses angeben:

$$\text{AMR} = \frac{\Delta\rho_{\text{AMR}}}{\rho_{\perp}}. \quad (3.9)$$

Generell hängt  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$  in dünnen Filmen nicht von der Schichtdicke ab, so dass das AMR Verhältnis nur durch die allgemeine Dickenabhängigkeit von  $\rho$  beeinflusst

<sup>6</sup>Englisch: anisotropic magnetoresistance (AMR)





**Abbildung 3.5.:** Winkelabhängigkeit des AMR Verhältnisses für Co-Proben verschiedener Dicke im Sättigungsfeld von 0,6 kOe. Hierbei ist  $\theta$  der Winkel zwischen Strom und Feldrichtung. Bild aus [Gil04].

wird [Mit64, Gui75, Miy89]. Typischerweise liegt das AMR Verhältnis bei polykristallinen Volumenmaterialien wie Co, Fe und Ni im einstelligen Prozentbereich und nimmt mit steigender Temperatur ab [Bat46, Smi51, Kok12]. In Abb. 3.4 (a) wird das feldabhängige Verhalten von  $\rho$  bei Raumtemperatur und in Abb. 3.4 (b) bei 4,2 K jeweils für eine  $\text{Ni}_{99,42\%}\text{Co}_{0,58\%}$  Legierung dargestellt.

Aus Abb. 3.4 (a) ist zu entnehmen, dass bei Raumtemperatur  $\rho_{\parallel}(H)$  und  $\rho_{\perp}(H)$  für hohe Feldstärken nahezu die gleiche Steigung haben und somit  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$  nahezu konstant bleibt. In dem Fall lässt sich  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$ , bzw. das AMR Verhältnis, aus Rotationsmessungen der Feldstärke um den Winkel  $\varphi$  bestimmen<sup>7</sup>. Wichtig hierbei ist, dass die Feldstärke groß genug ist, so dass  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{M}$  gilt. Der spezifische Widerstand zeigt dann, wie in Abb. 3.5 zu erkennen, ein  $\cos^2\varphi$  abhängiges Verhalten [Eng32, Dör38]:

$$\rho(\varphi) = \rho_t + \Delta\rho_{\text{AMR}} \cdot \cos^2\varphi. \quad (3.10)$$

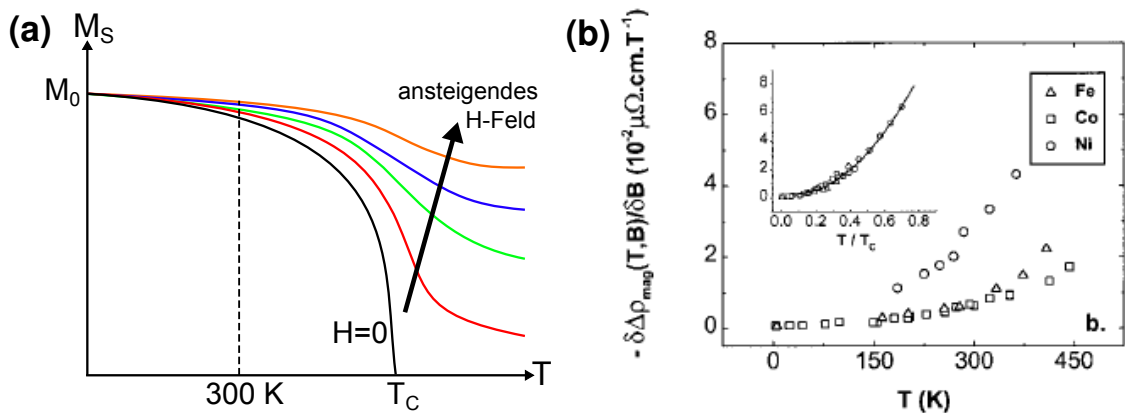
Verstehen lässt sich der zugrunde liegende Mechanismus beim AMR mit Hilfe der Spin-Bahn Wechselwirkung [Smi51, Cam70]. Dessen Streupotential hat folgende Form:

$$V_{LS} = \lambda \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = A(L_Z S_Z + \frac{1}{2}(L^- S^+ + L^+ S^-)). \quad (3.11)$$

Hierbei ist  $\lambda$  eine positive Konstante, die nur vom radialen Teil der Wellenfunktionen abhängt. Die Komponenten von Bahn- und Spindrehimpuls senkrecht zur Quantisierungsachse  $z$  (somit Richtung von  $M$ ) können durch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren  $A^{\pm}$  beschrieben werden, also  $A^{\pm} = A_x \pm iA_y$  mit  $A = L, S$ . Ein Operator der Form  $A(L^+ S^-)$  führt zu einer Erhöhung der Bahndrehimpuls-

<sup>7</sup>Wenn, wie in Abb. 3.4 (b) für 4.2 K zu sehen, dieses isotrope Hochfeldverhalten nicht auftritt, ist eine Bestimmung des AMR aus Rotationsmessungen nicht zulässig.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.6.:** (a) Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ . Durch Anlegen eines Magnetfeldes lässt sich die Sättigungsmagnetisierung sukzessive erhöhen. Die gestrichelte Linie stellt den Fall bei Raumtemperatur für Kobalt dar. (b) Hochfeldverhalten von  $d\rho/dH$  in Abhängigkeit von der Temperatur (Abbildung aus [Raq02b]). Die eingefügte Abbildung zeigt das Verhalten für  $T/T_C$ .

Quantenzahl bei gleichzeitiger Erniedrigung der Spindrehimpuls-Quantenzahl (Spin-Flip). Dadurch werden zusätzliche Streuprozesse von  $s^\uparrow$  in  $d^\downarrow$  Zustände ermöglicht, was zu einer Widerstandserhöhung führt [Smi51, Pot74]. Allerdings ist aufgrund der durch Austausch- und Kristallfeld aufgespaltenen fünf 3d Orbitale diese Widerstandserhöhung nicht isotrop. Qualitativ kann, nach Smit, der AMR dann dadurch erklärt werden, dass für den Fall von paralleler Orientierung von Stromrichtung und Magnetisierung die s-d Streuwahrscheinlichkeit am höchsten ist, während sie bei senkrechter Stellung am geringsten ist [Smi51]. Dies entspricht dem experimentellen Befund von  $\rho_l > \rho_t$ .

#### 3.2.2. Spinwellen-Magnetowiderstand

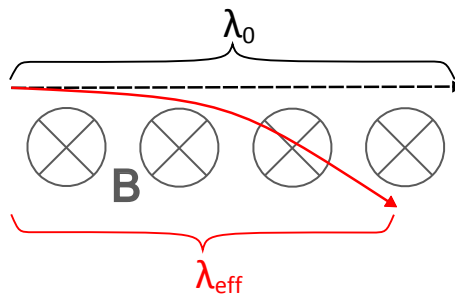
Bereits 1929 entdeckte Kapitza, dass der Widerstand in ferromagnetischen Materialien bei hohen Feldstärken (oberhalb der technischen Sättigung) linear mit der Feldstärke abnimmt [Kap29]<sup>8</sup>. Bei Raumtemperatur liegt die Abnahme für Fe, Co, Ni im Bereich von  $0,01 - 0,03 \mu\Omega \text{cm}/\text{T}$ . Die Ursache dieses Effektes liegt in der Vernichtung von Spinwellen durch hohe Magnetfelder. Ein Anstieg der Feldstärke bedeutet eine Erhöhung der Zeeman-Energie und somit eine Unterdrückung der kollektiven Anregung der Elektronenspins. Folglich sinkt die Streuwahrscheinlichkeit der Elektronen an den Spinwellen, was in einem Absinken des spezifischen Widerstandes resultiert [Raq01, Raq02a, Raq02b]. Dieser Effekt ist isotrop, hängt also nicht von der Orientierung des Feldes, sondern lediglich von dessen Stärke ab<sup>9</sup>.

Neben der Feldstärke hängt dieser sogenannte Spinwellen-Magnetowiderstand<sup>10</sup> auch von der Temperatur ab [Raq01, Raq02a, Raq02b]. In Abb. 3.6 (a) ist die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  als Funktion der Temperatur  $T$  schematisch aufgetragen.

<sup>8</sup>Dieses Verhalten ist auch in Abb. 3.4 (a) zu erkennen.

<sup>9</sup>Dabei muss  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$  gelten.

<sup>10</sup>Englisch: spindisorder magnetoresistance (SMR)



**Abbildung 3.7.:** Schematische Darstellung zur Ursache des Lorentz-MR. Die schwarze gestrichelte Linie entspricht dem Weg eines Elektrons zwischen zwei Streuprozessen ohne externes Feld, während die rote durchgezogene Linie den Weg in Anwesenheit eines Magnetfeldes darstellt.

Mit steigender Temperatur sinkt die Sättigungsmagnetisierung aufgrund der Anregung von Spinwellen unter den Wert  $M_0$  am absoluten Temperaturnullpunkt, bis bei Erreichen der Curie Temperatur  $T_C$  die ferromagnetische Ordnung verschwindet. In diesem Fall übersteigt die thermische Energie die Austauschenergie. Durch Anlegen eines externen Feldes werden Spinwellen vernichtet und die Sättigungsmagnetisierung steigt mit zunehmender Feldstärke an. In Abb. 3.6 (b) ist die Steigung der spezifischen Widerstandes, also  $d\rho/dH$ , in Abhängigkeit der Temperatur für Fe, Co und Ni bei hohen Feldstärken aufgetragen. Eingefügt ist dabei eine Abbildung, die das auf  $T_C$  normierte Verhalten zeigt. Aus der Tatsache, dass die Steigung in dieser Auftragung unabhängig vom verwendeten Material ist, kann geschlossen werden, dass der Spinwellen-MR wirklich magnetischen Ursprungs ist. Eine Dickenabhängigkeit des Effektes wurde im Bereich von 7 nm bis 1  $\mu\text{m}$  nicht gefunden [Raq02b].

### 3.2.3. Lorentz-Magnetowiderstand

Der Lorentz-Magnetowiderstand<sup>11</sup> gehört zu den sogenannten gewöhnlichen MR-Effekten, er tritt in allen Metallen auf [Lüh59, Ols62] und sorgt für einen anisotropen Anstieg des Widerstands. Hervorgerufen wird der LMR durch die Lorentzkraft, die auf ein Elektron mit der Elementarladung  $e$  und der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  im externen Feld wirkt [Hur74]

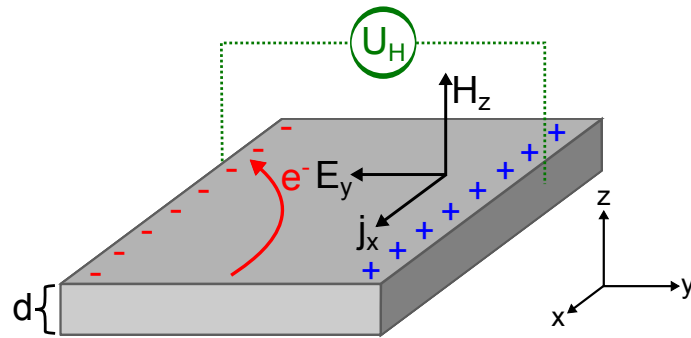
$$\mathbf{F}_L = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.12)$$

wobei für Ferromagneten  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$  gilt. Im Falle einer transversalen Ausrichtung vom Magnetfeld zur Stromrichtung wird das Elektron durch Wirkung der Lorentzkraft auf eine Schraubenbahn gezwungen. Die mittlere freie Weglänge ohne äußeres Feld  $\lambda_0$  wird dadurch, wie in Abb. 3.7 dargestellt, in Richtung des elektrischen Feldes auf den effektiven Wert  $\lambda_{\text{eff}}$  verkürzt. Dies trägt zu einer Erhöhung des Widerstandes bei, die quadratisch mit der Feldstärke verläuft ( $R_{\text{LMR}} \propto B^2$ ) [Pei31, Lüh59, Ols62].

Der LMR wirkt also dem Spinwellen-MR entgegen und tritt auch in longitudinaler Geometrie auf. Klassisch betrachtet sollte in dem Fall kein LMR zu erwarten

<sup>11</sup>Englisch: Lorentz magnetoresistance (LMR)

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.8.:** Normaler Hall Effekt: durch die Wirkung des H-Feldes werden die Elektronen (roter Pfeil) zum Probenrand hin abgelenkt, wodurch sich eine Hallspannung  $U_H$  aufbaut.

sein, da dann die Lorentzkraft gleich Null wird. Das Vorhandensein des Effektes lässt sich dadurch erklären, dass die externen Felder die Elektronen auf der Fermi-Oberfläche in günstigere Zustände für Streuprozesse verschieben [Hur74]. Für die in dieser Arbeit verwendeten dünnen Co/Pt-Filme kann die Größe des Effektes bei 6 T auf etwa  $\frac{\Delta\rho_{\text{LMR}}}{\rho} \lesssim 1 \cdot 10^{-3}$  abgeschätzt werden [Kob13]. Allerdings konnte ein LMR dieser Größenordnung in dünnen Co/Pt-Filmen bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden [Gil05, Lev05]. Es kann deswegen angenommen werden, dass der Effekt bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen vernachlässigt werden kann.

#### 3.2.4. Normaler Hall-Effekt

Wird an einem stromdurchflossenen Leiter ein Magnetfeld  $\mu_0 H_z$  mit senkrechter Ausrichtung zur Stromrichtung  $I_x$  angelegt, so entsteht ein elektrisches Feld  $E_y$ , das sowohl senkrecht zur Stromrichtung als auch zum Magnetfeld ausgerichtet ist. Dieser Effekt konnte zuerst 1879 von Edwin Hall an Gold-Proben nachgewiesen werden [Hal79]. Wie der LMR tritt auch der normale Hall-Effekt in allen Materialien auf und sein Zustandekommen kann über die Lorentzkraft (Gl. 3.12) erklärt werden. Das elektrische Feld  $E_y$  entspricht einer Querspannung, die gegebenen ist durch:

$$U_H = R_0 \frac{I_x \mu_0 H_z}{d}. \quad (3.13)$$

Hierbei ist  $d$  die Schichtdicke und  $R_0$  die Hallkonstante, mit deren Hilfe das Vorzeichen der Ladung  $q$  ( $q = -1$ : Elektronen und  $q = 1$ : Löcher) und die Ladungsträgerdichte  $n$  bestimmt werden kann:

$$R_0 = \frac{1}{qn} \quad (3.14)$$

Für polykristallines Co liegt ihr Wert im Bereich  $R_0^{\text{Co}} = -(1,1 - 1,3) \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{C}$  [Fon53, Hur72, Bet79], während sie im Pt ungefähr eine Größenordnung kleiner ist:  $R_0^{\text{Pt}} = -(1,5 - 2,4) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{C}$  [Jan57, Pan69, Hur72]. Eine schematische Darstellung des Effektes befindet sich in Abb. 3.8.

### 3.2.5. Anomaler Hall-Effekt

Zwei Jahre nach Entdeckung des normalen Hall-Effektes stellte Edwin Hall fest, dass in Co und Ni der Hallwiderstand ungefähr zehn mal größer als in Au ist [Hal81]. Dieser Effekt, der nur in ferromagnetischen Materialien auftritt, wird allgemein als anomaler Hall Effekt<sup>12</sup> bezeichnet. Für ferromagnetische Materialien muss deswegen Gl. 3.13 um einen weiteren Term erweitert werden [Pug30]:

$$U_H = (R_0 H_z + R_S M_z) \frac{\mu_0 I_x}{d}. \quad (3.15)$$

$R_S$  bezeichnet die anormale Hall-Konstante, welche die Stärke des AHE wiedergibt. Bei Raumtemperatur liegt diese im Bereich von  $R_S^{\text{Co}} = 0,6 - 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{C}$  [Fon53, Hur72, Bet79] und weist im Vergleich zu  $R_0^{\text{Co}}$  eine starke Temperaturabhängigkeit auf [Hur72, Bet79]. Dieses Verhalten lässt sich nicht mehr allein mit der Wirkung der Lorentzkraft begründen. Für homogene Volumenmaterialien existiert zwischen der anomalen Hall-Konstanten und dem spezifischen Widerstand  $\rho_{xx}$  folgende Beziehung:

$$R_S = a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2, \quad (3.16)$$

wobei  $a$  und  $b$  materialabhängige Konstanten sind. Der erste Term von Gl. 3.16 kann durch asymmetrische Streuprozesse (skew scattering) der Elektronen aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung beschrieben werden [Kar54], während der zweite Term durch einen seitlichen Versatz der Elektronen während der Streuung (side jumps) veranschaulicht werden kann [Ber70]. In dünnen magnetischen Multilagensystemen wurden hingegen starke Abweichungen von Gl. 3.16 festgestellt [Son91]. Bestehende theoretische Modelle, wie das von Zhang [Zha95], liefern für solche Grenzfälle keine ausreichende Beschreibung. Ausführliche Literatur zum AHE befindet sich in den Referenzen [Jan57, Hur72, All79, Nag10].

### 3.2.6. Geometrischer Größen-Effekt

In Abschnitt 3.1.2 wurde bereits erwähnt, dass in dünnen Filmen entlang der Probennormalen die Translationssymmetrie gebrochen ist. Dadurch kommt es zu einem Widerstandsbeitrag aufgrund der Streuung der Elektronen an Grenz- und Oberflächen. Erste Untersuchungen dazu wurden von Chen und Marsocci 1972 an 107,5 nm dicken polykristallinen Nickel Filmen durchgeführt [Che72]. Dort wurde im Temperaturbereich von 4,2 bis 300 K und für Feldstärken oberhalb der technischen Sättigung ( $H \parallel M_S$ ) entdeckt, dass sich der spezifische Widerstand verkleinert, wenn die Magnetisierung aus der transversalen  $\rho_t$  in die polare Richtung  $\rho_p$  gedreht wurde, also  $\Delta\rho_{\text{GSE}} = \rho_t - \rho_p > 0$ . Zwischen dem spezifischen Widerstand und dem Winkel der Magnetisierung zur Probennormalen  $\theta$  existiert folgende Abhängigkeit [Che72]:

$$\rho(\theta) = \rho_t + \Delta\rho_{\text{GSE}} \cos^2 \theta \quad (3.17)$$

<sup>12</sup>Englisch: anomalous Hall effect (AHE)

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

Wichtig hierbei ist, dass Stromrichtung und Magnetisierung permanent senkrecht zueinander ausgerichtet waren. Somit kann ein Beitrag vom AMR ausgeschlossen werden. Eine Erklärung dieses Effektes haben Chen und Marsocci nicht gefunden. Aus diesem Grunde haben sie ihn als geometrischen Größen-Effekt<sup>13</sup> bezeichnet, was ihre ursprüngliche Annahme widerspiegelt, dass der Effekt durch die endliche Abmessung in der Probendicke zustande kommt.

Weitere Experimente wurden 1997 von Rijks *et al.* an Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>-Proben mit Dicken zwischen 4,5 nm und 100 nm und unterschiedlich ausgeprägter (111)-Textur durchgeführt [Rij97]. Dort wurde die Magnetisierung allerdings aus der longitudinalen in die polare Richtung gezogen. Die Autoren nannten den Effekt deswegen out-of plane AMR und verglichen diesen mit den konventionellen in-plane AMR. Als Ergebnis fanden sie, dass der out-of plane AMR stark vom Grad der Textur abhängt. Dennoch nahmen auch sie an, dass ein Teil des Effektes durch die endlichen Abmessungen der Probendicke bedingt ist, den sie aber nicht eindeutig von Textur-Effekten separieren konnten.

Gil *et al.* haben Messungen an 10 - 188 nm dicken polykristallinen Co-Filmen mit einer senkrechten hcp (0001)-Textur durchgeführt [Gil05]. Um aus den Messungen des out-of plane und in-plane AMR den GSE sinnvoll zu quantifizieren, betrachteten Gil *et al.* das Verhältnis

$$\frac{\Delta\rho_s}{\Delta\rho_t} = \frac{\rho_l - \rho_s}{\rho_l - \rho_t}, \quad (3.18)$$

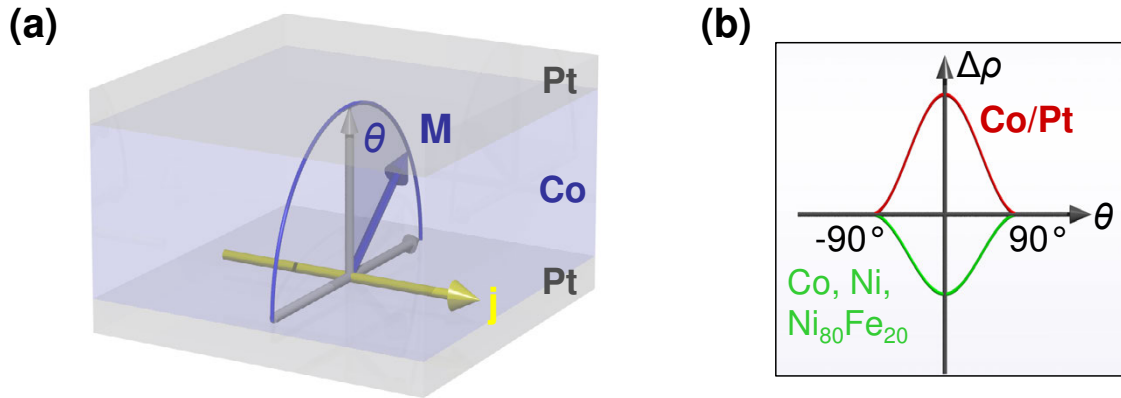
wobei der Zähler den out-of plane AMR und der Nenner den in-plane AMR darstellt. Gil *et al.* haben festgestellt, dass der GSE sowohl von der Dicke als auch der Temperatur (im Bereich von 70 - 350 K) unabhängig ist und nur vom Grad der Textur abhängt. Erklärt werden kann der GSE auf der Basis von Potters Theorie für den AMR [Pot74], die eine Alternative zu der Erklärung von Smit darstellt. Demnach wird der AMR durch Minoritätsstreuungprozesse von  $s^\downarrow$  in  $d^\downarrow$  Zustände beschrieben. Aufgrund der senkrechten Textur unterscheidet sich die Streuwahrscheinlichkeit für senkrechte und in der Ebene liegender Magnetisierung [Gil05]. Der ursprünglich gewählte Begriff „geometrischer Größen-Effekt“ ist irreführend, da eine Dickenabhängigkeit suggeriert wird, die so nicht nachgewiesen werden konnte.

#### 3.2.7. Anisotroper Grenzflächen Magnetowiderstand

Für dünne Pt/Co/Pt-Filme wurde beobachtet, dass sich oberhalb der technischen Sättigung der spezifische Widerstand erhöht, wenn die Magnetisierung aus der transversalen in die polare Richtung gedreht wird [Kob11]. Da in beiden Fällen der Winkel zwischen Stromrichtung und Magnetisierung stets  $\varphi = 90^\circ$  beträgt, kann der AMR als Ursache für dieses Verhalten ausgeschlossen werden. Im Gegensatz zum GSE, wo in polarer Geometrie ein niedrigerer Widerstand beobachtet wird ( $\rho_p < \rho_t$ ), gilt hier  $\rho_p > \rho_t$ . Diese Beobachtung legt nahe, dass der Effekt einen anderen Ursprung als der GSE hat. Wie der GSE (siehe Gl. 3.17), so weist auch dieser Effekt ein  $\cos^2 \theta$  Verhalten auf:

---

<sup>13</sup>Englisch: geometrical size effect (GSE)



**Abbildung 3.9.:** (a) Schematische Darstellung einer Pt/Co/Pt-Schicht. Die Magnetisierung (blauer Pfeil) wird um den Winkel  $\theta$  gegenüber der Probennormalen gedreht. Dabei stehen Magnetisierung und Stromrichtung (gelber Pfeil) stets senkrecht zueinander. (b) Änderung des spezifischen Widerstandes in Abhängigkeit von  $\theta$ . In Co, Ni und Ni<sub>20</sub>Fe<sub>80</sub>-Einzellagen führt der GSE zu einer Abnahme von  $\rho$  für  $\theta = 0^\circ$ , während in Pt/Co/Pt-Systemen eine Widerstandszunahme beobachtet wird. Beide Abbildungen aus [Kob13].

$$\rho(\theta) = \rho_t + \underbrace{(\rho_p - \rho_t)}_{\Delta\rho_{\text{AIMR}}} \cos^2 \theta. \quad (3.19)$$

In Abb. 3.9 (a) wird schematisch die Messgeometrie zur Quantifizierung des AIMR dargestellt. Die Magnetisierung  $M$  (blauer Pfeil) steht senkrecht zur Stromrichtung (gelber Pfeil) und wird relativ zur Probennormalen gedreht, so dass sich der Winkel  $\theta$  ändert. Das winkelabhängige Verhalten des spezifischen Widerstandes ist in Abb. 3.9 (b) zu sehen. In Co, Ni und Ni<sub>20</sub>Fe<sub>80</sub>-Einzellagen führt die Rotation der Magnetisierung aus der Probenebene heraus zu einer Abnahme des spezifischen Widerstandes aufgrund des GSE. Für Co/Pt-Mehrfachlagen wird hingegen eine Zunahme beobachtet.

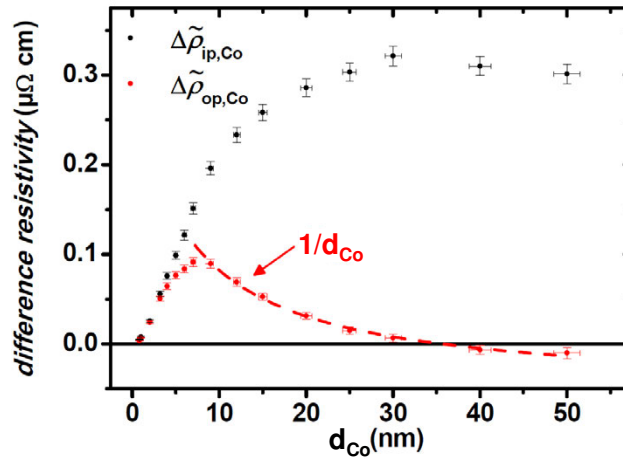
Erklärt werden kann dieser Effekt mit einem nichtverschwindenden anisotropen Widerstandsbeitrag durch Streuung an den Co/Pt-Grenzflächen [Kob11]. Aus diesem Grund wurde der Effekt als Anisotroper Grenzflächen Magnetowiderstand<sup>14</sup> bezeichnet. Um nachzuweisen, dass es sich hierbei um einen Grenzflächeneffekt handelt, wurden MR-Messungen für Co-Dicken von 0,8 bis 50 nm durchgeführt. In Abb. 3.10 wird das dickenabhängige Verhalten von  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$  und  $\Delta\rho_{\text{AIMR}}$  gezeigt<sup>15</sup>.

Die schwarzen Punkte stellen die Entwicklung des AMR dar und die roten die vom AIMR. Beim AMR ist zu erkennen, dass er für Dicken bis 10 nm stark ansteigt, anschließend die Steigung sich erkennbar abschwächt, bis bei etwa 25 nm ein konstanter Wert erreicht wird. Eine Ursache für dieses Verhalten ist der Nebenschlußwiderstand, der sogenannte Shunt, der Pt-Schicht. In Mehrschichtsystemen muss berücksichtigt werden, dass jeweils nur ein Teil des Stroms durch die magnetische

<sup>14</sup>Englisch: anisotropic interface magnetoresistance (AIMR)

<sup>15</sup>Da hierbei nur die ferromagnetische Co-Schicht einen Einfluss auf das magnetoresistive Verhalten hat, gilt für den spezifischen Widerstand  $\Delta\rho = \frac{b \cdot d_{\text{Co}}}{L} \cdot \Delta R$ .

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

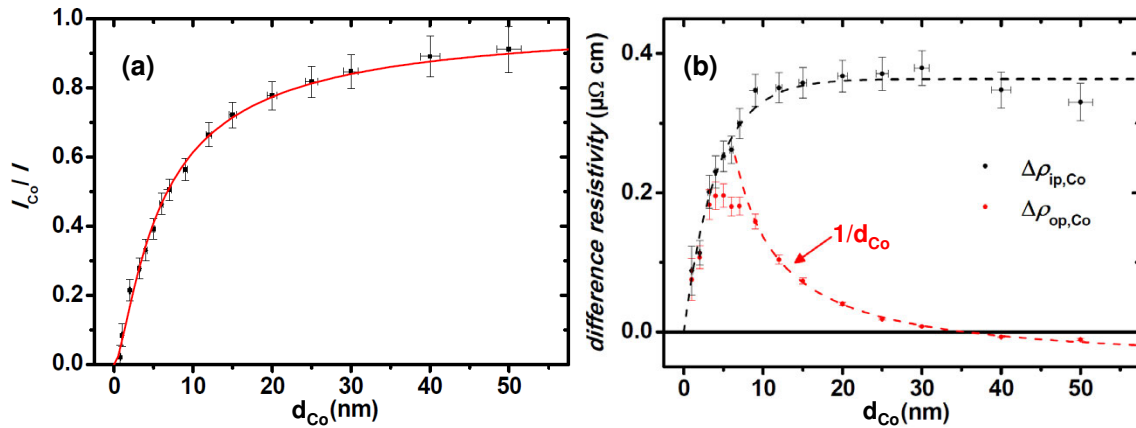


**Abbildung 3.10.:** Verhalten des AMR (schwarze Messpunkte) und AIMR (rote Messpunkte) in Abhängigkeit der Co-Schichtdicke. Die gestrichelte rote  $1/d_{\text{Co}}$  Kurve modelliert den Verlauf des AIMR für Dicken  $d_{\text{Co}} \geq 9 \text{ nm}$  und belegt, dass der AIMR ein von der Streuung an den Co/Pt Grenzflächen abhängiger Effekt ist. Abbildung aus [Kob13].

Co-Schicht fließt. Für dünne Co-Schichten fließt ein Großteil des Stroms durch das unmagnetische Pt und liefert somit keinen Beitrag zum AMR. Mit zunehmender Co-Dicke fließt anteilig mehr Strom durch das Co, bis der Pt-Shunt nahezu vernachlässigt werden kann und der AMR sich dem Wert für Volumen-Co annähert. Der AIMR zeigt einen anderen Verlauf. Bis etwa 7 nm steigt dieser an und fällt anschließend wieder ab. Dabei lassen sich die Messdaten für Co-Dicken ab  $d_{\text{Co}} \geq 9 \text{ nm}$  mit Hilfe einer  $1/d_{\text{Co}}$  Kurve (gestrichelte rote Linie) anpassen. Aus dem Absinken des AIMR mit steigender Co-Dicke folgt, dass das Volumenmaterial keinen Einfluss auf den Effekt hat und es sich somit um einen Grenzflächeneffekt handeln muss. Der Vorzeichenwechsel für Dicken  $d_{\text{Co}} > 35 \text{ nm}$  kann mit dem GSE erklärt werden. Während mit zunehmender Schichtdicke der Widerstandsanteil der Grenzflächen am Gesamtwiderstand kleiner wird und somit der AIMR mit  $1/d_{\text{Co}}$  abnimmt, ist der GSE aufgrund der konstanten Textur der Proben unabhängig von der Schichtdicke und liefert daher einen konstanten Offset. Analog zum AMR kann auch beim AIMR der Anstieg für dünne Schichten qualitativ teilweise durch den ansteigenden Stromanteil des Kobalts erklärt werden.

Um die um den Pt-Shunt korrigierte Co-Dickenabhängigkeit des AMR und AIMR zu betrachten, muss der Beitrag des Stroms bestimmt werden, der durch die Co-Schicht fließt. Dafür wird das Schichtsystem als Parallelschaltung aufgefasst, so dass für den Gesamtwiderstand  $R_{\text{ges}} = (1/R_{\text{Co}} + 1/R_{\text{Pt}})^{-1}$  gilt. Außerdem müssen, mit Hilfe des Fuchs-Sondheimer Modells, die Beiträge aus der Grenzflächenstreuung mit berücksichtigt werden. Damit lässt sich unter anderem  $R_{\text{Pt}}$  bestimmen, so dass anschließend der in Abb. 3.11 (a) dargestellte, von der Co-Dicke abhängige, Verlauf von  $I_{\text{Co}}/I_{\text{ges}}$  ermittelt werden kann [Kob13]. Anschließend kann das in Abb. 3.11 (b) gezeigte Shunt-korrigierte Verhalten vom AMR und AIMR bestimmt werden. Verglichen mit Abb. 3.10 ist im Verlauf von AMR und AIMR ein ähnliches Verhalten zu erkennen, allerdings vollzieht sich der Anstieg für beide Effekte bereits bei kleineren Schichtdicken. Ab 9 nm lassen sich die AIMR Messdaten wieder mit einer  $1/d_{\text{Co}}$  Kurve (ge-





**Abbildung 3.11.:** (a) Verlauf von  $I_{\text{Co}}/I_{\text{ges}}$  in Abhängigkeit von der Co-Dicke. Die schwarze Punkte wurden aus Widerstandsmessungen ermittelt, während die rote Kurve das prinzipielle dickenabhängige Verhalten modelliert. (b) Verhalten des AMR und AIMR in Abhängigkeit der Co-Schichtdicke nach Korrektur des Pt-Shunts. Die schwarz gestrichelte Kurve stellt eine exponentielle Anpassung an die Werte von  $\Delta\rho_{\text{AMR}}$  dar und die rote Kurve eine  $1/d_{\text{Co}}$  Anpassung an  $\Delta\rho_{\text{AIMR}}$ . Beide Abbildungen aus [Kob13].

strichelte rote Linie) anpassen. Der Anstieg in der AMR-Kurve (Messdaten durch schwarze gestrichelte Linie angepasst) für Schichtdicken bis 10 nm ist unerwartet, da aufgrund von früheren Untersuchungen an Ni-Legierungen eine Unabhängigkeit von der Schichtdicke und somit ein konstanter Verlauf der Kurve zu erwarten gewesen wäre [Gui75]. Eine abschließende Erklärung konnte für dieses Verhalten noch nicht gefunden werden. Mögliche Erklärungen wie Legierungsbildung an der Grenzfläche oder die Existenz eines Grenzflächen-AMR scheiden gemäß [Kob13] aus, da diese Erklärungen mit Reduzierung der Schichtdicke zu einem Anstieg und nicht einem Absenken des AMR führen würden. Ebenfalls wurde nachgewiesen, dass der Abbau von Verspannungen keinen Einfluss auf die Änderung des AMR hat [Kob13]. Möglicherweise lässt sich das Verhalten durch Quanteneffekte aufgrund der reduzierten Dimensionalität der dünnen Schichten erklären. Ausführlichere Untersuchungen dazu wurden bisher noch nicht durchgeführt.

Für den Anstieg des AIMR bei dünnen Filmdicken ( $d_{\text{Co}} < 6$  nm) konnte bislang ebenfalls noch keine Erklärung gefunden werden. Im Sub-Nanometer Bereich wäre für den Anstieg von  $\Delta\rho_{\text{AIMR}}$  eine mögliche Erklärung, dass die Co-Schicht nicht mehr geschlossen ist, so dass der AIMR dann weniger stark ausgeprägt ist. Im Wesentlichen bleibt festzuhalten, dass auch nach Korrektur des Pt-Shunts der AIMR für Schichtdicken  $d_{\text{Co}} \geq 9$  nm ein  $1/d_{\text{Co}}$  Verhalten aufweist und für  $d_{\text{Co}} > 35$  nm negativ wird und sich asymptotisch dem konstanten Wert des GSE annähert. Relativistische *ab initio* Berechnungen des Widerstandstensors für ideale Pt(111)/Co<sub>n</sub>/Pt(111)-Filme (keine Interdiffusion an den Grenzflächen oder Verspannungen) konnten für die spezifische Widerstandsdifferenz  $\rho_p - \rho_t$  das in Gl. 3.19 beschriebene  $\cos^2\theta$ -Verhalten sowie die  $1/d_{\text{Co}}$  Abhängigkeit bestätigen [Kob12]. Untersuchungen bei Temperaturen von 4,2 bis 300 K haben eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit des AIMR-Effektes gezeigt. Weiterhin konnte für Multilagensysteme nachgewie-

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

sen werden, dass für große Pt-Zwischenschichtdicken ( $d_{\text{Pt}} > 3 \text{ nm}$ )<sup>16</sup> der Shunt-korrigierte Effekt genauso groß ist wie in Einzellagen, während für dünnere Pt-Zwischenschichtdicken eine geringe Abnahme beobachtet wurde [Kob13].

#### 3.2.8. Domänenwandwiderstand

Bei den bisher diskutierten MR-Effekten wurde stets eine homogene Magnetisierung, also ein eindomäniger Zustand, angenommen. Ein weiterer MR-Effekt muss berücksichtigt werden, wenn der Übergangsbereich zwischen zwei Domänen betrachtet wird, da sich, wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt, in der Domänenwand die Spineinstellung dreht. Dabei kommt es zu lokalen Änderungen des Widerstandes aufgrund vom AMR und AIMR<sup>17</sup>. Derartige MR-Einflüsse, die sich aufgrund der auftretenden Domänenwände ausbilden, werden in der Literatur oftmals auch als extrinsischer Domänenwandwiderstand<sup>18</sup> bezeichnet. Daneben stellt aber die DW selbst eine Quelle für eine Widerstandsänderung da. Dieser Effekt wird als intrinsischer DWMR bezeichnet. Zur Vereinfachung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit dem DWMR immer der intrinsische Beitrag gemeint sein, während extrinsische Widerstandsbeiträge entsprechend gekennzeichnet werden.

##### 3.2.8.1. Frühe Ergebnisse

Erste Untersuchungen zum Widerstandsverhalten von Multidomänenzuständen wurden an Fe-Einkristallen durchgeführt [Isi66, Tay68, Shu70]. Dabei wurde der Widerstand in Abhängigkeit von Temperatur (4,2 K bis 300 K) und Verspannung untersucht. Dabei wurde bei 4,2 K für Feldstärken  $\lesssim 10 \text{ mT}$  ein Anstieg des Widerstandes von ungefähr einer Größenordnung festgestellt. Durch Vergleich mit dem anschließend gemessenen Ummagnetisierungsverhalten konnte diese Widerstandsänderung mit der Entstehung eines Multidomänenzustandes korreliert werden.

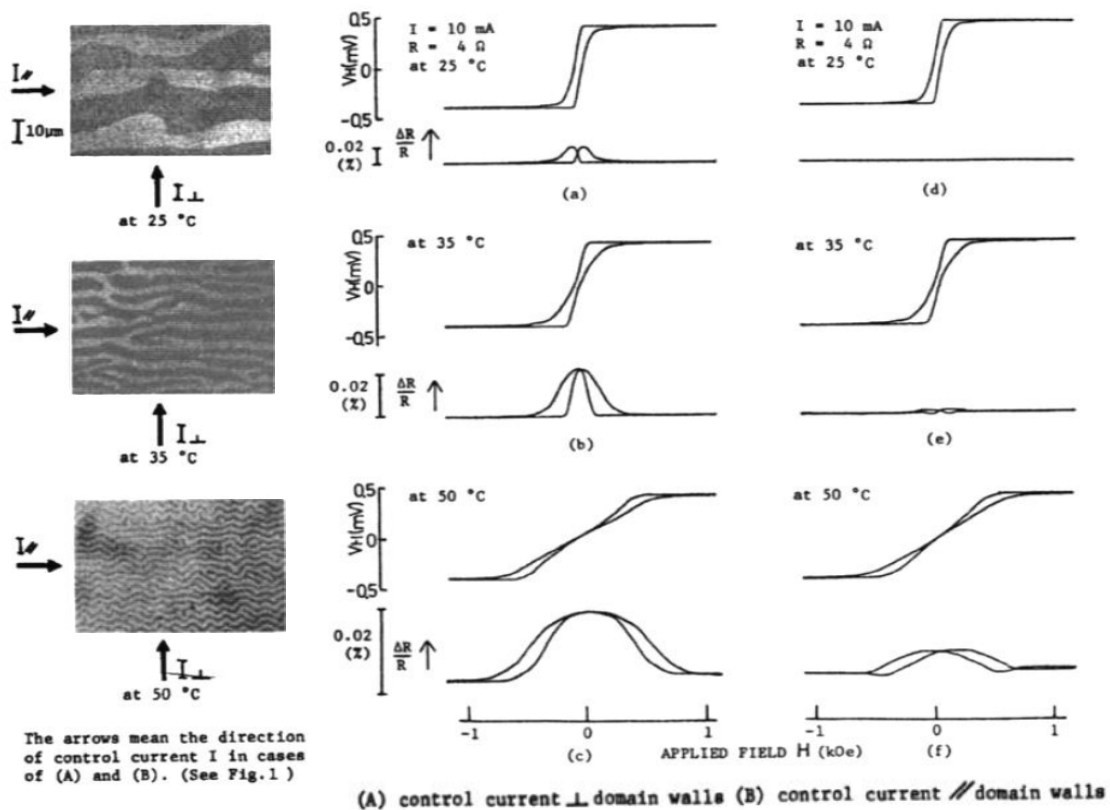
Weitere Untersuchungen wurden an dünnen GdCo-Filmen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung durchgeführt [Oka74]. Hierbei wurden für senkrecht zur Probenebene angelegte Felder AHE und Längswiderstandsmessungen simultan durchgeführt und zusätzlich die entsprechenden Domänenzustände für den entmagnetisierten Fall aufgenommen<sup>19</sup>. Dabei wurde ein labyrinthförmiges Domänenmuster mit einem Streifendomänenmuster verglichen und festgestellt, dass im Streifendomänenmuster die Widerstandsänderung größer ist. Weiterhin wurde das Streifenmuster einmal parallel und das andere Mal senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtet. Wie in Abb. 3.12 zu sehen, wird der AHE von der Ausrichtung nicht beeinflusst. Im Gegenzug dazu erfährt der Längswiderstand eine größere Änderung bei senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtetem Streifendomänenmuster. Mit Erhöhung der Messtemperatur von 25°C auf 50°C wurde die Anzahl der Domänenwände erhöht. Dabei wurde festgestellt, dass die Widerstandserhöhung mit zunehmender Anzahl

<sup>16</sup>Die Co-Schichtdicke der einzelnen Lagen wurde dabei konstant gehalten.

<sup>17</sup>Der Vollständigkeit halber kann hier außerdem noch der LMR genannt werden. Wie aber bereits in Abschnitt 3.2.3 erwähnt, kann dieser vernachlässigt werden.

<sup>18</sup>Englisch: domain wall magnetoresistance (DWMR)

<sup>19</sup>Die Aufnahmetechnik wird in dem Artikel nicht explizit erwähnt. Vermutlich handelt es sich um Kerr-Mikroskopie.

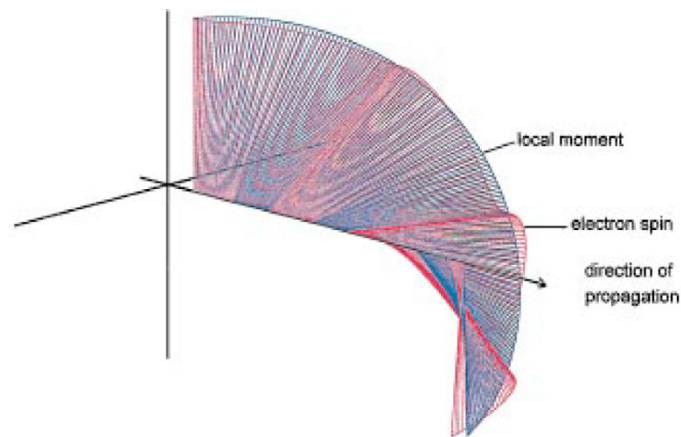


**Abbildung 3.12.:** AHE und Längswiderstand von GdCo-Filmen in Abhängigkeit des senkrecht zur Probenebene angelegten Feldes mit Stromrichtung senkrecht (A) und parallel (B) zur Domänenausrichtung für verschiedene Temperaturen. Links aufgenommen ist der entmagnetisierte Domänenzustand. Der Widerstandsanstieg aufgrund des Multidomänenzustandes ist in (A) deutlich höher als in (B) und steigt mit zunehmender Anzahl an Domänenwänden. Abbildung aus [Oka74].

an Domänenwänden ansteigt. Die maximale gemessene Widerstandsänderung lag in der Größenordnung von  $\Delta R/R = 10^{-4}$ . Ähnliche Untersuchungen an Filmen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung wurden zwei Jahre später an MnBi-Systemen mit qualitativ vergleichbaren Ergebnissen durchgeführt [Mas76, Oka76]. Der durch die Entstehung von Domänenwänden beobachtete Widerstandsanstieg war sogar ungefähr 10 mal größer als in den GdCo Filmen.

Es bleibt zu erwähnen, dass mit den hier vorgestellten frühen Untersuchungen nur Multidomänenzustände betrachtet wurden, bei denen noch keine Rückschlüsse auf die Widerstandserhöhung pro Domänenwand geschlossen werden konnte. Weiterhin wurde auch noch keine Separation zwischen intrinsischem DWMR und zusätzlicher extrinsischer Beiträge durchgeführt. Somit ist beispielsweise die Größe des Beitrages vom intrinsischen DWMR aus den in Abb. 3.12 dargestellten Messergebnissen nicht klar erkennbar.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.13.:** Numerische Simulation der Verkippung des Elektronenspins beim Versuch, während des Durchquerens einer Domänenwand dem Magnetisierungsvektor zu folgen. Aufgrund der zu geringen Larmorfrequenz kann der Elektronenspin (rot) der Magnetisierung (blau) nicht adiabatisch folgen und wird deswegen gegenüber dem Magnetisierungsvektor ausgelenkt. Abbildung aus [Gre96].

#### 3.2.8.2. Theorie

Im Folgenden soll ein Überblick über bestehende theoretische Konzepte zum DWMR gegeben werden. Ein erstes Modell wurde 1974 von Cabrera and Falicov eingeführt [Cab74a, Cab74b]. Cabrera and Falicov untersuchten den zugrunde liegenden Mechanismus vom DWMR, indem sie die Reflexionskoeffizienten der Elektronen an der Domänenwand berechneten. Dabei nahmen sie an, dass die Domänenwand durch eine Potentialstufe repräsentiert werden kann, da aufgrund der Austauschwechselwirkung die Minima in der Bandstruktur der beiden angrenzenden Domänen<sup>20</sup> gegeneinander verschoben sind. Für den Fall, dass die Zustandsdichte von Majoritäts- und Minoritätsladungsträgern stark voneinander abweichen, findet ein Majoritätselektron beim Tunneln durch eine Domänenwand keine freien Zustände auf der anderen Seite, da dessen Spineinstellung dort dem Minoritätszustand entspräche. Folglich wird das Elektron stattdessen reflektiert, was zu einer Widerstandserhöhung führt [Cab74a]. Weiterhin beschrieben Cabrera und Falicov noch eine weitere Widerstandserhöhung durch Wirkung der Lorentzkraft. Während das Elektron die Domänenwand passiert, wird es aufgrund der sich drehenden Magnetisierungsrichtung auf eine zick-zack förmige Bahn gelenkt, wodurch sich, wie beim LMR, die mittlere freie Weglänge erniedrigt. Folglich steigt der Widerstand an [Cab74b].

In einem Modell von Viret *et al.* wurde der Domänenwandwiderstand semiklassisch aufgrund des sogenannten Spin-Mistrackings beschrieben [Vir96]. Während das Elektron die Domänenwand durchquert, versucht der Spin aufgrund der Austauschwechselwirkung der lokal ändernden Magnetisierungsrichtung zu folgen. Die Bewegung des Elektronenspins kann dabei mit einer pseudo-Larmorpräzession bezüglich zur Magnetisierungsrichtung beschrieben werden. Da aber die Frequenz dieser Präzes-

<sup>20</sup>Hierfür wurden Domänen mit senkrechter Magnetisierung, die durch eine 180° Bloch-Wand getrennt sind, angenommen.

sionsbewegung nicht hoch genug ist, um den Prozess perfekt adiabatisch ablaufen zu lassen, wird der Elektronenspin gegenüber dem Magnetisierungsvektor ausgelenkt. Eine numerische Simulation des Spin-Mistrackings wird in Abb. 3.13 dargestellt. Dabei repräsentieren die blauen Linien die Magnetisierungsrichtung innerhalb einer Domänenwand und die roten Linien die Orientierung des Elektronenspins. Nach jeweils einer Periode (Larmor-Frequenz) steht der Elektronenspin wieder parallel zur Magnetisierungsrichtung. Laut Viret *et al.* hängt die Streuwahrscheinlichkeit vom Kosinus des aus dem Spin-Mistracking resultierenden Winkels zwischen Elektronenspin und Magnetisierung ab. Die sich ergebende Widerstandserhöhung ist dabei zusätzlich noch vom Grad der Spinpolarisation abhängig. [Vir96].

Levy und Zhang haben ein Jahr später argumentiert, dass das Spin-Mistracking selbst keinen zusätzlichen Widerstandsbeitrag produziert und somit keine direkte Quelle für den DWMR ist [Lev97]. In einem quantenmechanischen Modell nutzten sie den selben Hamilton-Operator, der auch zur Beschreibung des Riesenmagnetowiderstandseffektes genutzt wurde [Gre96]. Nach Levy und Zhang führt das Spin-Mistracking innerhalb der Domänenwand zu einer Durchmischung der Majoritäts- und Minoritätskanäle. Bei Anlegung eines Sättigungsfeldes wird eine homogene Magnetisierung erzeugt, deren Eigenzustände reine Spinzustände sind. Da in einem Ferromagneten der spezifische Widerstand in einem der Kanäle stets größer als im Anderen ist, wird in dem Fall der hochohmige Widerstandskanal über den leitfähigeren Kanal kurzgeschlossen. Existiert eine Domänenwand, so wird dieser Kurzschluss aufgrund der Durchmischung der beiden Spinkanäle teilweise ausgelöscht. Folglich wird der Widerstand im Minoritätskanal abgesenkt und im Majoritätskanal erhöht, so dass sich dadurch insgesamt eine Erhöhung des Widerstandes ergibt. Ist der spezifische Widerstand in beiden Spinkanälen gleich, so würde eine Domänenwand demnach zu keiner Widerstandserhöhung beitragen.

Bei paralleler Ausrichtung der Stromrichtung zur Domänenwand<sup>21</sup> ergibt sich gemäß den Berechnungen von Levy und Zhang ein Widerstandsanstieg von

$$MR_{\text{CIW}} = \frac{\rho_{\text{CIW}} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}. \quad (3.20)$$

Hierbei ist  $\xi = \pi \hbar^2 k_F / (4mJ\delta_{\text{DW}})$  ein Maß für die Nicht-Adiabatizität der Streuung der Elektronen an der Domänenwand mit  $k_F$  dem Fermi-Wellenvektor,  $m$  der Elektronenmasse,  $J$  der Austauschenergie und  $\delta_{\text{DW}}$  der Domänenwandbreite (siehe dazu Abschnitt 2.3). Physikalisch kann  $\xi$  betrachtet werden als das Verhältnis von der Präzessionszeit des Elektrons im Austauschfeld in Bezug zur Zeit, die das Elektron zur ballistischen Durchquerung der Domänenwand benötigt. In Längenskalen entspricht dies dem Verhältnis einer Spinpräzessionslänge zur Domänenwandbreite [Ken01]. Die Spinpräzessionslänge bezeichnet die Länge, über die ein Elektron an der Fermi-Energie eine vollständige Präzession im Austauschfeld durchführt. Bei senkrechter Ausrichtung des Stroms zur Domänenwand<sup>22</sup> wird gemäß dem Modell von Levy und Zhang ein größerer Widerstandsanstieg erwartet:

<sup>21</sup>Englisch: current in wall (CIW)

<sup>22</sup>Englisch: current perpendicular wall (CPW)

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

$$MR_{\text{CPW}} = \frac{\rho_{\text{CPW}} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \left( 3 + \frac{10 \sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right) = R_{\text{CIW}} \cdot \left( 3 + \frac{10 \sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right) \quad (3.21)$$

Aus den Gleichungen 3.20 und 3.21 folgt, dass (mit  $\xi \propto 1/\delta_{\text{DW}}$ ) der Domänenwandwiderstand mit schmaler werdender Domänenwand ansteigt<sup>23</sup>. Unter Benutzung von typischen Materialparametern für ferromagnetische Materialien wie Co, Fe und Ni,  $k_{\text{F}} = 10 \text{ nm}^{-1}$ ,  $J = 0,5 \text{ eV}$  und  $\rho_0^\downarrow/\rho_0^\uparrow = 5 - 20$ , liegt in der CPW-Geometrie die zu erwartende relative Widerstandserhöhung im Bereich von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CPW})/\rho_0 = 2 - 11\%$  [Lev97]. Ähnliche Ergebnisse wurden auch von Braatas *et al.* gefunden, die sowohl ballistischen als auch diffusiven Transport durch die Domänenwand betrachtet haben [Bra99].

Es gibt allerdings auch Arbeiten, die einen negativen DWMR vorhersagen. So haben Tataru und Fukuyama den Effekt der Domänenwände auf die schwache Lokalisierung in mesoskopischen Drähten betrachtet [Tat97]. Die schwache Lokalisierung ist ein quantenmechanischer Effekt, der in niedrig-dimensionalen verunreinigten Systemen bei tiefen Temperaturen aufgrund von Quanteninterferenz bei der Streuung an Störstellen auftritt. Dies führt zu einer Verstärkung der Rückstreuung der Elektronen und somit zu einer Erhöhung des Widerstandes [Ber84, Kav84, Lee85]. In einer Domänenwand führt die inhomogene Magnetisierung zu einer Zerstörung der Phasenkohärenz der Elektronen, so dass die schwache Lokalisierung abgebaut wird und der Widerstand sinkt. Durch Anlegen eines Sättigungsfeldes werden die Domänenwände zerstört und die schwache Lokalisierung wieder hergestellt. Folglich erhöht sich dann gemäß Tataru und Fukuyama auch wieder der Widerstand.

Im Modell von van Gorkom *et al.* wird postuliert, dass der DWMR entweder positiv oder negativ sein kann [Gor99]. Durch die nonkollineare Anordnung der Spins innerhalb der DW wird das effektive Austauschfeld reduziert. Dadurch kommt es zu einer Umverteilung der Ladungsträger zwischen dem Minoritäts- und dem Majoritätsband. In Abhängigkeit von der Relaxationszeit in den Spin- $\uparrow$  und Spin- $\downarrow$  Kanälen kann dies zu einer Erhöhung oder Erniedrigung des Widerstandes führen. Der Betrag dieses Effektes lag dabei in derselben Größenordnung wie beim Modell von Levy und Zhang. Weitere Arbeiten zur Theorie des DWMR befinden sich in den Referenzen [Sim01, Ber02, Dug03, Zha03, Fal04, Ber07, Her08, Wic09]. Von den vorgestellten Mechanismen wurde im Wesentlichen das von Viret sowie Levy und Zhang entwickelte Modell des Spin-Mistracking weiterentwickelt und für Spezialfälle diskutiert. Für einen genaueren Überblick über die vorhandenen theoretischen Arbeiten sind ebenso die Übersichtsartikel von Kent *et al.* und Marrows zu empfehlen [Ken01, Mar05].

#### 3.2.8.3. Stand der Forschung

Neben den anfangs erwähnten frühen Untersuchungen aus den 1970er Jahren wurden im Jahre 1996 durch die Arbeiten von Gregg *et al.* sowie Viret *et al.* neue

<sup>23</sup>Folglich gilt  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} \propto 1/\delta_{\text{DW}}^2$ .

Untersuchungen zum DWMR veröffentlicht [Gre96, Vir96]. Allerdings wurden dort auch nur ausgedehnte dicke Co- bzw. Ni-Filmstrukturen im Multidomänenzustand untersucht, so dass die Messungen keinerlei Auskunft über die Widerstandserhöhung pro Domänenwand liefern konnten.

Um den DWMR vernünftig quantifizieren zu können, sind mehrere Voraussetzungen nötig. Zum einen sollte die Mikrostruktur vollständig bekannt sein. Dazu gehört eine genaue Kenntnis der Domänenwanddicke. Dies lässt sich beispielsweise durch Verwendung schmaler Drähte realisieren, in denen die Drahtbreite in derselben Größenordnung wie die Domänenbreite liegt, da sich in diesem Fall zwecks Minimierung von Domänenwandenergie ein Streifendomänenmuster ausbildet. Durch Fortschritte in der UV-Lithographie konnten Anfang der 1990er Jahre erstmals Drähte im Submikrometerbereich hergestellt werden [Fre09]. Weiterhin sollte eine komplexe Mikrostruktur vermieden werden. So tritt beispielsweise bei Proben mit in der Ebene liegender Magnetisierung immer ein zusätzlicher Beitrag vom AMR auf, der in den Messungen noch korrigiert werden muss [Tan99, Pri03, Krz08, Bog09, Ham11, Has11]. Dieses Problem tritt auch bei dicken epitaktischen Filmen mit senkrechter Magnetisierung auf, da sich an den Oberflächen Abschlussdomänen ausbilden können [Gre96, Rüd99, Ken01, Kni04].

Generell gut geeignet für Messungen des DWMR sind schmale Drähte mit einem dünnen senkrecht magnetisierten Film, da dort keine komplexe Mikrostruktur vorliegt und der Strom einem wohldefiniertem Pfad folgt. Außerdem liegen die DW als Bloch-Wand vor (siehe Abschnitt 2.3), so dass in einer CPW-Geometrie ein extrinsischer AMR-Beitrag ausgeschlossen werden kann. Zudem ist, laut dem Modell von Levy und Zhang, in CPW-Geometrie ein höherer Widerstandsbeitrag zu erwarten (verglichen mit einer CIW-Anordnung) [Lev97]. Allerdings liefert eine Bloch-Wand noch einen zusätzlichen extrinsischen Beitrag aufgrund des AIMR, da die Magnetisierung innerhalb der Wandebene rotiert [Kob11]. Generell gilt für den spezifischen Widerstand einer Domänenwand:

$$\Delta\rho_{\text{DWMR}} = f \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{b \cdot d}{\delta_{\text{DW}}} \cdot \Delta R_{\text{DWMR,exp}} \quad (3.22)$$

Dabei bezeichnet  $f$  den sogenannten Shunt-Faktor, der berücksichtigt, dass in einer Mehrfachlagenschicht, wie z.B. Co/Pt, immer nur ein Bruchteil des Stroms durch die magnetische Schicht fließt ( $f = I_{\text{ges}}/I_{\text{Co}}$ ). Die Anzahl der vorhandenen Domänenwände wird mit  $n$  bezeichnet, während  $b$  die Breite des Drahtes,  $d$  die Dicke der magnetischen Schicht und  $\delta_{\text{DW}}$  die Domänenwandbreite angibt. Die experimentell gemessene Widerstandsänderung aufgrund einer Änderung der Domänenwandanzahl wird durch  $\Delta R_{\text{DWMR,exp}}$  repräsentiert. Im Folgenden werden die ermittelten Ergebnisse aus einigen wichtigen Arbeiten vorgestellt.

Ein häufig für Domänenwandwiderstandsmessungen verwendetes Materialsystem ist  $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ . In Proben mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung wurde ein positiver DWMR gefunden, auch wenn dieser, bezogen auf eine einzelne Domänenwand, bisher noch nicht quantifiziert wurde [Rav99, Vir00, Dan02, Mar04]. Für reine Fe-Systeme mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Ebene sind die Untersuchungen widersprüchlich. So gibt es Veröffentlichungen, die von einem negativen

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

DWMR berichten und dieses mit dem von Tatara und Fukuyama entwickelten Modell des Abbaus der schwachen Lokalisierung erklären [Rüd98, Ele10]. Im Gegensatz dazu wird in anderen Veröffentlichungen von einem positiven DWMR berichtet. So wurde beispielsweise von Vandezande *et al.* ein spezifischer Widerstandsanstieg von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} = 0,09 \mu\Omega\text{cm}$  pro Domänenwand gefunden [Van09]. Hassel *et al.* berichten von einer Widerstandserhöhung pro Domänenwand von  $\Delta R_{\text{DWMR}} = (1,5 \pm 0,1) \text{m}\Omega$ , bzw.  $\Delta R_{\text{DWMR}}/R_0 = 0,4 \cdot 10^{-4}$  [Has09, Has11] und erklären diese mit dem Modell von Levy und Zhang<sup>24</sup>.

Ebenfalls gut geeignet für die Untersuchung vom DWMR sind dünne Co- bzw. Co/Pt-Systeme mit senkrechter Magnetisierung. In diesen Systemen konnte ebenfalls ein positiver Widerstandsanstieg aufgrund von Domänenwänden beobachtet werden [Rad00, Dum04, Lev05, Lee06]. Solche beschriebenen Schichtsysteme bilden sehr schmale Bloch-Wände aus. In Abhängigkeit von der Größe der Anisotropiekonstanten (siehe Abschnitt 2.3) liegen sie meist im Bereich von 10 - 20 nm. Wie bereits in Abschnitt 3.2.8.2 erwähnt, steigt der DWMR mit abnehmender Domänenwandbreite an (nach dem Modell von Levy und Zhang mit  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} \propto 1/\delta_{\text{DW}}^2$ ), so dass ein hoher Effekt zu erwarten ist. Beispielsweise konnte bei Leven *et al.* ein Widerstandsanstieg von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} = 0,23 \mu\Omega\text{cm}$  festgestellt werden [Lev05]. Allerdings lag kein Draht mit einer abzählbaren Anzahl an Domänen vor. Vielmehr wurde mittels Monte-Carlo Simulationen die Anzahl der Domänenwände abgeschätzt, aber nicht experimentell nachgeprüft. Außerdem wurde die Widerstandsdifferenz in transversaler Geometrie von technischer Sättigung bis zum Multidomänenzustand im Nullfeld komplett durch den DWMR erklärt. Da der AIMR zum Zeitpunkt der Messung noch nicht bekannt war, wurde dieser bei der Interpretation der Ergebnisse nicht mit berücksichtigt.

Um einzelne Domänen im Draht zu erzeugen, kann durch einen moderaten Ionenbeschuss an einzelnen ausgewählten Stellen im Draht die Anisotropie lokal abgesenkt werden [Dev00, Dev01, Hyn01, Vie02, Lee06, Fas08, Jaw09]. Dadurch wird die Koerzitivitätsfeldstärke erniedrigt und die Nukleation einzelner Domänen ermöglicht. Außerdem wirkt sich der durch Ionenbeschuss induzierte Unterschied in der Anisotropie wie eine Energiebarriere für die Domänenwand aus (siehe Gl. 2.24).

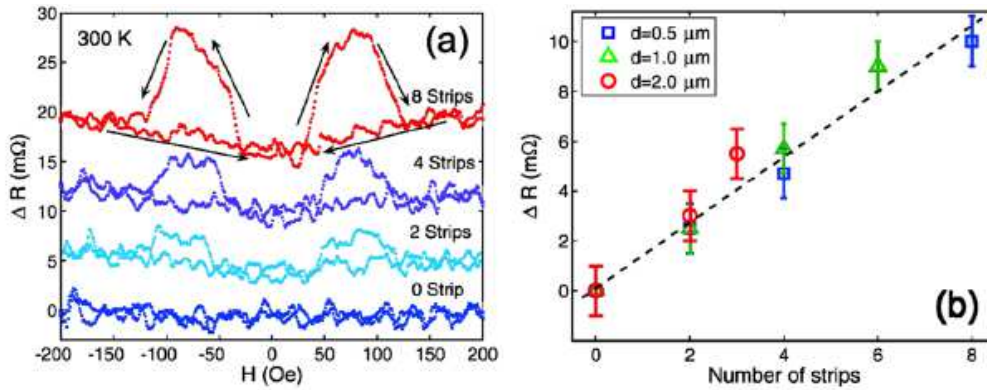
Angewandt wurde dieses Verfahren beispielsweise in den Untersuchungen von Aziz *et al.*, die erstmals den Widerstandsbeitrag einzelner Domänenwände quantifizieren konnten [Azi06a, Azi06b]. An 16  $\mu\text{m}$  langen und 1  $\mu\text{m}$  breiten  $\text{Pt}_{3,5}/\text{Co}_{0,6}/\text{Pt}_{1,6}$ -Drähten<sup>25</sup> wurde mittels  $\text{Ga}^+$ -Ionenbeschuss ein Streifenmuster erzeugt, wodurch anhand von Magnetkraftmikroskopie (MFM) Aufnahmen überprüft, bis zu 16 Domänenwände erzeugt werden konnten<sup>26</sup>. Dabei wurde mittels Ionenbeschuss der Winkel  $\theta$  der Streifen zur Stromrichtung von  $90^\circ$  bis  $30^\circ$  variiert, um die Winkelabhängigkeit und insbesondere den Unterschied zwischen CPW und CIW-Geometrie zu quantifizieren. In feldstärkeabhängigen Messungen, gezeigt in Abb. 3.14 (a) (Feldrichtung

<sup>24</sup>Angaben zum spezifischen Widerstand wurden hierbei allerdings nicht durchgeführt, so dass die präsentierten Ergebnisse quantitativ nicht mit denen aus anderen Literaturquellen vergleichbar sind, wo auch zusätzlich ein Wert für  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  ermittelt wurde.

<sup>25</sup>Bei dieser Schreibweise wird die Schichtdicke immer in Nanometern angegeben.

<sup>26</sup>Jeder Streifen besitzt beim Domänenzerfall zwei Domänenwände.





**Abbildung 3.14.:** (a) Feldabhängige CPW-Widerstandsmessung von 16  $\mu\text{m}$  langen und 1  $\mu\text{m}$  breiten  $\text{Pt}_{3,5}/\text{Co}_{0,6}/\text{Pt}_{1,6}$  Drähten. Zur besseren Darstellung wurden die Messungen mit einem Offset versehen. Während des Ummagnetisierungsvorganges kommt es zum Domänenzerfall und einer damit vorhandenen Widerstandserhöhung durch die Domänenwände. (b) Maximale Widerstandsänderungen als Funktion der Anzahl der bestrahlten Streifen. Abbildungen aus [Azi06b].

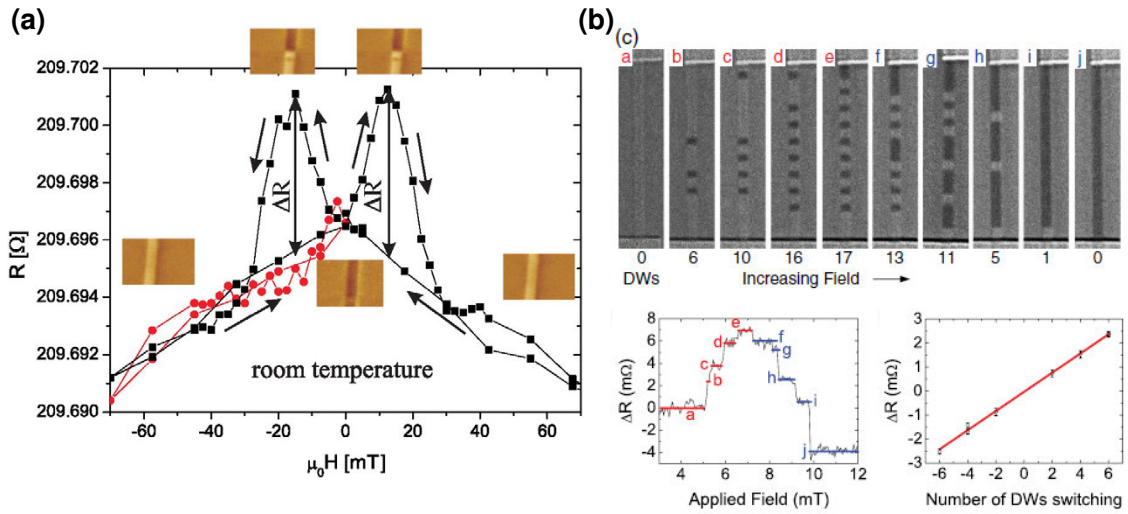
senkrecht zur Probenebene), wurde dabei abhängig von der Anzahl der Domänenwände ein Widerstandsanstieg von einigen  $\text{m}\Omega$  beobachtet. Dieser hängt, wie in Abb. 3.14 (b) zu sehen, linear von der Anzahl der Domänenwände ab.

Für die CPW-Geometrie wurde pro Domänenwand ein Widerstandsanstieg von  $\Delta R \approx 0,62 \text{ m}\Omega$  gemessen, was einem spezifischen Widerstand von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CPW}) = 0,23 \mu\Omega\text{cm}$  entspricht. Der Shunt-Faktor wurde dabei mit Hilfe eines Parallelschaltungsmodells auf  $f = 6,66$  abgeschätzt, das heißt der Co-Stromanteil beträgt 15%. Für die Domänenwandbreite wurde  $\delta_{\text{DW}} = 15 \text{ nm}$  angenommen. Dieser Wert wurde aber nicht anhand von Anisotropiemessungen und unter Ausnutzung von Gl. 2.23 bestimmt, sondern aus anderen Literaturquellen übernommen [Rüd99, Kni05]. Das Magnetowiderstandsverhältnis beträgt  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CPW})/\rho_0 = 0,1\%$  und liegt damit deutlich unter dem von Levy und Zhang abgeschätzten Wertebereich. In CIW-Geometrie beträgt der spezifische Widerstand  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CIW}) = 0,035 \mu\Omega\text{cm}$ . Daraus ergibt sich ein Widerstandsverhältnis von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CIW})/\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CPW}) = 0,15 \pm 0,02$ , wodurch mit dem Modell von Levy und Zhang für das in Gl. 3.6 eingeführte spezifische Widerstandsverhältnis aus Majoritäts- und Minoritätsladungsträgern ein realistischer Wert von  $\alpha \approx 5,5$  bestimmt wurde [Azi06b]<sup>27</sup>.

Die Vermessung der Widerstandserhöhung aufgrund einer einzelnen Domänenwand wurde erstmalig von Hassel *et al.* berichtet [Has06]. Ein 2,6  $\mu\text{m}$  langer und 415 nm breiter  $(\text{Co}_{0,25}/\text{Pt}_{0,95})_7$ -Draht (auf einer 5 nm Pt Wachstumsschicht) wurde ebenfalls mit  $\text{Ga}^+$ -Ionen bestrahlt, um in einer CPW-Geometrie an den gewünschten Abschnitten des Drahtes Nukleationszentren für Domänen zu erzeugen. Wie in Abb. 3.15 (a) zu sehen, konnte beim Messen des Widerstandes unter Durchfahren der in senkrecht zur Probenebene angelegten Feldstärke für kleine Feldstärken ein signifikanter Widerstandssprung von  $\Delta R \approx 4 \text{ m}\Omega$  beobachtet werden. Anhand von anschließenden MFM Aufnahmen konnte nachgewiesen werden, dass sich bei

<sup>27</sup>In Volumenkobalt beträgt das Verhältnis  $\alpha \approx 4$  [Pap86].

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten



**Abbildung 3.15.:** (a) Feldabhängiges Widerstandesverhalten in einem  $2,6 \mu\text{m}$  langen und  $415 \text{ nm}$  breiten  $(\text{Co}_{0,25}/\text{Pt}_{0,95})_7$ -Draht, gemittelt über 4 Messzyklen. Die eingefügten Bilder zeigen den mittels AFM aufgenommenen Domänenzustand. Durch die Domänenwand kommt es zu einer Widerstandserhöhung  $\Delta R$  gegenüber dem eindomänen Zustand (rote Kurve), Abbildung aus [Has06]. (b) Widerstandsverhalten eines  $1,5 \mu\text{m}$  breiten und  $60 \mu\text{m}$  langem  $\text{Pt}_4/\text{Co}_{0,5}/\text{Pt}_2$ -Drahtes als Funktion der Feldstärke (Bild unten links). Mit zunehmender Feldstärke können weitere Domänen in dem mit Ionenbeschuss vorbehandelten Bereich nukleieren, wodurch der Widerstand sprunghaft ansteigt und mit abnehmender Domänenwandanzahl wieder absinkt. Wie unten rechts zu sehen, existiert eine lineare Abhängigkeit von  $\Delta R$  zur Anzahl der Domänenwände. Die zu den einzelnen Widerstandsniveaus korrespondierenden Domänenzustände (abgebildet im oberen Teil des Bildes) wurden mittels Kerr Mikroskopie aufgenommen, Abbildung aus [Fra12b].

den entsprechenden Feldstärken eine Domänenwand im Draht ausbildet und somit die Widerstandsänderung dieser einen Domänenwand zuzuschreiben ist. Für den spezifischen Widerstand der Domänenwand wurde  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} = 0,6 \mu\Omega\text{cm}$  ermittelt. Dabei wurde der Shunt-Faktor  $f$  mit Hilfe einer Vergleichsmessung von  $\rho_{\text{Pt}}$  an einem einzelnen  $5 \text{ nm}$  dicken Pt Draht bestimmt und beträgt  $f = 1,4$  ( $I_{\text{Co}}/I_{\text{ges}} = 0,71$ )<sup>28</sup>. Die Domänenwandbreite wurde mit Hilfe von Gl. 2.23 auf  $\delta_{\text{DW}} = 7 \text{ nm}$  abgeschätzt. Das relative Magnetowiderstandsverhältnis beträgt hier  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 = (1,8 \pm 0,2)\%$  und liegt damit im unteren Bereich der Abschätzung aus dem Modell von Levy und Zhang [Lev97].

Ein Problem bezüglich der systematischen Untersuchung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  besteht darin, den Einfluss des Ionenbeschusses auf die Domänenwandbreite zu bestimmen. Aus diesem Grund haben Franken *et al.*, bevor sie ihre eigentlichen Messungen zum DWMR durchgeführt haben, zuerst die Anisotropie in Abhängigkeit von der Ionendosis ermittelt [Fra12a]. Anschließend wurde mittels Ionenbeschuss auf mehreren  $1,5 \mu\text{m}$  breiten und  $30 \mu\text{m}$  langem  $\text{Pt}_4/\text{Co}_{0,5}/\text{Pt}_2$ -Drähten mit unterschiedlicher Do-

<sup>28</sup>Bei diesem Verfahren wurden allerdings keine Streubeiträge aufgrund von Grenzflächen mit berücksichtigt.

sis ein Streifenmuster eingepägt. Wird nun ein Magnetfeld angelegt, so wurde mit Hilfe von Kerr-Mikroskopie beobachtet, wie mit steigenden Feld sukzessive in den mit Ionenbestrahlung behandelten Bereichen Domänen nukleieren und gleichzeitig der Widerstand mit der Anzahl der Domänenwänden sprunghaft ansteigt (siehe Abb 3.15 (b)) [Fra12b]. Die Besonderheit bei diesen Untersuchungen liegt darin, dass hier erstmals synchron der Widerstand aufgenommen und der Domänenzustand beobachtet wurde, während beispielsweise in der Arbeit von Hassel *et al.* die MFM Aufnahmen erst nach den Widerstandsmessungen durchgeführt wurden. Das ermöglichte eine zuverlässige Korrelation von Widerstand und Domänenzustand.

Die Breite der Domänenwände wurde mit Hilfe der ermittelten Anisotropien und unter Ausnutzung von Gl. 2.23 bestimmt und ergab, je nach Ionendosis ( $0,5 - 0,8 \cdot 10^{13}$  Ionen/cm<sup>2</sup>), eine Breite von 30 bis 95 nm. Zur Bestimmung des Shunt-Faktors wurde das Schichtsystem als Parallelschaltung aufgefasst und das in Abschnitt 3.1.2 vorgestellte Fuchs-Sondheimer Modell verwendet<sup>29</sup>. Demzufolge fließt nur 3 % des Gesamtstromes durchs Co (somit ist  $f = 33,3$ ). In Abhängigkeit von der Domänenwandbreite lag der DWMR somit im Bereich von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} = 0,1 - 0,8 \mu\Omega\text{cm}$ , was einer Widerstandsänderung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 = 0,1\% \text{ bis } 0,75\%$  entspricht. Der DWMR zeigt dabei das von Levy und Zhang berechnete  $\Delta\rho_{\text{DWMR}} \propto 1/\delta_{\text{DW}}^2$  Verhalten, liegt aber quantitativ eine Größenordnung unterhalb des abgeschätzten Wertebereichs [Lev97]. Weiterhin haben Franken *et al.* behauptet, dass ein zusätzlicher extrinsischer Beitrag aufgrund des AIMR ausgeschlossen werden könne. Sie argumentieren, dass ansonsten der DWMR mit zunehmender Domänenwandbreite ansteigen würde, was wiederum im Widerspruch zu ihren Beobachtungen steht. Diese Argumentation ist allerdings unschlüssig. Es stimmt zwar, dass der AIMR-Beitrag einer Domänenwand mit zunehmender Wandbreite linear anwächst. Allerdings führt der AIMR zu einer Reduzierung und nicht Erhöhung vom experimentell bestimmten DWMR, also  $\Delta R_{\text{DWMR,exp}} = \Delta R_{\text{DWMR}} - \Delta R_{\text{AIMR,DW}}$  [Kob11, Kob13]. Für eine korrekte Untersuchung des DWMR in Abhängigkeit der Domänenwandbreite hätten Franken *et al.* für alle untersuchten Proben den AIMR-Beitrag bestimmen und den gemessenen Wert  $\Delta R_{\text{DWMR,exp}}$  entsprechend um  $\Delta R_{\text{AIMR,DW}}$  korrigieren müssen.

Der Vollständigkeit halber wird noch die Veröffentlichung von Li *et al.* erwähnt, die von einem riesigen DWMR in einer Tb<sub>30</sub>Fe<sub>58</sub>Co<sub>12</sub>-Legierung berichten [Li11]. Dort wurden vier 40 nm dicke, 85  $\mu\text{m}$  lange und 35  $\mu\text{m}$  breite Drähte untersucht. Das System weist eine senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung auf und die DW liegen als Bloch-Wände vor. Ähnlich wie in der Arbeit von Aziz *et al.* wurde dabei mit Ga<sup>+</sup>-Ionenbeschuss in bis zu zehn Streifen die Anisotropie abgesenkt, um in feldabhängigen Messungen die Widerstandserhöhung  $\Delta R$  in Abhängigkeit der Anzahl der Domänenwände zu untersuchen. Dabei wurde eine relative Widerstandsänderung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 = (18,7 \pm 2,8)\%$  ermittelt. Diese liegt über der Abschätzung aus dem Modell von Levy und Zhang [Lev97] und mehr als eine Größenordnung oberhalb der bisher veröffentlichten Ergebnisse. Die Domänenwandbreite wurde mit Hilfe von Gl. 2.23 auf 10 nm abgeschätzt. Der Vorteil dieses Materialsystems besteht darin, dass kein parasitärer Shunt durch nicht magnetische Schichten vorliegt und

<sup>29</sup>Als Modellparameter wurden hierfür die Ergebnisse aus Referenz [Cor10] verwendet.

### 3. Widerstandsverhalten in dünnen magnetischen Schichten

somit der Strom komplett durch die magnetische Legierung fließt. Eine Quantifizierung möglicher Einflüsse der Textur und der Grenzflächen auf den Magnetowiderstand wurden nicht untersucht. Da die Proben relativ dick sind, sollten Grenzflächen Einflüsse gering und aufgrund der amorphen Struktur kristalline MR-Effekte vernachlässigbar sein.

Es bleibt also festzuhalten, dass von den bisher durchgeführten Untersuchungen zum Domänenwandwiderstand der extrinsische Beitrag aufgrund des AIMR noch nicht berücksichtigt wurde. Ebenso liegen noch keine Messungen an „natürlichen“ einzelnen Domänenwänden vor. Gemeint sind damit Domänenwände, die nicht künstlich durch Absenken der Anisotropie aufgrund von Ionenbeschuss erzeugt werden. Da durch den Ionenbeschuss auch Fremdatome im Material deponiert werden, wirkt sich das nicht nur auf die Anisotropie, sondern zu einigen Prozent auch auf den Widerstand aus (beispielsweise 2,5% bei Aziz *et al.* [Azi06b]). Probleme in der Abschätzung der Domänenwandbreite kommen hinzu, wenn berücksichtigt wird, dass sich der Ionenbeschuss nicht nur direkt auf den beschossenen Bereich, sondern auch auf die unmittelbare Umgebung auswirkt. So beträgt aufgrund Strahlprofils, abhängig vom Targetmaterial und der Kristallstruktur, in lateraler Richtung der Bereich, in dem die magnetischen Eigenschaften durch den Beschuss mit 30 keV Ga<sup>+</sup>-Ionen verändert werden, 5 – 50 nm [Vol07]. Bei Messungen mit variierender Feldstärke kommt noch hinzu, dass mit ausreichender Feldstärke die Domänenwände wandern können, somit die künstliche Energiebarriere überspringen und in den unbebestrahlten Bereich vordringen [Azi06b, Has06]. Da dort die Anisotropie größer ist, verkleinert sich die Wandbreite. Dies erschwert eine sinnvolle Abschätzung der Domänenwandbreite und folglich auch des Domänenwandwiderstandes. Eine weitere Fehlerquelle bleibt die Abschätzung des Stromanteils, der durch das Co fließt. Deren quantitative Bestimmung mittels Anwendung des Fuchs-Sondheimer Modells auf das dickenabhängige Verhalten des spezifischen Widerstandes (wie beispielsweise in der Dissertation von A. Kobs vorgestellt [Kob13]) wurde in den bisherigen Arbeiten zum DWMR ebenfalls nicht durchgeführt.

## 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren

Zur Untersuchung von magnetischen Eigenschaften existieren eine Reihe von verschiedenen Messmethoden. Dabei kann unterschieden werden zwischen Verfahren, die eine direkte Abbildung der Domänenstruktur ermöglichen und solchen, die anhand der Messung einer physikalischen Größe das Ummagnetisierungsverhalten darstellen können. Im Folgenden sollen die für diese Arbeit verwendeten magnetischen Charakterisierungsverfahren vorgestellt werden. Dafür wird zuerst in Abschnitt 4.1 auf die Röntgenholografie als direktes Abbildungsverfahren eingegangen. Anschließend wird der magneto-optische Kerr-Effekt in Abschnitt 4.2 erklärt. Dieser kann zur Darstellung des Ummagnetisierungsverhaltens genutzt werden. Außerdem kann er mit der im letzten Abschnitt 4.3 vorgestellten Kerr-Mikroskopie zur direkten Domänenabbildung verwendet werden.

### 4.1. Fourier-Transformations-Röntgenholografie

Die Fourier-Transformations-Röntgenholografie<sup>1</sup> ist ein linsenloses Verfahren zur Abbildung magnetischer Strukturen im Nanometerbereich [Eis04]. Entwickelt wurde das Konzept der Holografie 1948 von D. Gabor als Methode zur Verbesserung von Elektronenmikroskopen [Gab48]. Während bei konventioneller Fotografie stets nur die Amplitude aufgenommen wird, basiert die Holografie auf der Überlagerung des gestreuten Objektbildes mit einer Referenzwelle [Gab71, Ack07]. Auf diese Weise kann die gesamte Information der Wellenfront im Hologramm gespeichert werden, so dass dadurch die Phaseninformation im entstehenden Hologramm wiedergewonnen werden kann. In der Fotografie werden dadurch beispielsweise dreidimensional erscheinende Aufnahmen ermöglicht.

Die räumliche Auflösung optischer Abbildungsmethoden ist letztlich limitiert durch die Wellenlänge der verwendeten elektromagnetischen Strahlung. Während die Auflösung im sichtbaren Licht zwischen 200 und 300 nm liegt, kann bei Röntgenstrahlung eine Auflösung im Nanometerbereich realisiert werden. Da es aber keine refraktiven optischen Linsen für Röntgenstrahlung gibt, bietet sich die FTH als eine Möglichkeit zur Bildgebung mit Röntgenstrahlung an<sup>2</sup>. Vorgeschlagen und theoretisch beschrieben wurde die FTH für Röntgenstrahlen 1964 erstmals von Stroke und Falconer sowie Winthrop und Worthington [Str64, Str65, Win65]. Dabei wird ein kohärenter Röntgenstrahl in einen Objekt- und einen punktförmigen Referenzstrahl

---

<sup>1</sup>Englisch: Fourier transform X-ray holography (FTH)

<sup>2</sup>Daneben gibt es noch die direkte Abbildung über Fresnelsche-Zonenplatten, die eine Fokussierung der Röntgenstrahlung ermöglichen. Diese sind in der Herstellung allerdings sehr aufwendig.

## 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren

aufgeteilt. Wichtig hierbei ist, dass beide Quellen von derselben Ebene ausgehen. Die anschließende Bildrekonstruktion erfolgt über eine einfache Fouriertransformation. Die erste experimentelle Rekonstruktion eines Röntgenhologramms wurde 1972 von Aoki durchgeführt [Aok72], während Mc. Nulty *et al.* 1992 an Goldstrukturen bereits eine Auflösung von 60 nm erreicht hatten. Die Probe wurde dabei mit einem Röntgenstrahl der Wellenlänge  $\lambda = 3,4 \text{ nm}$  beleuchtet, während zur Erzeugung des punktförmigen Referenzstrahls eine Fresnelsche Zonenplatte genutzt wurde.

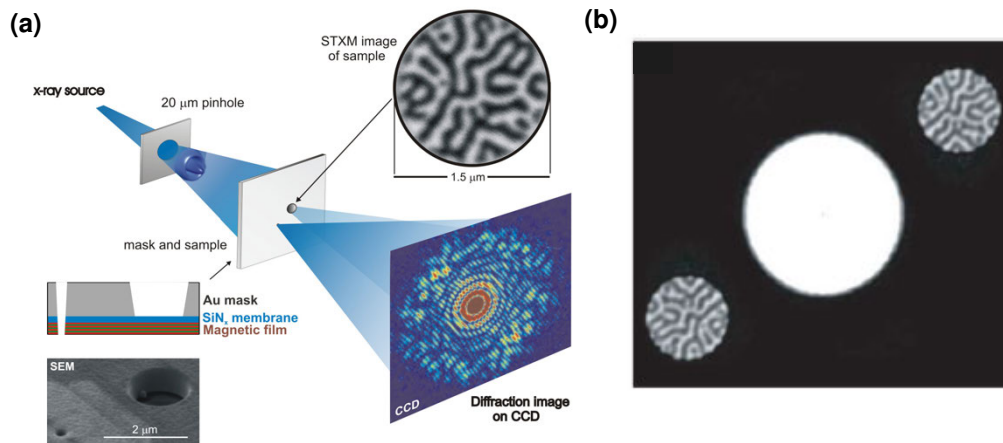
Die erste magnetische Abbildung mit FTH wurde 2004 von Eisebitt *et al.* durchgeführt [Eis04]. Wie in Abb. 4.1 dargestellt, wurde mit einer Auflösung von 50 nm die Domänenstruktur einer  $(\text{Co}_{0,4}/\text{Pt}_{0,7})_{50}$ -Multilage abgebildet und mit einem Raster-Transmissions-Röntgenmikroskopbild<sup>3</sup> verglichen. Die verwendete Wellenlänge betrug  $\lambda = 1,59 \text{ nm}$ . Dies entspricht einer Energie von 778 eV und liegt somit im Bereich der weichen Röntgenstrahlung. Weiterhin wurde die Optik verbessert, so dass zur Erzeugung des Referenzstrahls keine Zonenplatte mehr nötig war. Als Basis für das Probensystem wurde eine  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran auf einem Silizium-Substratträger verwendet. Die Membran war auf der dem Strahl abgewandten Seite mit dem magnetischen Film bedeckt (magnetische leichte Richtung senkrecht zur Probenebene), während die dem Strahl zugewandte Seite 600 nm hoch mit Gold beschichtet war. Die Dicke der Goldschicht wurde so gewählt, dass sie für die weiche Röntgenstrahlung intransparent ist. Mittels fokussierter Ionenstrahlen wurde in einem kreisrunden Bereich mit 1,5  $\mu\text{m}$  Durchmesser die Goldschicht bis zur Membran abgetragen, so dass dadurch das Sichtfeld auf das Objekt freigelegt wurde. In einem Abstand von 3  $\mu\text{m}$  zum Objektloch wurde ein weiteres Loch mit 350 nm Durchmesser gebohrt. Dabei wurde nicht nur die Goldschicht, sondern auch die darunter liegende  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran sowie der magnetische Co/Pt-Film komplett abgetragen. Der Austrittsdurchmesser des gebohrten Loches beträgt 100 nm und bildet die Quelle des Referenzstrahls. Im Folgenden soll näher auf die Funktionsweise vom magnetischen Kontrastmechanismus der FTH eingegangen werden, bevor anschließend wesentliche Weiterentwicklungen, unter anderem das Röntgen-Holographie Mikroskop, vorgestellt werden.

### 4.1.1. Magnetischer Kontrastmechanismus

Der für die Kontrastgewinnung in der FTH zugrunde liegende Prozess ist der zirkulare magnetische Röntgendichroismus<sup>4</sup> [Stö95, Stö99, Yok08]. Der XMCD beschreibt die Abhängigkeit der Absorption von zirkular polarisiertem Licht in ferromagnetischen Proben. Er wurde erstmals 1987 von Schütz *et al.* an der Eisenkante beobachtet [Sch87]. Dabei hängt die Absorption von der Polarisationsrichtung der Strahlung relativ zur Ausrichtung der Magnetisierung in den jeweiligen Domänen ab. Der XMCD beruht darauf, dass resonantes zirkular polarisiertes Licht Elektronenübergänge anregt, deren Wahrscheinlichkeit durch die Auswahlregeln vorgegeben ist. Folgende Definitionen werden gemacht: bei rechts-zirkular polarisiertem Licht (RZP) ist der Photonenimpuls  $\mathbf{L}_{\text{Ph}} = \hbar$  parallel zum Wellenvektor  $\mathbf{k}$ , also  $\mathbf{L}_{\text{Ph}} \uparrow\uparrow\mathbf{k}$ . In dem Fall wird auch von einer positiven Helizität ( $\sigma^+$ ) gesprochen. Im Falle von links-zirkular polarisiertem (LZP) Licht gilt hingegen  $\mathbf{L}_{\text{Ph}} \uparrow\downarrow\mathbf{k}$  mit  $\mathbf{L}_{\text{Ph}} = -\hbar$ . Die Helizität ist

<sup>3</sup>Englisch: Scanning transmission X-ray microscopy (STXM)

<sup>4</sup>Englisch: X-ray circular dichroism (XMCD)



**Abbildung 4.1.:** (a) Schema der FTH nach Eisebitt *et al.* [Eis04]. Der Objektstrahl streut an der magnetischen Schicht, während der Referenzstrahl ungehindert die Probenstruktur passiert. Das Interferenzbild aus beiden Strahlen wird auf einem CCD-Schirm aufgenommen. Die verwendete Probenstruktur ist unten links schematisch im Querschnitt und mit einer SEM Aufnahme abgebildet, während oben rechts die zu Vergleichszwecken mit STXM aufgenommene Domänenstruktur gezeigt wird. (b) Aus dem Differenz-Hologramm rekonstruierte Domänenstruktur, ebenfalls aus [Eis04].

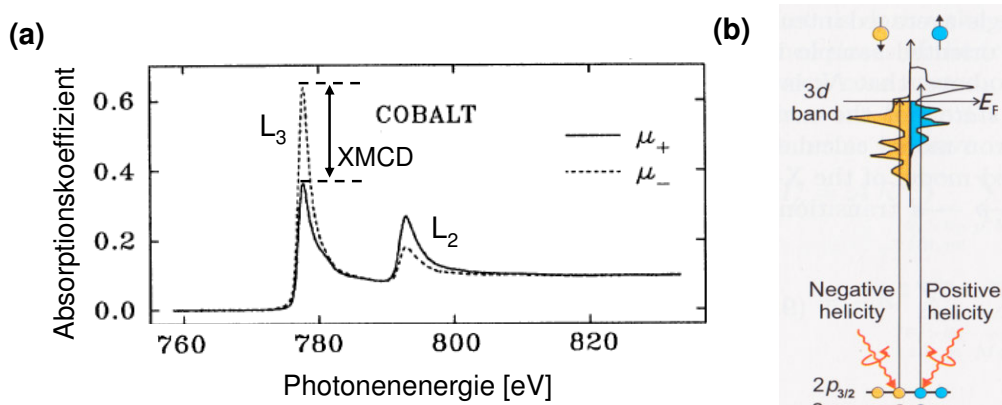
negativ ( $\sigma^-$ ). Der Absorptionskoeffizient für RCP (LCP) Licht wird mit  $\mu^+$  ( $\mu^-$ ) bezeichnet.

In Abbildung 4.2 (a) ist das polarisationsabhängige Spektrum von Kobalt dargestellt [Che95]. Es zeigt sich deutlich, dass sich die Absorptionskoeffizienten abhängig von der Helizität an der  $L_2$  und  $L_3$ -Kante voneinander unterscheiden. An der  $L_3$  ( $L_2$ )-Kante findet bei Absorption eines Photons ein Übergang vom  $2p_{3/2}$  ( $2p_{1/2}$ )-Zustand zu den  $3d$ -Niveaus statt. Dabei überträgt das Photon aufgrund der Drehimpulserhaltung seinen Drehimpuls auf das Elektron, wobei aufgrund der Spin-Bahnwechselwirkung der Photonendrehimpuls teilweise auf den Elektronenspin übertragen werden kann. Die angeregten Photoelektronen sind somit spinpolarisiert, wobei die Spinpolarisation von der Helizität der einfallenden Photonen abhängt. Da auch die beiden  $p$ -Zustände mit  $2p_{3/2}$  ( $j=l+s$ ) und  $2p_{1/2}$  ( $j=l-s$ ) eine entgegengesetzte Spin-Aufspaltung haben, wird an beiden Kanten ebenfalls eine entgegengesetzte Spinpolarisation erzeugt. Wie bereits in Abschnitt 3.1.3 geschildert, gibt es im Ferromagneten aufgrund der Austauschwechselwirkung eine Aufspaltung der Bänder in Majoritäts- und Minoritätsladungsträger. Dieses Verhalten wird in Abb. 4.2 (b) schematisch abgebildet.

Die  $3d^\downarrow$ -Zustände sind fast komplett gefüllt, während im  $3d^\uparrow$ -Band noch viele freie Zustände vorhanden sind. So werden beispielsweise an der  $L_3$ -Kante für RZP-Photonen hauptsächlich Spin-up Elektronen angeregt, für die es im  $3d^\uparrow$ -Band ausreichend freie Zustände gibt. Bei LZP-Photonen gibt es für die mehrheitlich angeregten Spin-down Elektronen weniger freie Zustände im  $3d$ -Band, so dass dadurch weniger Absorptionsprozesse möglich sind. Der XMCD gibt den Absorptionsunterschied von RZP und LZP Photonen wieder und dient somit als Detektor für die Zustandsdichte im  $3d$ -Band. In einem nicht-ferromagnetischen Material wäre aufgrund der



#### 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren



**Abbildung 4.2.:** (a) Energieabhängiges Absorptionsprofil von Kobalt gemäß [Che95]. Während an der  $L_3$ -Kante die Absorption von RZP Photonen höher ist, ist an der  $L_2$ -Kante die Absorption von LZP Photonen stärker. (b) Schematische Darstellung des XMCDs an der  $L_3$ -Kante am Beispiel für Eisen, Abbildung aus [Stö06].

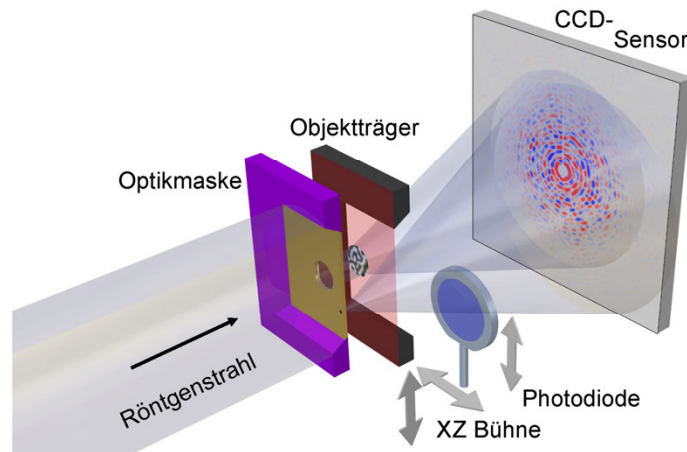
nicht vorhandenen 3d-Bandaufspaltung der XMCD nicht vorhanden. Die in dieser Arbeit mittels Röntgenholografie aufgezeichneten Bilder wurden alle an der Kobalt  $L_3$ -Kante bei 778 eV aufgenommen, da dort, wie aus Abb. 4.2 (a) zu erkennen, der XMCD am größten ist.

#### 4.1.2. Weiterentwicklungen der Röntgenholografie

In den letzten Jahren wurden eine Reihe von Weiterentwicklungen der FTH sowohl in der experimentellen Umsetzung als auch der Bildrekonstruktion vorgestellt [San07, Sta08, San09, Gui10]. Erwähnenswert sei hierbei z.B. die Arbeit von Schlotter *et al.*, in der die Anzahl der Referenzstrahlröcher auf fünf erhöht wurde [Sch06]. Diese sind äquidistant um das Objektloch herum angeordnet. Da die Auflösung mit kleiner werdender Referenzlochgröße ansteigt, gleichzeitig aber der Kontrast abnimmt, ist es so möglich, mit unterschiedlich großen Referenzlöchern mit einer Aufnahme sowohl scharfe als auch kontrastreiche Abbildungen der Magnetisierung zu erhalten. Die Abbildung von in der Ebene liegender Magnetisierung wurde erstmals 2010 beobachtet [Tie10a]. Aufgrund der senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichteten Masken-Proben Struktur und der Winkelabhängigkeit des XMCD<sup>5</sup> wurden bis dahin nur Systeme mit senkrechter Magnetisierung beobachtet. Um in Probenebene liegende Magnetisierung zu beobachten, wurde der Masken-Proben-Halter relativ zum Strahl gekippt eingebaut, so dass die Magnetisierungskomponente innerhalb der Probenebene auf die Strahlachse projiziert und somit aufgenommen werden konnte. Die Referenzstrahlkanäle wurden vorher der Neigung entsprechend angefertigt, um den freien Durchgang des Referanzstrahls zu gewährleisten. Eine neues Konzept zur Erzeugung der Referenzstrahlquelle wurde 2007 von Guizar-Sicairos und James R. Fienup in einer theoretischen Arbeit vorgestellt. Dort wurde demonstriert, dass neben einer punktförmigen Referenzstrahlquelle auch ausgedehnte Schlitze genutzt

<sup>5</sup>Die Stärke des XMCD ist proportional zum Kosinus des Winkels zwischen Polarisationsvektor und Magnetisierung.





**Abbildung 4.3.:** Schemazeichnung eines Röntgenholografie-Mikroskopes: Optikelement und Probe sind auf zwei separaten  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranen aufgebracht. Während die Optikmaske fest justiert ist, kann die Probe frei bewegt werden. Zu einer besseren Übersicht wurde zwischen Optikmaske und Probe in der Zeichnung ein Abstand eingefügt, Abbildung aus [Sti10b].

werden können [Gui07]. Dieses sogenannte HERALDO (Holography with Extended Reference by Autocorrelation Linear Differential Operation) Verfahren wurde 2010 von Zhu *et al.* experimentell nachgewiesen und demonstriert, dass Auflösungen von bis zu 16 nm erreichbar waren [Zhu10]<sup>6</sup>. Grundlage des Verfahrens ist die Erzeugung der Referenzwelle durch Streuung an scharfen Kanten und die anschließende iterative Phasenrückgewinnung zur Gewinnung des Realraumbildes. Erste Messungen an magnetischen Co/Pt-Strukturen wurden 2011 vorgestellt [Duc11].

Eine wesentliche experimentelle Erweiterung in der FTH war die Entwicklung des Röntgen-Holografie Mikroskops<sup>7</sup>. Eine Schwierigkeit bei der konventionellen FTH liegt immer in der Herstellung der Proben, da Optikelement und Probe auf der selben Membran fest miteinander verbunden sind. Dadurch wird das Sichtfeld auf die Größe des Objektloches begrenzt, was in der Regel nur wenige Mikrometer sind. Diese Problematik kann umgangen werden, indem das zu untersuchende Objekt und die Optik auf zwei separaten  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranen aufgebracht werden. Das Prinzip davon ist schematisch in Abb. 4.3 veranschaulicht.

Das für die FTH notwendige Optikelement ist auf der in Strahlrichtung vorne platzierten Membran gefertigt und statisch mit der Vakuumkammer verbunden. Die hintere Membran, auf der der magnetische Film aufgebracht wurde, ist hingegen frei beweglich. Optik und Membran sind dabei in einem direkten, drucklosen Kontakt. So lässt sich jeder beliebige Bereich der Probe innerhalb des Membranfensters untersuchen. Vor dem CCD Sensor ist außerdem eine Photodiode eingebaut, die bei Bedarf in den Strahl gefahren werden kann, um die Transmission durch das Probensystem zu messen. So lässt sich anhand eines Transmissionsprofils beispielsweise leicht der Rand des Membranfensters der Probe finden und anhand dieser Orientierung gezielt

<sup>6</sup>Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen betrug im vorgestellten Experiment  $\lambda = 1,9\text{ nm}$ . Dies entspricht einer Energie von 650 eV.

<sup>7</sup>Englisch: X-ray holographic microscope (XHM)

#### 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren

Positionen auf der Probe anfahren. Ein weiterer Vorteil der XHM-Methode liegt außerdem in der stark vereinfachten Herstellung der Probenkomponenten. Während bei konventioneller FTH die Freilegung des Objektloches an der Grenze zwischen Goldschicht und  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran gestoppt werden muss [Eis04], kann beim XHM das Objektloch einfach freigeschnitten werden. Die zu untersuchende Probe ist hingegen vollkommen unabhängig von der Optikmaske herstellbar. Außerdem kann die Maske für weitere Untersuchungen wiederverwendet werden. Die prinzipielle experimentelle Funktionsfähigkeit eines solchen Aufbaus wurde erstmals 2010 nachgewiesen [Tie10b]. Im selben Jahr konnte außerdem gezeigt werden, dass mit XHM auch magnetische Abbildungen mit guter räumlicher Auflösung, verglichen mit der FTH, möglich sind [Sti10c].

### 4.2. Magnetooptischer Kerr-Effekt

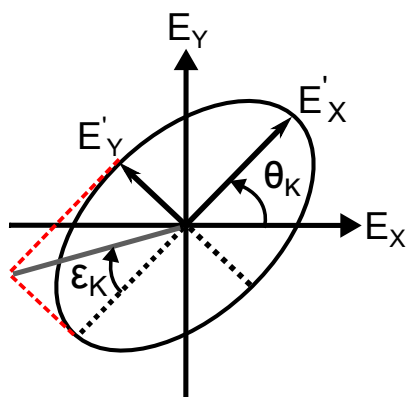
Eine Möglichkeit, das Ummagnetisierungsverhalten einer ferromagnetischen Probe im externen Magnetfeld abzubilden, geschieht durch Ausnutzung des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE). Dieser beruht auf der Tatsache, dass sich, abhängig von der Stärke und Richtung der Magnetisierung, die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht durch Reflexion an einem Ferromagneten ändert [Ker77, Ker78]. Linear polarisiertes Licht lässt sich als eine Superposition von einem links und einem rechts zirkular polarisierten Anteil darstellen. Bei s-Polarisation liegt hierbei die Polarisationsrichtung senkrecht und bei p-Polarisation parallel zur Einfallsebene. Trifft nun linear polarisiertes Licht auf die Oberfläche eines ferromagnetischen Materials, so wirkt die Lorentzkraft auf die Elektronen im Ferromagneten, so dass sie dadurch zum Schwingen entlang der Polarisationsrichtung des Lichtes angeregt werden. Die Polarisationsrichtung entspricht dabei der Richtung des elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$ . Eine direkte Kopplung vom magnetischen Feldvektor des Lichts an die Magnetisierung findet bei optischen Frequenzen hingegen nicht statt [Lan85]. Für die dielektrische Verschiebung, die die Ankopplung von Licht an optisch-isotrope Medien beschreibt, gilt:

$$\mathbf{D} = \epsilon(\mathbf{E} + iQ\mathbf{m} \times \mathbf{E}). \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Ferromagneten und  $\mathbf{m}$  den Magnetisierungsvektor.  $Q$  ist eine Materialkonstante und wird oftmals zusammen in Kombination mit  $\mathbf{m}$  als sogenannter Voigt-Vektor bezeichnet. Aus den Maxwellgleichungen folgt als Eigenlösung für die dielektrische Verschiebung zirkular polarisierter Wellen:

$$\mathbf{D}^{(\pm)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{D}^{(\pm)} \exp(i(\omega t - \mathbf{k}^{(\pm)} \cdot \mathbf{r})). \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{D}^{(\pm)}$  die dielektrische Verschiebung für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht. Da sich bei den Wellenvektoren  $\mathbf{k}^{(\pm)}$  bzw. mit  $\mathbf{n}^{(\pm)} = \mathbf{k}^{(\pm)}/k_0$  (wobei  $k_0 = \omega/c$ ) die Brechungsindizes für links- und rechts zirkular polarisiertes Licht geringfügig unterscheiden [Lan85], entsteht im reflektierten Strahl eine Phasenverschiebung zwischen beiden Polarisationsrichtungen [Vol99]. Somit dreht sich



**Abbildung 4.4.:** Richtung der Polarisationsvektoren des reflektierten Lichtstrahls zur Ausgangspolarisationsebene. Die Rotation  $\theta_K$  beschreibt den Kippwinkel, um den die E-Feldvektoren durch die Reflexion gedreht werden, während die Elliptizität  $\epsilon$  den Winkel aus dem Verhältnis von kurzer zu langer Hauptachse wiedergibt.

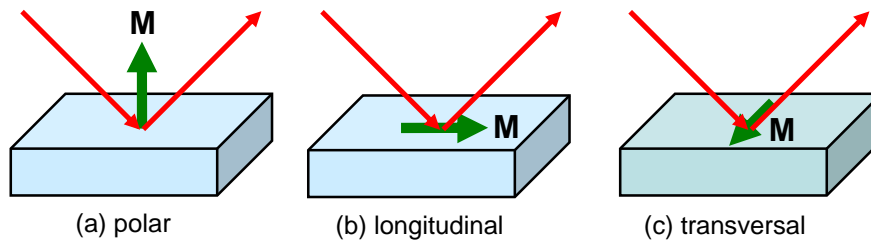
die Polarisationsrichtung des E-Feldvektors um den Winkel  $\theta_K$ . Dies wird auch als Rotation bezeichnet. Zusätzlich existiert, wie beim XMCD, auch beim optischen Licht ein magnetischer Zirkulardichroismus, so dass, abhängig von der Polarisationsrichtung, eine unterschiedlich starke Absorption auftritt. Folglich ändert sich im reflektierten Strahl das Verhältnis der Amplituden vom rechts- und links zirkular polarisiertem Anteil, was in einer elliptischen Polarisation resultiert [Vol99]. Die Elliptizität  $\epsilon$  entspricht dem Winkel aus dem Verhältnis von kurzer zu langer Hauptachse, also  $\epsilon_K = \arctan(E'_y/E'_x)$ . Rotation und Elliptizität lassen sich zum komplexen Kerrwinkel  $\Theta_K$  zusammenfassen:

$$\Theta_K = \theta_K + i\epsilon_K. \quad (4.3)$$

In Abb. 4.4 wird dieser Sachverhalt schematisch dargestellt. In erster Näherung sind sowohl Rotation als auch Elliptizität proportional zur Magnetisierung der Probe. Wird zusätzlich ein äußeres Feld angelegt, so verändert sich dadurch die Magnetisierung und somit die Polarisationsrichtung. Dadurch wird eine feldabhängige Darstellung des Ummagnetisierungsverhaltens ermöglicht. Die Reflexionskoeffizienten beim Kerr-Effekt lassen sich durch die Fresnel-Gleichungen beschreiben. Diese wiederum können aus den Stetigkeitsbedingungen der Maxwellgleichungen an den Grenzflächen hergeleitet werden. Eine genaue Beschreibung dessen kann in den Referenzen [Zak90a, Zak90b] nachgelesen werden.

In Abb. 4.5 werden die möglichen Geometrien gezeigt, in denen der Kerr-Effekt gemessen werden kann. Sie unterscheiden sich durch die Orientierung der Magnetisierung zur Einfallsebene des Lichts. Beim polaren Kerr-Effekt steht die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche. Das Kerr-Signal erfährt aus Symmetriegründen bei Einstrahlung von s-polarisiertem Licht keinerlei Änderung, wenn im Versuchsaufbau Lichtquelle und Detektor vertauscht werden. Anders verhält es sich beim longitudinalen Kerr-Effekt, bei dem die Magnetisierung parallel zur Probenebene und der optischen Ebene liegt. Eine Umkehr des Strahlengangs führt in diesem Fall zu einer Änderung des Vorzeichens im Kerr-Signal. Im Falle von Proben mit senkrechter

#### 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren



**Abbildung 4.5.:** Verschiedene Geometrien für den Kerr-Effekt: (a) polar, (b) longitudinal und (c) transversal.

leichter Achse der Magnetisierbarkeit muss außerdem beachtet werden, dass bei Anlegen eines longitudinal ausgerichteten Feldes die Magnetisierung der Feldstärke über kohärente Rotation folgt (siehe Abschnitt. 2.4) und somit der gemessene Kerr-Effekt eine Überlagerung aus longitudinalem und polarem Anteil darstellt. Ist das Feld nicht perfekt in longitudinaler Richtung angelegt, wird der polare Anteil noch zusätzlich verstärkt. Da das polare Signal in der Regel eine Größenordnung höher ist, bewirkt schon ein kleiner polarer Anteil eine messbare Änderung im longitudinalen Signal [Bad91]. Eine Trennung von polarem und longitudinalen Anteil lässt sich gemäß Ding *et al.* durch Summation bzw. Subtraktion der bei positivem und negativem Einfallswinkel ( $+\theta$  bzw.  $-\theta$ ) gemessenen Kerr-Signale erreichen [Din00]. Für den longitudinalen bzw. polaren Anteil der Kerr-Elliptizität gilt somit:

$$\epsilon_L = 1/2 \cdot (\epsilon_{+\theta} + \epsilon_{-\theta}) \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_P = 1/2 \cdot (\epsilon_{+\theta} - \epsilon_{-\theta}). \quad (4.4)$$

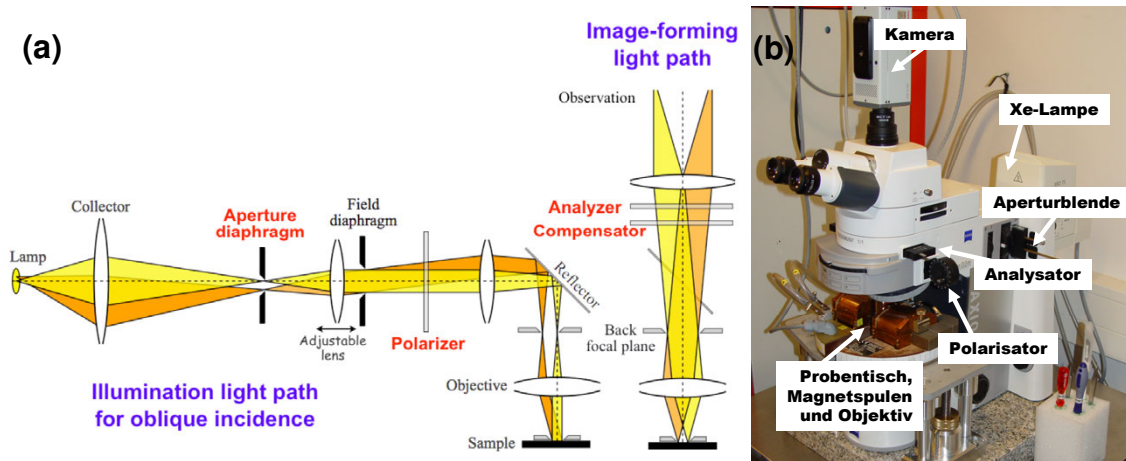
Der transversale Kerr-Effekt tritt auf, wenn die Magnetisierung entlang der Probenebene und senkrecht zur optischen Ebene orientiert ist. Dieser Effekt wird in dieser Arbeit nicht genutzt, sondern nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Im Bereich des sichtbaren Lichtes beträgt die Eindringtiefe von elektromagnetischen Wellen einige 10 nm [Tra92, Jac02]. Deswegen eignet sich der MOKE gut zur Untersuchung von dünnen Schichtsystemen. Der in der Literatur teilweise verwendete Begriff SMOKE<sup>8</sup> [Moo81, Zak90b, Bad91] ist in dem Sinne irreführend. Die Kerr-Signale sind zwar mit der Reflexion an der Oberfläche verbunden, ihre Information kommt aber aus dem gesamten Bereich der Eindringtiefe.

### 4.3. Magnetooptische Kerr-Mikroskopie

Neben der Röntgenholografie ist die magnetooptische Kerr-Mikroskopie ein weiteres in dieser Arbeit genutztes Verfahren zur Abbildung magnetischer Domänen [Kra63, Fel67, Rav87]. Hierbei handelt es sich um ein modifiziertes Lichtmikroskop, das mit Hilfe eines eingebauten Polarisationsfilter-Paares den magnetooptischen Kerr-Effekt zur Darstellung der Domänen nutzbar macht. Im Vergleich zur Röntgenholografie wird weder Hochvakuum noch ein genau fokussierter monochromer Röntgenstrahl benötigt. Dies ermöglicht einen sehr leichten und schnellen Probenwechsel. Außer-

<sup>8</sup>Englisch: Surface magneto optical Kerr-effect



**Abbildung 4.6.:** (a): Schematischer Strahlengang im Kerr-Mikroskop, senkrechter Licht-einfall wird gelb, schräger orange dargestellt, Abbildung aus [Gut10]. (b): Beschriftete Aufnahme des verwendeten Kerr-Mikroskopes.

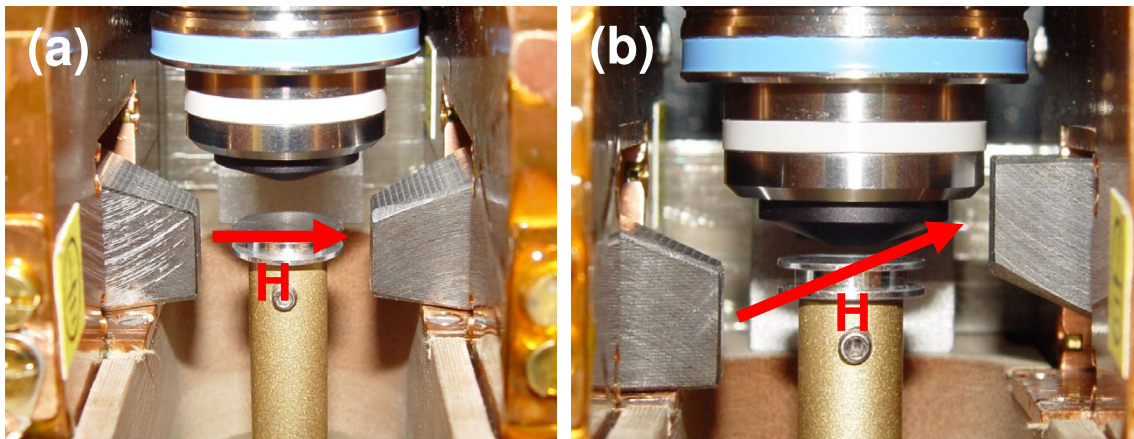
dem können auch dynamische Prozesse wie die Propagation von Domänenwänden zeitaufgelöst beobachtet werden<sup>9</sup>, während bei der Holografie bisher nur statische Aufnahmen möglich waren. Die maximal erreichbare laterale Auflösung in der Kerr-Mikroskopie liegt bei Verwendung von blauem Licht und einer Öl-Immersionlinse bei etwa 300 nm [Sch86, Hub00]. Dies entspricht einer etwa um den Faktor 10 niedrigeren Auflösung gegenüber der Röntgenholografie.

Der prinzipielle Strahlengang im Kerr-Mikroskop wird in Abb. 4.6 (a) dargestellt, während in Abb. 4.6 (b) zusätzlich noch eine beschriftete Fotografie des verwendeten Mikroskopes abgebildet ist. Als Lichtquelle dient eine Xe-Bogenlampe. Grundsätzlich ist auch die Verwendung von Lasern möglich, die stabilere und langlebigere Quellen darstellen [Hub00]. Allerdings ergibt sich dann das Problem, aus dem kohärenten Laserlicht eine erforderliche inkohärente Lichtquelle zu machen. Dies ist notwendig, da ansonsten bei kohärenter Beleuchtung aufgrund der auftretenden Beugungs- und Interferenzeffekte praktisch nichts zu erkennen ist [Hub00]. Im Unterschied zu einem konventionellem Lichtmikroskop wird beim Kerr-Mikroskop der Strahlengang um drei zusätzliche Komponenten erweitert. Eine Aperturblende, die im wesentlichen aus zwei senkrecht zueinander orientierten Schlitzblenden besteht, ermöglicht es, das Mikroskop sensitiv auf bestimmte Komponenten der Magnetisierung einzustellen. Ein Polarisationsfilter sorgt für linear polarisiertes Licht, das auf die magnetische Probe geleitet wird. Dort wird es reflektiert und aufgrund des magnetooptischen Kerr-Effektes (siehe Abschnitt 4.2) in der Polarisationsrichtung gedreht und elliptisch polarisiert<sup>10</sup>. Ein in gekreuzter Stellung zum Polarisator eingestellter weiterer Polarisationsfilter, der als Analysator dient, befindet sich im Beobachtungsstrahlengang des Mikroskops. Der Analysator wird so eingestellt, dass er für die gedrehte

<sup>9</sup>Bei den in dieser Arbeit aufgenommenen Videos wurde stets eine Zeitauflösung von 62,5 ms verwendet.

<sup>10</sup>Die Richtung, in die die Polarisation gedreht wird, hängt dabei von der Orientierung der Magnetisierung in den einzelnen Domänen ab.

#### 4. Magnetische Charakterisierungsverfahren



**Abbildung 4.7.:** Mögliche Anordnungen der Magnetpolschuhe (a) in reinem in der Probenebene liegendem Feld und (b) einem gegenüber der Probennormalen um  $\phi = 78^\circ$  ausgerichteten Feld. Die Richtung des Feldes wird schematisch durch einen roten Pfeil dargestellt.

Polarisationskomponente entweder transparent oder auslöschend wirkt. Auf diese Weise entsteht ein schwarz-weiß Kontrast, entsprechend der Magnetisierungsrichtung der Domänen, der mit einer Kamera aufgezeichnet oder direkt über das Okular beobachtet werden kann.

Die Probe wird auf einem unmagnetischen Halter zwischen zwei Polschuhen eines in der Ebene drehbaren Elektromagneten platziert. Wie aus Abb. 4.7 zu erkennen, lassen sich die Polschuhe in zwei verschiedenen Anordnungen einbauen. Im ersten Fall (a) werden reine in der Ebene liegende Felder mit bis zu 370 mT erzeugt. Im zweiten Fall (b) wird ein Polschuh um  $180^\circ$  um seine Längsachse gedreht, so dass die beiden Polschuhspitzen punktsymmetrisch zum Probenmittelpunkt sind. Dadurch ergibt sich am Ort der Probe ein Feld, das um  $\phi = 78^\circ$  gegenüber der Probennormalen ausgerichtet ist. Die maximale Feldstärke der polaren Komponente beträgt  $\mu_0 H_{\max,\perp} = 78 \text{ mT}$ . Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden alle mit der zweiten Konfiguration durchgeführt.



## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

In diesem Kapitel wird eine neue Messmethode vorgestellt, die eine exakte Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung mittels Magnetowiderstandsmessungen ermöglicht. Die Grundlagen zu gekippter Magnetisierung wurden bereits in Abschnitt 2.2 vorgestellt. Zur Bestimmung des Kippwinkels existieren bis dato einige Methoden, die im Folgenden kurz beschrieben werden. Eine feldfreie Methode, die direkten Zugang zur Abbildung der Magnetisierungsverteilung an Oberflächen liefert, ist die Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse<sup>1</sup>, bei der die vom ferromagnetischen Material rückgestreuten spin-polarisierten Sekundärelektronen zur Bildgebung genutzt werden. Es konnte demonstriert werden, dass SEM-PA auch für Systeme im SRT angewandt werden kann, indem das Domänenmuster einer Co/Pt-Probe mit gekippter Magnetisierung abgebildet und der Kippwinkel bestimmt wurde [Frö07, Frö08]. Eine weitere feldfreie Methode zur Untersuchung von Systemen mit gekippter Magnetisierung bietet die Konversionselektronen-Mössbauer-Spektroskopie [Eym88, Wan93, Ric96, Jur98]. Bei dieser Methode werden <sup>57</sup>Fe-Atomkerne mit Gammastrahlen angeregt und die Intensität der rückgestreuten Elektronen gemessen. Diese Methode ist somit auf Fe-basierte Systeme limitiert.

Weitere Verfahren zur Messung des Magnetisierungszustandes nutzen externe Magnetfelder. Eine geläufige Methode ist die Torque-Magnetometrie [Lou97, Kim98, Ter98, Ha00]. Die ferromagnetische Probe wird dabei in einem konstanten Sättigungsfeld an einem Torsionskopf aufgehängt und rotiert. Hierbei wirkt ein Drehmoment auf die Probe, das am Torsionskopf gemessen werden kann. Liegt während der Drehung das externe Feld parallel zur leichten Magnetisierungsrichtung, so wird das Drehmoment Null. Andere Methoden arbeiten mit durchlaufenden Feldstärken. Dazu gehören Techniken, die sich den in Abschnitt 4.2 eingeführten magnetooptischen Kerr-Effekt zu Nutze machen, wie beispielsweise die magnetooptische Ellipsometrie [Ber97, Ber99], MOKE-Vektormagnetometrie [Vav00, Gub02] und Raster-Kerr-Mikroskopie [Kea09].

Weiterhin existieren auch indirekte Methoden zur Bestimmung des Kippwinkels. Dabei werden aus dem Ummagnetisierungsverhalten die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung bestimmt, so dass wiederum unter Ausnutzung von Gl. 2.13 der Kippwinkel berechnet werden kann. Zu diesen Verfahren gehören beispielsweise Brillouin-Streuung [Hei88, Har91, Mur97], Vibrationsmagnetometrie [Kre87] und MOKE-Hysteresemessungen [Suc54, Sti09]. Bei Messungen mit durchlaufender

---

<sup>1</sup>Englisch: scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA).

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

Feldstärke tritt für kleine Feldstärken dabei immer das Problem eines möglichen Domänenzerfalls auf.

In diesem Kapitel soll dargelegt werden, wie anhand von Magnetotransportmessungen unter Ausnutzung des Anisotropen Grenzflächen Magnetowiderstands (AIMR) der Kippwinkel der Magnetisierung direkt bestimmt werden kann. Dafür wird zuerst in Abschnitt 5.1 der Messaufbau vorgestellt und anschließend in Abschnitt 5.2 eine Charakterisierung der untersuchten Proben durchgeführt. Im weiteren Verlauf wird in Abschnitt 5.3 erklärt, wie anhand von Magnetowiderstands Messungen der Kippwinkel bestimmt werden kann. Weiterhin wird gezeigt, dass bei einer einfachen Widerstandsmessung als Funktion des externen Feldes eine eventuell vorhandene nichtlineare thermische Drift eine exakte Kippwinkel-Bestimmung verhindern kann, während mit der in Abschnitt 5.4 erweiterten Messmethode anhand von Widerstandsdifferenzmessungen für unterschiedliche Feldstärken eine Genauigkeit von  $\Delta\theta_K = \pm 2^\circ$  möglich ist. Durchgeführt werden die Messungen exemplarisch an einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage, die einen großen Kippwinkel aufweist. Im Anschluss werden in Abschnitt 5.5 Vergleichsmessungen an einer  $\text{Co}_{0,8}$ -Einzellage mit kleinem Kippwinkel sowie einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung gezeigt. Diese Vergleichsmessungen sollen die Anwendbarkeit der hier vorgestellten Messmethode verifizieren.

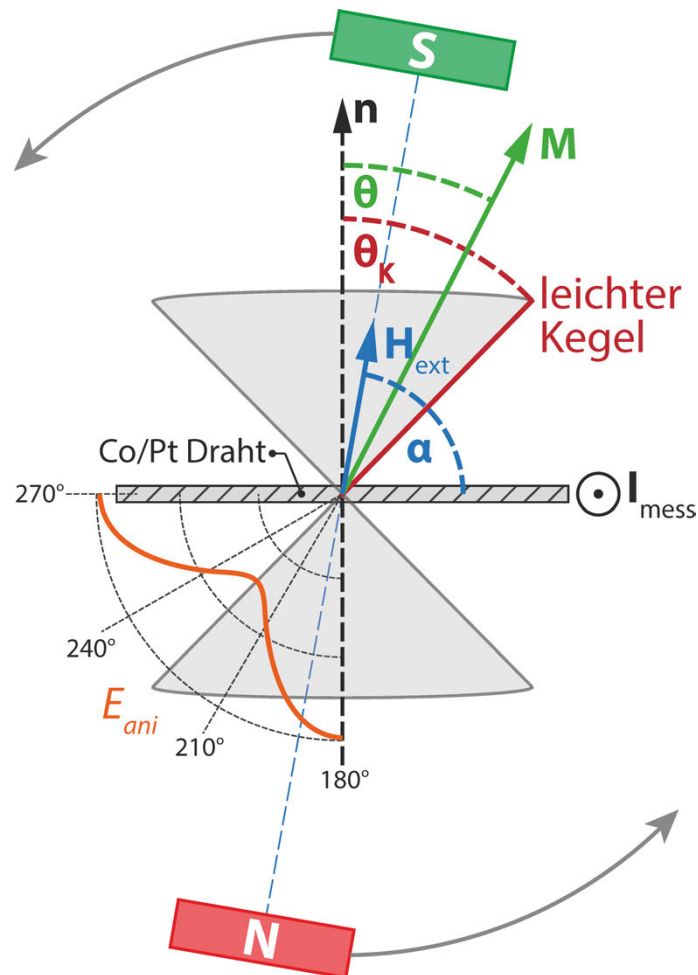
Für die vorgestellte Methode wird im Falle von Multilagen stets die durchschnittliche Ausrichtung der Magnetisierung in der gesamten Multilage beschrieben. Weiterhin werden konstante Feldstärken im mT-Bereich genutzt, die hoch genug sind, um einen Domänenzerfall zu vermeiden. Das System kann somit als Makrospin betrachtet werden. Gleichzeitig darf die Feldstärke aber auch nicht so hoch sein, dass Magnetisierung und externes Feld stets parallel zueinander stehen, da ansonsten die hier vorgestellte Messmethode kein Signal liefert.

### 5.1. Probenaufbau und Messprinzip

Die für diese Untersuchungen genutzten Filme wurden mittels Sputterdeposition hergestellt. Dieser Prozess wird detailliert im Anhang A beschrieben. Als Substrat diente wahlweise ein  $\text{SiO}_2$ - bzw.  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Waferstück, auf das mittels ECR-Sputterdeposition eine 4 nm dicke Pt-Wachstumsschicht aufgedampft wurde. Anschließend wurden mittels Magnetron-Sputtern die weiteren Co und Pt-Schichten aufgebracht, wobei als Schutz vor Oxidation immer eine 3 nm dicke Pt-Deckschicht diente. Mittels UV-Lithographie wurde aus dem ausgedehnten Film ein Mikrodraht strukturiert. Dieser hat eine Länge von 80  $\mu\text{m}$  und eine Breite von 8  $\mu\text{m}$ . Nähere Informationen zur Drahtstruktur sowie zur UV-Lithographie Technik befinden sich im Abschnitt 7.2.2 und im Anhang B.

Die experimentellen Gegebenheiten werden schematisch in Abb. 5.1 gezeigt. Die elektrisch ankontaktierte Probe wird zwischen zwei drehbaren Magnetpolschuhen platziert. Das maximal erreichbare Feld in diesem Aufbau beträgt dabei  $\mu_0 H = 168 \text{ mT}$ . Ein Strom von  $I = 1 \text{ mA}$  wird in Längsrichtung des Drahtes eingepreßt. Die Messung des Längswiderstands erfolgt über die Spannungsabgriffe, wie sie entsprechend von Abb. 7.4 (a) dargestellt sind. Weist die Probe eine gekippte leichte Richtung





**Abbildung 5.1.:** Schematische Darstellung der experimentellen Gegebenheiten. Strompfad und Magnetisierungsrichtung liegen stets senkrecht zueinander, während zwei Magnetpol-schuhe in der Ebene senkrecht zum Strompfad rotiert werden. Ohne externes Feld liegt die Magnetisierung symmetrisch auf den in beide Richtung offenen Kegel. Der Öffnungswinkel des Kegels definiert dabei den zu bestimmenden Kippwinkel der Magnetisierung  $\theta_K$ . Der Winkel zwischen Probenebene und  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  wird mit  $\alpha$  beschrieben. Die aktuell vorliegende Magnetisierungsrichtung  $\mathbf{M}$  wird durch eine Minimierung der freien Energiedichte herbeigeführt, der Winkel zwischen Magnetisierung und Probennormalen  $\mathbf{n}$  wird dabei als  $\theta$  bezeichnet. Im Quadranten unten links wird ein Schnitt durch die Energielandschaft illustriert. Dieser zeigt, dass das Energieminimum beim Kippwinkel liegt.

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

der Magnetisierbarkeit auf, so liegt ohne Wirkung eines angelegten Feldes die Magnetisierung auf einem zur Probenebene symmetrischen Doppelkegel (siehe Abb.2.2 (b)). Der Öffnungswinkel des Kegels ist dabei der Kippwinkel der Magnetisierung  $\theta_K$ . Dieser ergibt sich aus der Minimierung der freien Energiedichte aus Gl. 2.26, bei der sowohl die Formanisotropie, die magnetokristalline Anisotropie als auch die Zeeman-Energie mit berücksichtigt werden. Ein Schnitt durch die Energielandschaft befindet sich im unteren linken Quadranten von Abb. 5.1. Das Energieminimum bestimmt den Kippwinkel. Mit Hilfe eines Schrittmotors werden die Magnetspolschuhe in 1°-Schritten bis zu 360° um die Drahtachse rotiert, wodurch die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  um den Winkel  $\theta$  gegenüber der Probennormalen  $\mathbf{n}$  ausgelenkt wird. Der Winkel  $\alpha$  beschreibt den Winkel zwischen der Probenebene und  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Die Magnetisierung rotiert dabei in einer Ebene senkrecht zur Stromrichtung. Der Längswiderstand hängt aufgrund des AIMR von der Einstellung der Magnetisierung zur Probenebene ab [Kob11].

Es sei darauf hingewiesen, dass für die Durchführung der Messungen das Feld theoretisch in jeder Ebene senkrecht zur Probenebene rotiert werden kann. In dem Fall wird allerdings aufgrund der Überlagerung des AIMR mit dem Anisotropen Magnetowiderstand (AMR) das Messsignal abgeschwächt. Die Messmethode kann auch für Proben genutzt werden, die keinen AIMR aufweisen. Bei einer Rotation des Feldes innerhalb der Ebene parallel zum Strompfad und zur Probennormalen wird dann der AMR ausgenutzt.

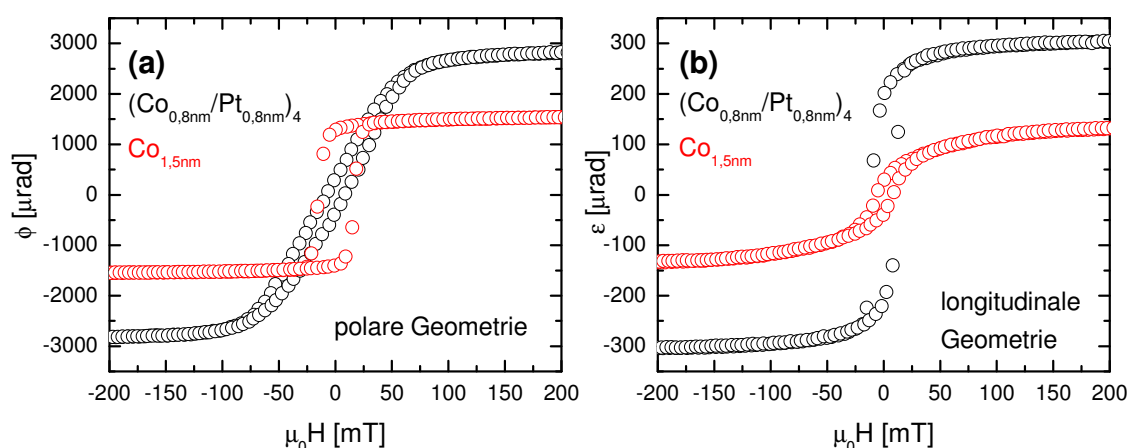
## 5.2. Probencharakterisierung

Durch Ausnutzung des in Abschnitt 4.2 beschriebenen magnetooptischen Kerr-Effektes kann das Ummagnetisierungsverhalten ferromagnetischer Proben aufgenommen werden. Auf diese Weise kann bereits qualitativ die Lage der leichten Magnetisierungsrichtung abgeschätzt werden. Im Folgenden wird die  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage mit der  $\text{Co}_{1,5}$  Einzellage verglichen. Das Ummagnetisierungsverhalten beider Proben wird in Abb. 5.2 (a) in polarer und in Abb. 5.2 (b) in longitudinaler Geometrie abgebildet.

Die polare Messung der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage zeigt eine Öffnung der Hysterese zwischen  $-75$  mT und  $75$  mT, während für Feldstärken von  $140$  mT die Magnetisierung sich dem Sättigungswert annähert<sup>2</sup>. Die Remanenz beträgt dabei lediglich ungefähr 11% des Sättigungswertes. In longitudinaler Richtung öffnet sich die Hysterese im Bereich von  $-20$  mT bis  $20$  mT und erreicht für Feldstärken von etwa  $90$  mT ihren Sättigungswert. Die relative Remanenz beträgt  $M_R/M_S = 70\%$ . Aus dem Vergleich des Ummagnetisierungsverhaltens von polarer und longitudinaler Geometrie können zwei qualitative Schlüsse gezogen werden. 1: Die leichte Magnetisierungsrichtung ist zur Probennormalen verkippt, da beide Geometrien eine nicht verschwindende Remanenz aufweisen. 2: Für den Kippwinkel muss  $\theta_K > 45^\circ$  gelten, da in longitudinaler Richtung die relative Remanenz höher ist und die Sättigung für niedrigere Feldstärken eintritt. Folglich handelt es sich bei der longitudinalen im Vergleich

---

<sup>2</sup>Messungen für größere Feldstärken haben allerdings gezeigt, dass die volle technische Sättigung erst bei  $\sim 400$  mT auftritt.



**Abbildung 5.2.:** Kerr-Hysterese Kurven in (a) polarer und (b) longitudinaler Geometrie für Felder bis 200 mT. Die schwarze und die rote Kurve zeigen das Ummagnetisierungsverhalten der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage und der  $\text{Co}_{1,5}$  Einzellege.

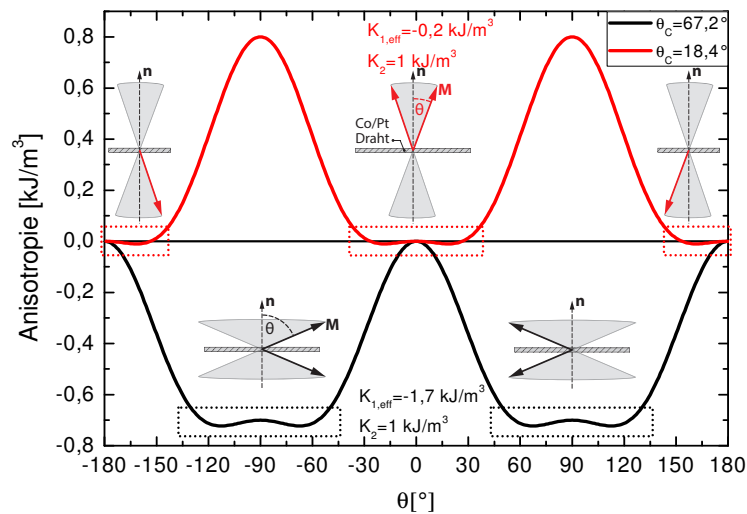
zur polaren um die relativ leichtere Richtung. Für die  $\text{Co}_{1,5}$ -Einzellege ist ein anderes Ummagnetisierungsverhalten zu erkennen. In polarer Geometrie sättigt die Magnetisierung bereits bei 25 mT und die relative Remanenz beträgt  $M_R/M_S = 85\%$ , während in longitudinaler Richtung die Magnetisierung erst bei Feldern von 200 mT in die Sättigung übergeht. Somit weist auch diese Probe eine gekippte Magnetisierung auf, allerdings liegt die leichte Richtung näher zur Probennormalen. Das heißt, dass der Kippwinkel deutlich kleiner als in der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage sein muss. Eine quantitative Möglichkeit, um den Kippwinkel zu bestimmen, bietet sich durch die folgende Formel [Sti09]:

$$\theta_C = \sin^{-1}(\omega_R/\omega_S) \quad \omega \in (\phi, \epsilon). \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet  $\omega_R$  die Rotation bzw. Elliptizität in Remanenz, während  $\omega_S$  für die Rotation bzw. Elliptizität bei Sättigung steht. Die Größe  $\omega$  bezieht sich immer auf die schwerere Magnetisierungsrichtung. Allerdings kann diese Formel nur genutzt werden, wenn die Magnetisierung nur auf einem der beiden Kegel, das heißt dem zur Feldrichtung näherem, liegt. In dem Fall beschreibt  $\omega_R$  die Projektion von  $\omega_S$  auf die Probennormale. Sind allerdings beide Kegel besetzt, so wird die Projektion reduziert und Gl. 5.1 ist nicht mehr gültig. Dies ist bei der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage der Fall, während für die  $\text{Co}_{1,5}$  Einzellege ein Kippwinkel von  $\theta_K = 14^\circ \pm 2^\circ$  bestimmt werden kann.

Die qualitative Gültigkeit dieser Argumentation kann mit Hilfe von Abb. 5.3 nachvollzogen werden, in der die Anisotropieenergie gegenüber dem Winkel  $\theta$  aufgetragen wird. Es wurden die Werte für die Anisotropiekonstanten so gewählt, dass unter Ausnutzung von Gl. 2.13 das Anisotropieverhalten für einen hohen Kippwinkel von  $\theta_K = 67,2^\circ$  (schwarze Kurve) und einen niedrigen Kippwinkel von  $\theta_K = 18,4^\circ$  (rote Kurve) gezeigt wird. Eingefügt als Schemazeichnung ist außerdem die jeweilige Vorzugsrichtung der Magnetisierung entlang des Kegels an den einzelnen Minima.

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

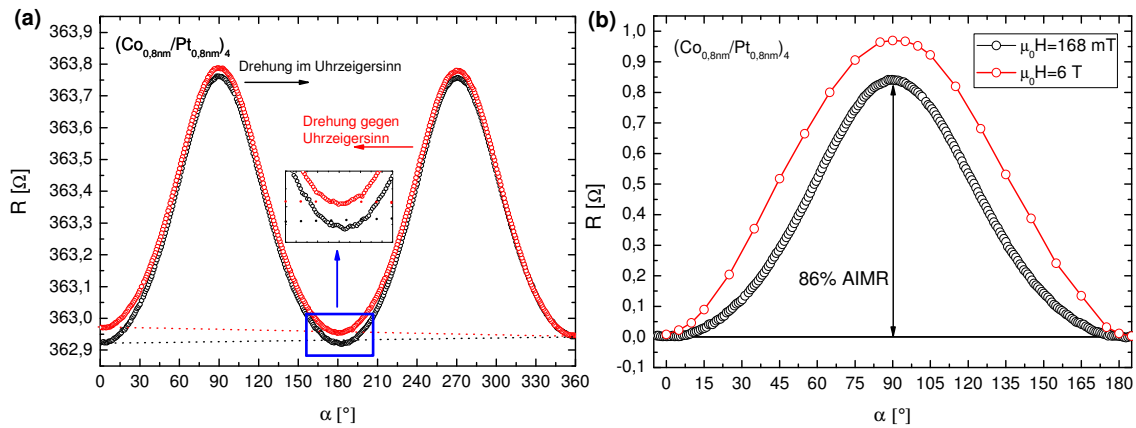


**Abbildung 5.3.:** Anisotropieenergieverlauf gegenüber  $\theta$ , dem Winkel zur Probennormalen. Die schwarze Kurve zeigt den Fall eines großen, die rote Kurve den eines kleinen Kippwinkels. Außerdem ist noch der jeweilige vorliegende Magnetisierungszustand am Energieminimum schematisch dargestellt. Für den kleinen Kippwinkel ist die Energiebarriere zwischen zwei Zuständen auf dem selben Kegel niedrig, so dass dieser entartet besetzt wird, während für den großen Kippwinkel die Barriere zwischen den beiden entgegengesetzt ausgerichteten Kegeln gering ist und folglich beide Kegel leicht besetzt werden können.

Im Falle des kleinen Kippwinkels liegt zwischen den beiden Kegeln eine hohe Energiebarriere (bei  $\theta = \pm 90^\circ$ ). Bei niedriger Feldstärke kann diese nicht überwunden werden, so dass die Magnetisierung nur den der Feldrichtung näher liegenden Kegel besetzen kann. Allerdings ist die Energiebarriere zwischen den beiden auf dem selben Kegel benachbarten Minima sehr gering, so dass die zu besetzenden Zustände auf dem Kegel entartet sind. Die Projektion der Magnetisierung entlang der Probennormalen bleibt dabei konstant. Im Falle eines großen Kippwinkels ist die Energiebarriere zwischen zwei Zuständen auf entgegengesetzten Kegeln klein, so dass diese leicht überwunden werden kann und somit beide Kegel besetzt werden. Durch die Bildung von Domänen mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung wird somit die Projektion der Magnetisierung auf die Probennormale reduziert, so dass Gl. 5.1 nicht mehr angewandt werden kann.

### 5.3. Magnetowiderstandsmessungen

Die Widerstandsabhängigkeit der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage gegenüber dem Winkel  $\alpha$  zwischen Feld und Probenebene wird in Abb. 5.4 dargestellt. In Abb. 5.4 (a) wird dabei der Widerstand für Drehung im Uhrzeigersinn (schwarze Kurve) und gegen den Uhrzeigersinn (rote Kurve) bei einem Feld von 168 mT gezeigt. Steht das Feld senkrecht zur Probenebene, wird der Widerstand maximal, während der Widerstand bei einer Felddausrichtung innerhalb der Probenebene minimal wird. Dieses Verhal-



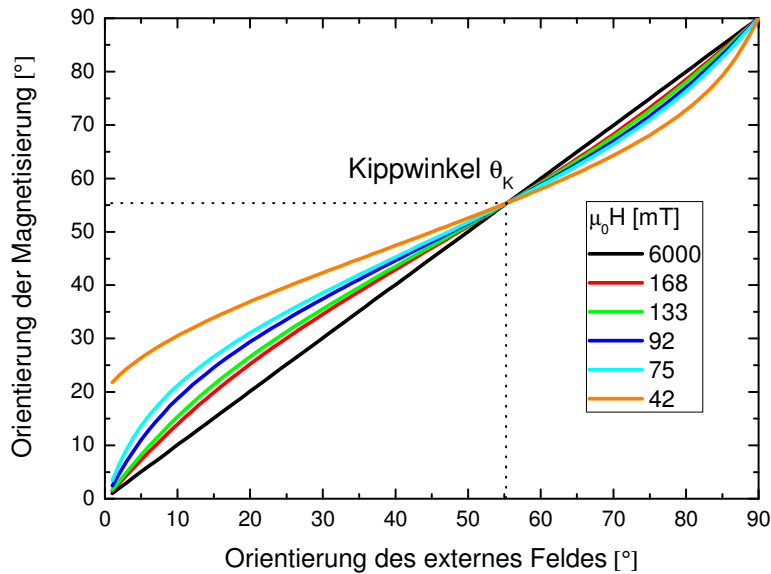
**Abbildung 5.4.:** Widerstand als Funktion der Orientierung des externen Feldes für die  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage. Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Feldorientierung resultiert aus dem AIMR. In (a) wird der Verlauf für eine Messung im und einmal gegen der Uhrzeigersinn bei einer Feldstärke von  $\mu_0 H = 168 \text{ mT}$  gezeigt. Die gepunktete Gerade markiert dabei jeweils die aufgrund thermischer Instabilitäten auftretende Änderung des Widerstandes. Der blau umrahmte vergrößerte Ausschnitt um  $\alpha = 180^\circ$  zeigt, dass eine nichtlineare thermische Drift auftritt. Durch Vergleich mit einer Hochfeldmessung in (b) wird gezeigt, dass bei  $168 \text{ mT}$  nur etwa 86% des AIMR-Widerstandshubes von  $6 \text{ T}$  erreicht wird. Somit ist die Feldstärke nicht hoch genug, um permanent eine vollständige Sättigung der Magnetisierung zu bewirken.

ten lässt sich durch den AIMR erklären<sup>3</sup>. Es fällt auf, dass sowohl die schwarze als auch die rote Kurve eine thermische Drift zu höheren Widerstandswerten aufweisen (dargestellt durch die gepunkteten Linien). Bedingt durch den experimentellen Aufbau stellt sich am Ort der Probe keine konstante Temperaturentwicklung ein, so dass die Drift nicht perfekt linear ist. Folglich kann auch keine lineare Driftkorrektur durchgeführt werden.

In Abb. 5.4 (b) wird die Widerstandsmessung bei  $168 \text{ mT}$  mit einer an einem Hochfeldmagneten durchgeführten Messung bei  $6 \text{ T}$  verglichen. Die Rotation am Hochfeldmagneten erfolgte dabei manuell in  $5^\circ$  bzw.  $10^\circ$ -Schritten. Um den Widerstandshub beider Kurven besser vergleichen zu können, wurde an beiden eine Driftkorrektur vollzogen und ein Offset hinzugefügt, so dass das Minimum den Nullpunkt definiert. Im direkten Vergleich zeigt sich, dass der Widerstandshub bei  $168 \text{ mT}$  nur ca. 86% des Hubs der  $6 \text{ T}$  Messung entspricht. Ebenso fällt auf, dass bei  $168 \text{ mT}$  der Widerstandsverlauf eine Abweichung von der  $\cos^2 \theta$ -Abhängigkeit aufweist. Die Feldstärke reicht also nicht aus, damit die Magnetisierung stets parallel zum Feld ausgerichtet und somit vollständig gesättigt ist. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass dies keine Einschränkung bei der Funktionsweise der Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels darstellt, solange die Magnetisierung bei Feldorientierung parallel zur leichten Richtung nur einen der beiden Kegel besetzt und nicht in einen Multidomänenzustand zerfällt.

<sup>3</sup>Es sei darauf hingewiesen, dass in Abb. 5.4 (a) der Feldwinkel  $\alpha$  aufgetragen ist, während der AIMR vom Winkel  $\theta$  zwischen Magnetisierung und Probennormalen abhängt. Die Wirkung eines externen Feldes führt allerdings zu einer Änderung von  $\theta$  und somit auch des Widerstandes.

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

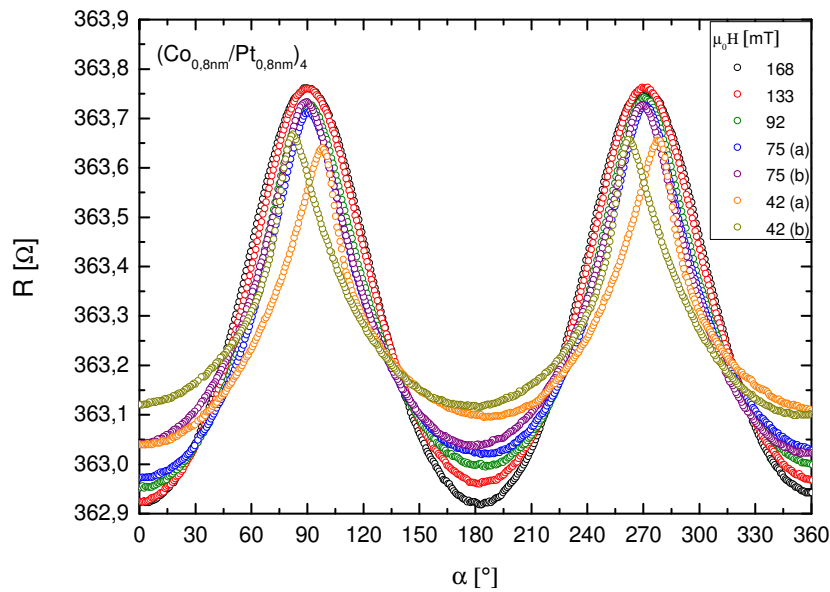


**Abbildung 5.5.:** Makrospin Modell für das Verhalten der Magnetisierungsrichtung in Abhängigkeit der Feldrichtung bezüglich zur Probennormalen, exemplarisch für verschiedene Feldstärken dargestellt. Am Kippwinkel  $\theta_K$  liegt das externe Feld parallel zur leichten Magnetisierungsrichtung.

Zur besseren Illustration der verwendeten MR-Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels wird in Abb. 5.5 der schematische Verlauf der Magnetisierungsrichtung in Abhängigkeit der Richtung des externen Feldes für Feldstärken von 42 mT bis 6 T dargestellt. Dies wurde auf Basis einer Minimierung der freien Energiedichte von Gl. 2.26 durchgeführt. Dabei wird von einem Makrospin-Modell ausgegangen, also vorausgesetzt, dass die Magnetisierung nicht in Domänen zerfällt und nur einen der beiden Kegel bevölkert. Die Anisotropiekonstanten wurden mit  $K_{1,\text{eff}} = -54 \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = 40 \text{ kJ/m}^3$  frei gewählt, so dass in diesem Fall ein Kippwinkel von  $\theta_K = 55,2^\circ$  vorliegt.

Für 6 T ist zu erkennen, dass externes Feld und Magnetisierungsrichtung stets parallel zueinander verlaufen. Mit kleiner werdender Feldstärke weicht der Verlauf der Magnetisierung immer stärker von einer Geraden ab, da die Zeeman-Energie nicht mehr ausreicht, um die magnetischen Momente komplett in Richtung des externen Feldes zu ziehen. Insgesamt besitzen aber alle Kurven einen gemeinsamen Schnittpunkt, an dem Magnetisierung und Feld parallel zueinander stehen. Der dazugehörige Winkel  $\theta$  stellt das lokale Energieminimum dar, das dem Kippwinkel  $\theta_K$  entspricht.

Die Tatsache, dass am Kippwinkel äußeres Magnetfeld und Magnetisierung für alle Feldstärken parallel zueinander ausgerichtet sind, wird für die im Folgenden vorgestellten MR-Messungen genutzt. Dabei wurden, wie in Abb. 5.6 dargestellt, Rotationsmessungen für unterschiedlich starke Feldstärken von 168 mT bis 42 mT durchgeführt. Aufgrund der unterschiedlich starken Auslenkung der Magnetisierung (Abb. 5.5) ist ein voneinander abweichender Kurvenverlauf zu erwarten. Am Kippwinkel sollten aber alle Kurven denselben Widerstandswert besitzen, da dort die leichte Magnetisierungsrichtung vorliegt und die Magnetisierung immer parallel zum externen Feld ausgerichtet ist. Aus Abb. 5.6 ist zu erkennen, dass eine Reduktion



**Abbildung 5.6.:** Winkelabhängigkeit des Widerstands für verschiedene Feldstärken. Für Felder  $\mu_0 H \leq 75$  mT verschieben sich, je nach Drehrichtung (a im Uhrzeigersinn, b gegen Uhrzeigersinn), die Maxima zu größeren, bzw. kleineren Winkeln. Diese Aufspaltung kann durch die Entstehung eines Multidomänenzustands erklärt werden. Liegt allerdings ein eindomäniger Zustand vor, so existieren insgesamt vier Kreuzungspunkte, bei denen die Magnetisierung auf dem Kippwinkel liegt. Aufgrund der nichtlinearen thermischen Drift können diese Kreuzungspunkte nur mit einer Genauigkeit von  $\pm 5^\circ$  bestimmt werden.

des Feldes von 168 mT bis zu 92 mT keine wesentliche Änderung in der Kurvenform mit sich bringt. Zwar nimmt der Widerstandshub insgesamt leicht ab, aber die Kurven bleiben symmetrisch um  $90^\circ$  und  $270^\circ$ . Eine Änderung des Rotationsrichtung führt also zu keinen Änderungen in der Position der Maxima. Der Übersicht halber werden deswegen nur die Messungen im Uhrzeigersinn gezeigt.

Für die Messungen bei Feldstärken von  $\mu_0 H \leq 75$  mT ist zu erkennen, dass sich bei Drehung im Uhrzeigersinn die Maxima zu höheren Winkeln verschieben, während sie bei Drehung gegen den Uhrzeigersinn zu Winkeln kleiner als  $90^\circ$  bzw.  $270^\circ$  wandern. Diese Verschiebung kann mit der Bildung eines Multidomänenzustands erklärt werden. Da der Kegel symmetrisch zur Probennormalen ist, richtet sich die Magnetisierung bei Rotation des externen Feldes immer in einen Zustand zwischen der Feldrichtung und der nächstgelegenen leichten Achse aus. Beim Scannen über die Probennormale kann die Magnetisierung im Falle eines eindomänigen Zustandes leicht der Feldrichtung folgen, indem sie sich auf einem Kegel bewegt. Im Falle eines Multidomänenzustands verhindern die Domänen diese leichte Bewegung auf dem Kegel, da es Energie kostet die Domänen umzumagnetisieren und die Domänenwände zu verschieben bzw. zu vernichten. Aus diesem Grund wächst die Netto-Magnetisierungskomponente entlang der Probennormalen (und somit auch das Widerstandssignal) für  $\alpha > 90^\circ$  bzw.  $> 270^\circ$  noch solange an, bis die Zeeman-Energie die nötige Energiebarriere zum Umschalten überwinden kann und der Widerstand anschließend wieder abnimmt. Im Falle eines Wechsels des Rotationsrichtung kehrt sich dieser Prozess entsprechend zu Winkeln  $\alpha < 90^\circ$  bzw.  $< 270^\circ$  um.



## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

Liegt das Feld parallel zur Probenebene, so kommt es ebenfalls zu einem Domänenzerfall und somit zu einer Verschiebung des Widerstandsminimums zu  $\alpha > 180^\circ$  (bzw. bei Drehung entgegen dem Uhrzeigersinn  $\alpha < 180^\circ$ ). Das Feld liegt dabei genau zwischen den beiden Kegeln und die Streufeldenergie kann durch Besetzung von Zuständen auf beiden Kegeln reduziert werden.

Ist die Position der Maxima und Minima abhängig von der Rotationsrichtung, so kann dies auf einen Domänenzerfall zurückgeführt werden. In dem Fall verliert die Makrospin-Annahme ihre Gültigkeit. Für Feldstärken von  $\mu_0 H \geq 92 \text{ mT}$  liegt die Magnetisierung noch eindomänig vor. In dem Fall wären in Abb. 5.6 im Verlauf der Widerstandskurven insgesamt vier Kreuzungspunkte zu erwarten, in denen die Magnetisierung auf dem leichten Magnetisierungskegel liegt und deswegen der Widerstandswert nicht von der Feldstärke abhängt. Aufgrund der bereits in Abb. 5.4 (a) beobachteten nichtlinearen thermischen Drift liegt der Fehler in der Bestimmung der Kreuzungspunkte allerdings in einem Winkelbereich von  $\pm 5^\circ$ , so dass mit dieser Messmethode keine genaue Bestimmung von  $\theta_K$  möglich ist.

### 5.4. Erweiterung der Messmethode

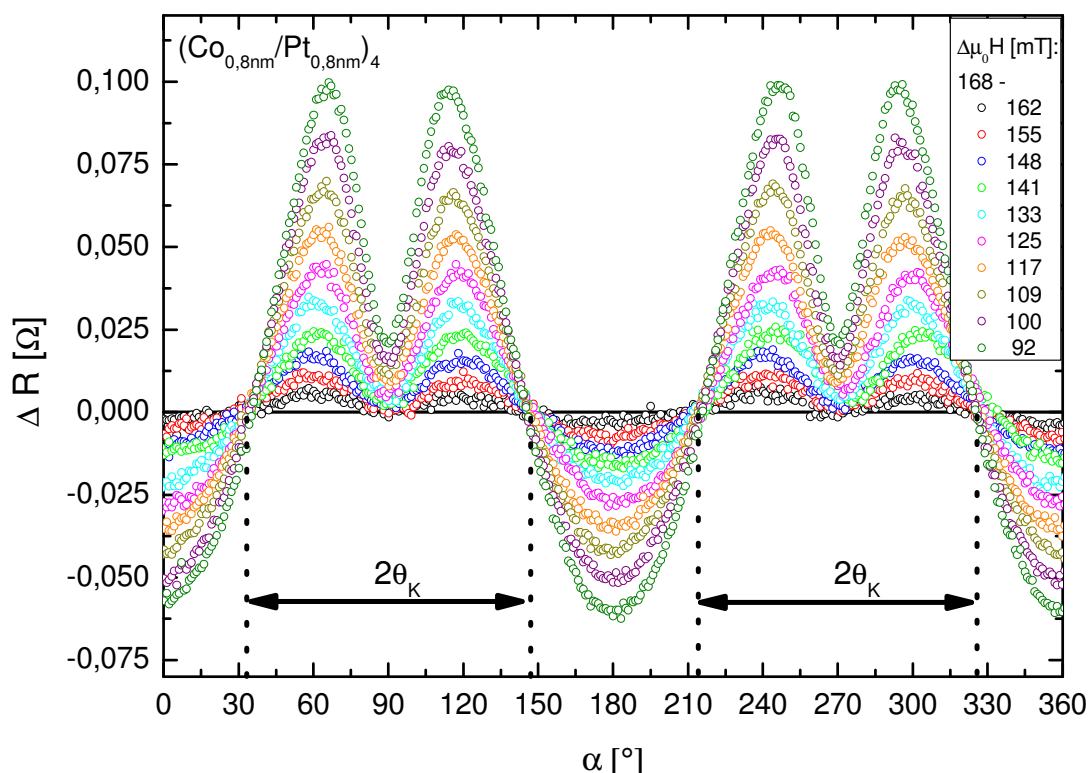
Im vorigen Abschnitt wurde dargestellt, wie sich anhand von der Feldorientierung abhängigen Widerstandsmessungen bei verschiedenen Feldstärken prinzipiell der Kippwinkel bestimmen lässt. Fehlende Temperaturstabilität führte allerdings zu einem großen Fehlerbereich, der eine genaue Bestimmung von  $\theta_K$  verhindert. Um die Messgenauigkeit zu verbessern, wird eine Differenzmethode vorgestellt, die das Problem der nichtlinearen thermischen Drift eliminiert. Während der Rotation des Feldes wird bei jedem Winkel der Widerstand für zwei verschiedene Feldstärken gemessen. Wichtig hierbei ist, dass die Feldstärken groß genug sind, damit ein eindomäniger Zustand vorliegt. Die zweite wichtige Voraussetzung ist, dass mindestens eine Feldstärke unterhalb der technischen Sättigung liegen muss. Würden beide Feldstärken hoch genug sein um die Magnetisierung stets parallel zum externen Feld auszurichten, wäre die Widerstandsdifferenz ansonsten stets Null.

In Abb. 5.7 wird die Widerstandsdifferenz  $\Delta R = R(\mu_0 H_{\text{ext}1}) - R(\mu_0 H_{\text{ext}2})$  der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage gegen den Winkel  $\alpha$  aufgetragen<sup>4</sup>. Dabei ist zu erkennen, dass entlang der leichten Magnetisierungsrichtung, bei der die Ausrichtung der Magnetisierung nicht von der Feldstärke abhängt,  $\Delta R$  für alle Feldstärken gleich Null wird. Auf diese Weise lässt sich der Kippwinkel direkt ablesen. Die Nullstellen liegen symmetrisch um  $\alpha = 90^\circ$  und  $270^\circ$ . Der Abstand zwischen zwei Nullstellen entspricht  $2\theta_K$ , dem vollen Öffnungswinkel des Kegels. Ein weiterer Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Nulldurchgänge unabhängig vom Hub der einzelnen Widerstandsmessungen sind. Die Tatsache, dass wie bereits in Abb. 5.4 (b) gezeigt, bei den hier verwendeten Feldern keine technische Sättigung erreicht wird, hat keinen Einfluss auf die Anwendbarkeit der Messmethode.

In den vorliegenden  $360^\circ$ -Rotationsmessungen aus Abb. 5.7 sind jeweils vier Nulldurchgänge zu beobachten. Sie liegen bei  $33^\circ \pm 2^\circ$ ,  $147^\circ \pm 2^\circ$ ,  $213^\circ \pm 3^\circ$  und bei  $328^\circ \pm 2,5^\circ$ . Bei diesen Winkeln ist das externe Feld parallel zum Kegel der leichten

<sup>4</sup>In den hier präsentierten Messungen gilt immer  $\mu_0 H_{\text{ext}1} = \mu_0 H_{\text{max}} = 168 \text{ mT}$ .

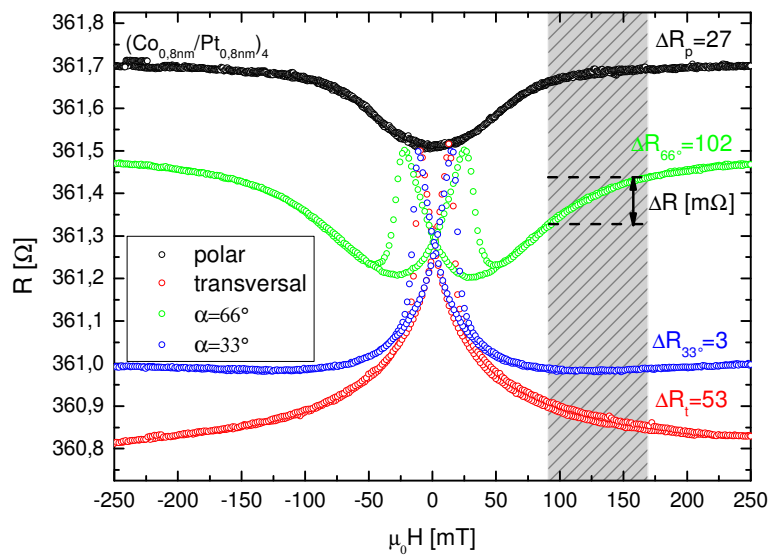




**Abbildung 5.7.:** Auftragung von  $\Delta R$  gegenüber dem Winkel  $\alpha$  für die  $(\text{Co}_{0,8\text{nm}}/\text{Pt}_{0,8\text{nm}})_4$ -Multilage. Während  $\mu_0 H_{\text{ext}1} = 168 \text{ mT}$  konstant gehalten wird, wird  $\mu_0 H_{\text{ext}2}$  von  $162 \text{ mT}$  bis  $92 \text{ mT}$  variiert. Die Winkel, bei denen  $\Delta R = 0$  wird, entsprechen dem Fall, dass das externe Feld parallel zur leichten Magnetisierungsrichtung, also dem Kippwinkel, liegt. Der Abstand zwischen zwei Nulldurchgängen, markiert durch die gestrichelten Linien, entspricht  $2\theta_K$ , dem vollen Öffnungswinkel des Kegels. Der Kippwinkel beträgt somit  $\theta_K = 57 \pm 2^\circ$ .

Magnetisierungsrichtung ausgerichtet. Während  $\alpha$  als der Winkel des externen Feldes in Bezug auf die Probenebene definiert ist, wird der Kippwinkel in Bezug auf die Probennormale definiert. Somit beträgt der Kippwinkel hier  $\theta_K = 57^\circ \pm 2^\circ$ . Aus der Energielandschaft für große Kippwinkel aus Abb. 5.3 geht hervor, dass entlang der Probennormalen, also bei  $\alpha = 90^\circ$  und  $270^\circ$ , jeweils ein Maximum auftritt. In dessen unmittelbaren Umgebung ist die Anisotropie nahezu konstant, so dass der Widerstand dort kaum Änderungen erfährt. Folglich wird im Differenzsignal von Abb. 5.7 für  $\alpha = 90^\circ$  und  $270^\circ$  jeweils ein Abfall von  $\Delta R$  beobachtet. Das verbleibende, von Null abweichende, Signal lässt sich aus dem später in Abb. 5.8 vorgestellten feldabhängigen Verhalten des Widerstandes erklären. Zwischen der Probennormalen und der leichten Magnetisierungsrichtung ist die Steigung in der Energielandschaft am höchsten und somit am sensibelsten gegenüber Änderungen der Feldstärke. Folglich tritt dort das größte  $\Delta R$ -Signal auf. Entlang der Probenebene, also bei  $\alpha = 0^\circ$ ,  $180^\circ$  und  $\alpha = 360^\circ$  liegt gemäß der Energielandschaft aus Abb. 5.3 ein lokales Minimum vor. Der Bereich um das Minimum ist sehr flach, so dass die Magnetisierung einer Änderung der Feldrichtung leicht folgen kann. Folglich wäre zu erwarten, dass

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung

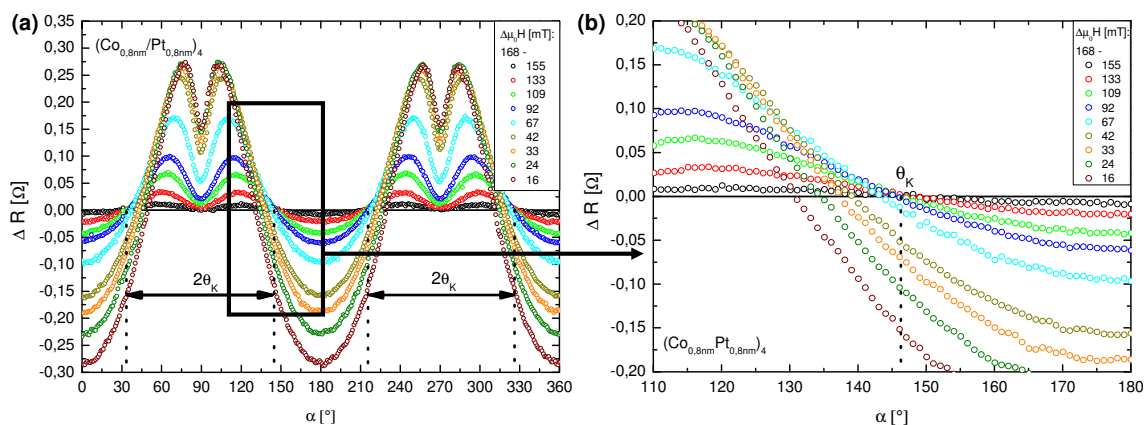


**Abbildung 5.8.:** Feldabhängiges Widerstandsverhalten der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage in polarer und transversaler Geometrie, sowie für  $\alpha = 66^\circ$  und  $\alpha = 33^\circ$ . Der für die Differenzmessungen in Abb. 5.7 verwendete Feldbereich ist grau-schraffiert unterlegt. Rechts sind für alle vier Kurven die dazugehörigen Widerstandsdifferenzen in  $\text{m}\Omega$  mit angegeben. Bei  $\alpha = 33^\circ$  liegt das externe Feld parallel zur leichten Magnetisierungsrichtung und die Magnetisierung ist bereits bei  $\sim 100$  mT vollständig gesättigt. Für höhere Feldstärken verläuft der Widerstand somit nahezu konstant, was die vier Nulldurchgänge aus Abb. 5.7 erklärt.

$\Delta R$  bei diesen Winkeln zu Null wird oder zumindest ein erkennbarer Abfall von  $\Delta R$  auftritt. Die Tatsache, dass solch ein Verhalten in Abb. 5.7 nicht beobachtet werden kann, lässt sich ebenfalls aus dem feldabhängigen Widerstandsverhalten aus Abb. 5.8 erklären. Abgebildet wird hierbei neben der senkrechten und der transversalen Richtung außerdem noch das feldabhängige MR-Verhalten für  $\alpha = 33^\circ$  und  $66^\circ$ . Zusätzlich ist der für die Differenzmessungen genutzte Bereich grau schraffiert und die jeweilige Widerstandsdifferenz über diesen Bereich mit aufgetragen.

In polarer Geometrie erreicht der Widerstand seinen Sättigungswert bei ungefähr 175 mT und verläuft dann näherungsweise konstant weiter<sup>5</sup>. Im Feldstärkebereich der für die Differenzmessungen genutzt wurde, erfährt der Widerstand also noch einen leichten Anstieg, woraus die nicht ganz zu Null gehenden  $\Delta R$ -Signale in Abb. 5.7 für  $\alpha = 90^\circ$  und  $270^\circ$  zu erklären sind. In der transversalen Geometrie ist im Bereich  $\pm 30$  mT eine Aufspaltung des Maximums aufgrund der Bildung eines Multidomänenzustands zu erkennen. Das Erreichen eines Sättigungswertes kann hier nicht beobachtet werden. Dieses Verhalten ist insoweit unerwartet, da bei einem Kippwinkel von  $\theta_K = 57^\circ \pm 2^\circ$  die leichte Magnetisierungsrichtung näher an der Probenebene liegt und somit gegenüber der polaren Richtung ein Einsetzen der Sättigung bereits für niedrigere Feldstärken zu erwarten ist, wie es auch in den Kerr-Hysteresemessungen aus Abb. 5.2 gefunden wurde. Somit deutet das hier untersuchte feldabhängige Widerstandsverhalten von  $R_t$  auf einen bisher noch nicht

<sup>5</sup>Im hier nicht abgebildeten Hochfeldverhalten bis 6 T ist eine lineare Widerstandsabnahme aufgrund des Spinwellen-Magnetowiderstands (SMR) zu beobachten. Für den dargestellten Feldbereich kann der SMR allerdings vernachlässigt werden.



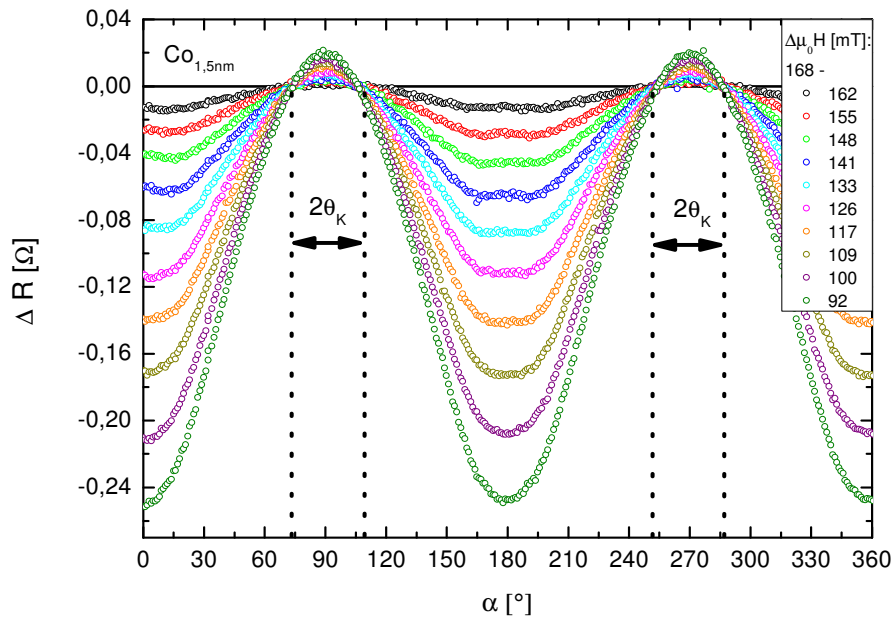
**Abbildung 5.9.:** (a): Auftragung von  $\Delta R$  gegenüber dem Winkel  $\alpha$  für die  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage. Bei Feldstärken von  $\mu_0 H_{\text{ext}2} < 92$  mT tritt dabei ein Zerfall der Magnetisierung in Domänen auf. (b) Vergrößerter Ausschnitt aus der Umgebung des zweiten Nulldurchgangs. Für kleiner werdende Feldstärken verschiebt sich aufgrund des Domänenzerfalls der Nulldurchgang näher zur Probennormalen. Folglich ist dann die Bestimmung des Kippwinkels nicht mehr möglich.

beschriebenen Magnetowiderstandseffekt hin. Dieser soll im folgenden Kapitel 6 genauer untersucht werden.

Neben der polaren und der transversalen Richtung werden zusätzlich zwei weitere Spezialfälle dargestellt. Die Widerstandskurve bei  $\alpha = 66^\circ$  entspricht der Position des Maximums in Abb. 5.7 und weist somit eine maximale Widerstandsänderung im für die Differenzmessungen relevantem Feldbereich auf ( $\Delta R_{66^\circ} = 102$  m $\Omega$ ). Die  $\alpha = 33^\circ$ -Kurve stellt den Fall der Feldausrichtung entlang der leichten Magnetisierungsrichtung dar. Hierbei ist zu erkennen, dass die Magnetisierung bereits bei Feldstärken  $> 100$  mT vollständig gesättigt ist und somit der Widerstand nahezu konstant verläuft. Im grau-schraffierten Bereich beträgt die Widerstandsänderung  $\Delta R_{33^\circ} = 3$  m $\Omega$ . Dies steht in guter Übereinstimmung mit dem in Abb. 5.7 beobachteten Nulldurchgang.

In Abb. 5.9 (a) wird die  $\Delta R(\alpha)$ -Messung auf kleine Feldstärken im Bereich des Domänenzerfalls erweitert. Zur besseren Darstellung werden in Abb. 5.9 (b) außerdem die  $\Delta R$ -Kurven um den Bereich des zweiten Nulldurchgangs vergrößert dargestellt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass solange die Magnetisierung am Kippwinkel eindomänig vorliegt, die  $\Delta R$ -Kurven allesamt denselben Kreuzungspunkt haben. Wird aber die Feldstärke sukzessive abgesenkt, so dass ein Domänenzerfall eintritt, ist eine kontinuierliche Verschiebung des Kreuzungspunktes hin zu kleineren Werten von  $\alpha$ , also näher an die Probennormale heran, zu beobachten. Eine Bestimmung des Kippwinkels ist somit nicht möglich. Diese Messung belegt, dass zur Bestimmung des Kippwinkels keine hohen Felder notwendig sind und es auch ausreicht, wenn die Magnetisierung in polarer oder transversaler Richtung noch nicht vollständig gesättigt ist, solange beim Kippwinkel die Magnetisierung eindomänig vorliegt. Allerdings sei hier nochmal darauf hingewiesen, dass ebenso mindestens ein Feldstärkewert unterhalb der technischen Sättigung liegen muss, um ein von Null unterschiedliches Differenzsignal zu erhalten.

## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung



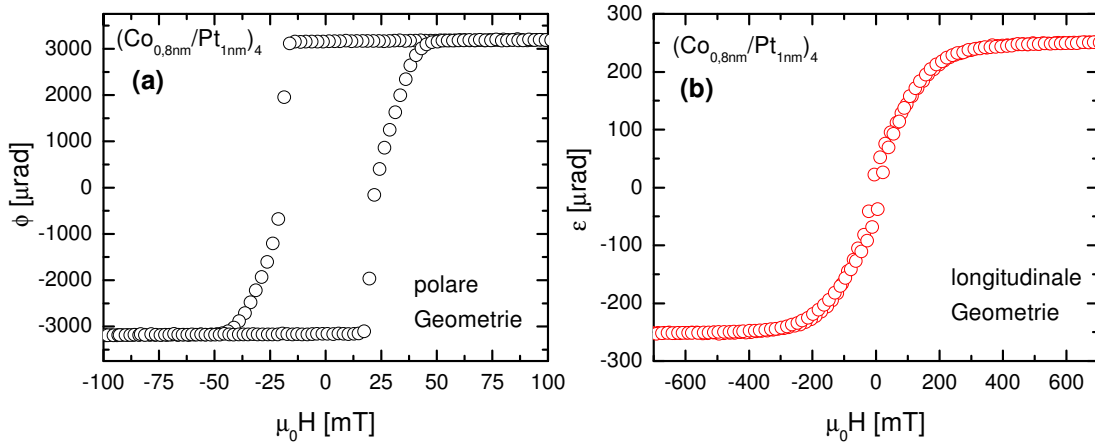
**Abbildung 5.10.:** Auftragung von  $\Delta R$  gegenüber dem Winkel  $\alpha$  für die  $\text{Co}_{1,5}$ -Einzellage. Während  $\mu_0 H_{\text{ext}1} = 168$  mT konstant gehalten wird, wird  $\mu_0 H_{\text{ext}2}$  von 162 mT bis 92 mT variiert. Der Abstand zwischen zwei Nulldurchgängen, markiert durch die gestrichelten Linien, entspricht dem vollen Öffnungswinkel des Kegels. Der Kippwinkel beträgt  $\theta_K = 16,5^\circ \pm 1,5^\circ$ .

## 5.5. Überprüfung der neuen Messmethode

Zur Überprüfung der Messmethode wurden Messungen an zwei weiteren Proben durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine  $\text{Co}_{1,5}$ -Einzellage die auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  gewachsen wurde und eine  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage auf  $\text{SiO}_2$ . Für die Einzellage wurde bereits aus dem mittels Kerr-Hysteresemessungen aufgenommenen Ummagnetisierungsverhalten in Abb. 5.2 und unter Ausnutzung von Gl. 5.1 ein Kippwinkel von  $\theta_K = 14^\circ \pm 2^\circ$  gefunden. Für die in Abb. 5.10 gezeigte  $\Delta R(\alpha)$ -Messung wurde erneut  $\mu_0 H_{\text{ext}1} = 168$  mT konstant gehalten, während  $\mu_0 H_{\text{ext}2}$  von 162 mT bis 92 mT variiert wurde.

Für die Winkel  $\alpha = 73^\circ \pm 1^\circ$ , sowie  $106^\circ \pm 1^\circ$ ,  $253,5^\circ \pm 1,5^\circ$  und  $286,5^\circ \pm 1,5^\circ$  besitzen alle  $\Delta R$  Kurven einen Nulldurchgang. Folglich müssen dort externes Feld und leichte Magnetisierungsrichtung parallel zueinander liegen. Der Kippwinkel beträgt somit  $\theta_K = 16,5^\circ \pm 1,5^\circ$ . Dieser Wert steht quantitativ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der MOKE-Messung aus Abb. 5.2.

In einer weiteren Untersuchung wird die  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage betrachtet. Das unter Ausnutzung des MOKE aufgenommene Ummagnetisierungsverhalten wird in Abb. 5.11 abgebildet. Diese Probe hat im Vergleich zu der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage eine dickere Pt-Zwischenschichtdicke. In Abschnitt 2.2 wurde bereits erklärt, dass dieses ein treibender Parameter für den SRT ist [Lou97, Sti09, Kob13]. Eine dickere Pt-Zwischenschichtdicke sollte somit zu einem erhöhten Wert von  $K_{1,\text{eff}}$  führen. Folglich ist zu erwarten, dass die leichte Richtung der Magnetisierbarkeit, verglichen



**Abbildung 5.11.:** Kerr-Hysterese Kurven der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage in (a) polarer und (b) longitudinaler Geometrie. In polarer Geometrie ist  $M_R/M_S \approx 1$ , während die longitudinale Messung keine Remanenz aufweist. Die Probe weist also eine senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbarkeit auf.

mit der  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage, näher an der Probenormalen liegt.

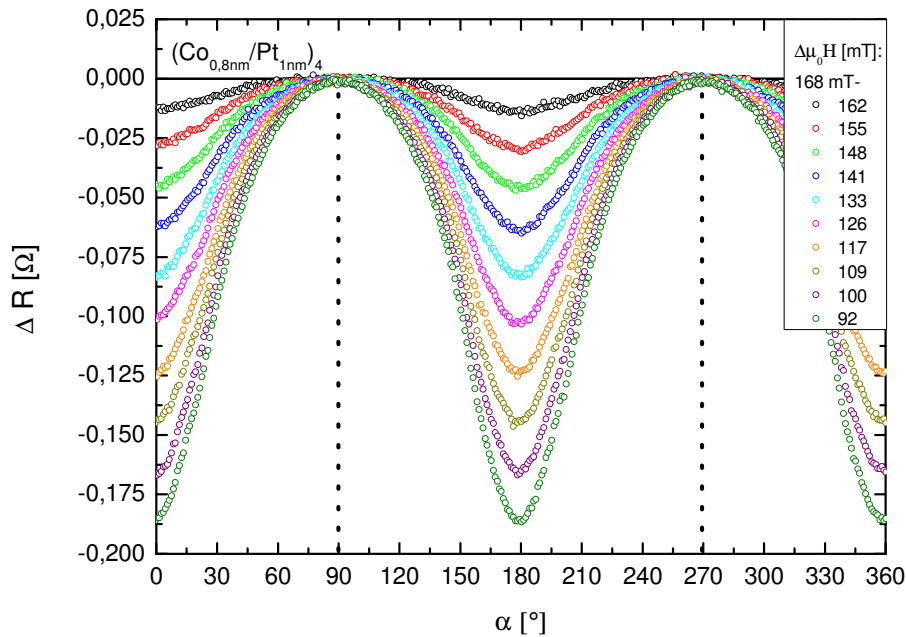
Die polare Kerr-Hysterese Kurve zeigt einen Einsatz des Domänenzerfalls bei  $\mu_0 H \approx 20$  mT und anschließend einen Domänenwandpropagations- und Annihilationsprozess zu 50 mT, bis die Magnetisierung wieder gesättigt ist. Dabei entspricht der Remanenzwert dem Wert der Sättigungsmagnetisierung. In der longitudinalen Geometrie ist hingegen allenfalls eine verschwindend kleine Remanenz zu beobachten. Die Kurve kann als geschlossen betrachtet werden. Der Ummagnetisierungsvorgang verläuft also komplett über kohärente Rotation. Die Probe zeigt somit das charakteristische Verhalten einer senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung. In Abb. 5.12 ist die zugehörige  $\Delta R(\alpha)$ -Messung dargestellt. Ein Nulldurchgang für alle  $\Delta R$ -Kurven, wie er in den beiden anderen Proben beobachtet wurde, findet hier nicht statt. Lediglich für  $\alpha = 90^\circ \pm 2,5^\circ$  und  $270^\circ \pm 2,5^\circ$  treffen die  $\Delta R$ -Kurven die  $\alpha$ -Achse. Somit liegt die leichte Magnetisierungsrichtung parallel zur Probenormalen. Der Kippwinkel beträgt folglich  $\theta_K = 0^\circ \pm 2,5^\circ$ . Dies steht in qualitativer Übereinstimmung zu dem Ergebnis der MOKE-Messung aus Abb. 5.11.

## 5.6. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine neue Messmethode vorgestellt, mit der an Co/Pt-Proben mittels Messung der Längsspannung unter Ausnutzung des AIMR der Kippwinkel der Magnetisierung direkt ermittelt werden kann. Um Einflüsse eventueller nichtlinearer thermischer Drift zu eliminieren, wurde eine Differenzmethode verwendet, bei der die Widerstandsdifferenz für zwei verschiedene Feldwerte während der Drehung des Magnetfeldes um  $360^\circ$  gemessen wurde. Bei Ausrichtung des Feldes entlang der leichten Magnetisierungsrichtung, also am Kippwinkel, wurde  $\Delta R$  unabhängig von der Feldstärke stets Null. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt dabei  $\Delta\theta_K = \pm 2^\circ$ . Neben der Genauigkeit liegen die Vorteile in der Methode darin, dass sie frei von thermischer Drift ist und keine hohen Feldstärken benötigt. Die einzigen Voraus-



## 5. Messmethode zur Bestimmung des Kippwinkels der Magnetisierung



**Abbildung 5.12.:** Auftragung von  $\Delta R$  gegenüber dem Winkel  $\alpha$  für die  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage. Während  $\mu_0 H_{\text{ext}1} = 168$  mT konstant gehalten wird, wird  $\mu_0 H_{\text{ext}2}$  von 162 mT bis 92 mT variiert. Die leichte Magnetisierungsrichtung liegt entlang der Probennormalen. Der Kippwinkel beträgt  $\theta_K = 0^\circ \pm 2,5^\circ$ .

setzungen sind, dass die Magnetisierung im Bereich des Kippwinkels in einem ein-domänigem Zustand vorliegt und mindestens eine der beiden Feldstärken unterhalb der technischen Sättigung liegt.

Vorgestellt wurde die Messmethode an drei verschiedenen Proben. Die erste war eine  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage, die einen Kippwinkel von  $\theta_K = 57^\circ \pm 2^\circ$  aufweist. Dieser Wert stimmte qualitativ gut mit den vergleichenden MOKE-Messungen überein. Weiterhin wurde für eine  $\text{Co}_{1,5}$ -Einzellage ein Kippwinkel von  $\theta_K = 16,5^\circ \pm 1,5^\circ$  gefunden, was in guter Übereinstimmung zu dem mittels Kerr-Hysterese Messung ermittelten Winkel von  $\theta_K = 14^\circ \pm 2^\circ$  steht. Als letztes wurde anhand einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Multilage mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung ein Kippwinkel von  $\theta_K = 0^\circ \pm 2,5^\circ$  ermittelt.

Mit den Magnetowiderstandsmessungen wird im Falle von Multilagen immer die Gesamtzahl aller magnetischen Schichten untersucht. Die resultierenden Kippwinkel spiegeln somit immer die mittlere Magnetisierungsrichtung des gesamten Schichtsystems wieder. Dies ist insbesondere deswegen relevant, weil jüngst vermutet wurde, dass sich in Multilagen die leichte Magnetisierungsrichtung von Schicht zu Schicht unterscheiden kann [Pop08, Tek11]. Mithilfe der hier vorgestellten Methode in Kombination mit oberflächensensitiven Methoden wie beispielsweise SEMPA [Frö08] besteht eine Möglichkeit, die Frage nach der Homogenität der Magnetisierung in Multilagen systematisch zu beantworten.

## 6. Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt

Wie im vorigen Kapitel in Abschnitt 5.4 beschrieben, wurde bei einer feldstärkeabhängigen Widerstandsmessung (Abb. 5.8) an einem Co/Pt-Draht beobachtet, dass der feldabhängige Längswiderstand ein anisotropes Hochfeldverhalten aufweist. Während in polarer Feldgeometrie der Widerstand oberhalb der technischen Sättigung linear mit dem Beitrag des Feldes aufgrund des SMR abnimmt, wurde in transversaler Feldrichtung oberhalb der technischen Sättigung eine nichtlineare Widerstandsabnahme beobachtet. Im folgenden soll dieses anisotrope Widerstandsverhalten näher untersucht werden. Da festgestellt werden konnte, dass es sich um einen magnetoresistiven Effekt handelt, wird er im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Anisotroper Hochfeld Magnetowiderstand<sup>1</sup> bezeichnet. Es sei darauf hingewiesen, dass die hier vorgestellten Untersuchungen erste experimentelle Hinweise liefern und als Basis für weiterführende Untersuchungen dienen sollen. Die vorgestellten Ergebnisse sind allerdings noch nicht ausreichend, um ein vollständiges Bild von den Eigenschaften des AHMR zu erhalten und somit die mikroskopische Ursache des Effektes zu verstehen.

In Abschnitt 6.1 wird zuerst anhand einer feldstärkeabhängigen Widerstandsmessung in polarer, transversaler und longitudinaler Geometrie das anisotrope Hochfeld-Widerstandsverhalten qualitativ beschrieben und die Größenordnung des AHMR angegeben. Im folgenden Abschnitt 6.2 wird untersucht, ob dieser, bisher in der Literatur nicht beschriebene, Effekt durch eine magnetische Anisotropie innerhalb der Filmebene verursacht wird. Anschließend wird in Abschnitt 6.3 die Größe des AHMR in Abhängigkeit der Co-Schichtdicke betrachtet. Darauf folgend wird in Abschnitt 6.4 die Abhängigkeit des Effektes vom Winkel zwischen Strompfad und Magnetisierung betrachtet. Im letzten Abschnitt 6.5 wird die Temperaturabhängigkeit des Effektes untersucht.

### 6.1. Nachweis des AHMR

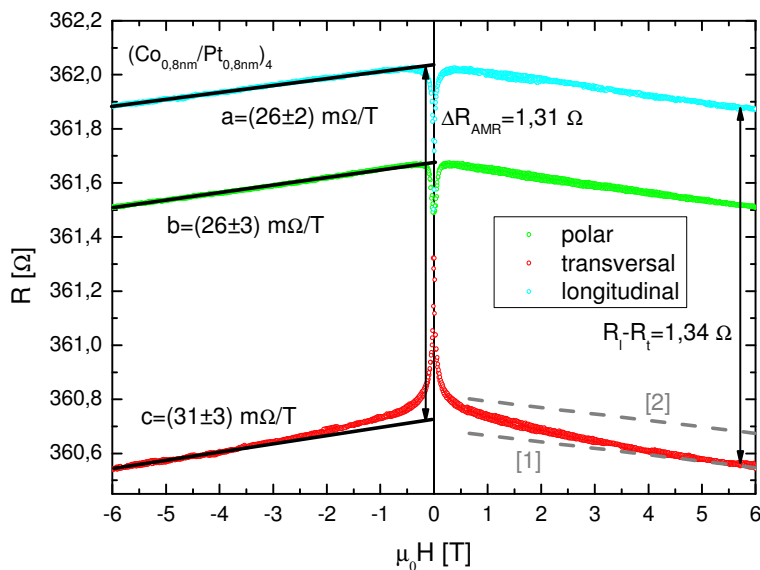
Für eine detaillierte Beschreibung der wesentlichen Charakteristik des Effektes wurde das feldabhängige Widerstandsverhalten eines 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Drahts<sup>2</sup> für Feldstärken von bis zu 6 T betrachtet. Wie in Abb. 6.1 dargestellt, wurde dabei sowohl in polarer ( $R_p$ ), longitudinaler ( $R_l$ ) und auch trans-

---

<sup>1</sup>Englisch: Anisotropic high field magnetoresistance (AHMR)

<sup>2</sup>An derselben Probe wurden auch die wesentlichen Untersuchungen des vorigen Kapitels 5 durchgeführt.

## 6. Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt



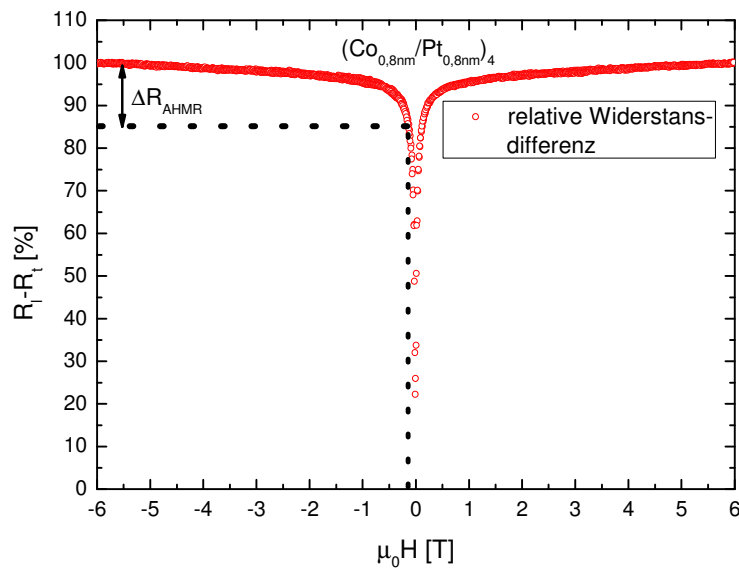
**Abbildung 6.1.:** (a) Feldstärkeabhängiges Widerstandsverhalten eines 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}\text{nm}/\text{Pt}_{0,8}\text{nm})_4$ -Drahts in polarer, transversaler und longitudinaler Richtung für Feldstärken bis  $\pm 6$  T. Unter der Annahme eines linearen Widerstandsabfalls aufgrund des SMR wurden die Steigungen  $a$ ,  $b$  und  $c$  im Hochfeldbereich für alle drei Geometrien angegeben. Die auf 0 T extrapolierte Widerstandsdifferenz  $\Delta R_{\text{AMR}} = 1,31 \Omega$  gibt nach konventioneller Auffassung die Widerstandsänderung aufgrund des AMR an. Bei 6 T liegt die Widerstandsdifferenz  $R_l - R_t = 1,34 \Omega$  vor. Die beiden gestrichelten grauen Kurven [1] und [2] bilden oberhalb der technischen Sättigung den möglichen Verlauf von  $R_t$  ohne Wirkung des AHMR ab.

versaler Geometrie ( $R_t$ ) gemessen, um ein genaues Verständnis des Widerstandsverhaltens bei hohen Feldstärken zu erhalten.

Unter der Annahme, dass bei hohen Feldstärken oberhalb der technischen Sättigung der Widerstand bei Feldstärken von  $\mu_0|H| \gtrsim 300$  mT aufgrund des SMR linear abnimmt, wurde in Abb. 6.1 für alle drei Geometrien eine Steigungsgerade an den Hochfeldbereich angepasst. Aufgrund der Isotropie des SMR wäre zu erwarten, dass die Steigung in allen drei Geometrien gleich groß ist. Werden allerdings die Steigungen miteinander verglichen, so ist festzustellen, dass nur in longitudinaler ( $a = [26 \pm 2] \text{ m}\Omega/\text{T}$ ) und polarer Richtung ( $b = [26 \pm 3] \text{ m}\Omega/\text{T}$ ) die Steigungen nahezu gleich sind. Im Gegensatz dazu weicht die Steigung in transversaler Richtung mit  $c = [31 \pm 3] \text{ m}\Omega/\text{T}$  deutlich von den beiden anderen Werten ab. Es fällt auf, dass in transversaler Richtung die lineare Anpassung lediglich über den Bereich von 4 – 6 T durchgeführt werden konnte, da ansonsten der Fehlerbereich zu groß geworden wäre. Für Felder  $\mu_0|H| \lesssim 4$  T steigt der Widerstand mit abnehmender Feldstärke deutlich stärker an. In polarer und longitudinaler Geometrie hingegen bildet die lineare Anpassung das Widerstandsverhalten für Feldstärken bis  $\mu_0|H| \gtrsim 300$  mT gut ab.

Werden die Widerstandskurven im Bereich hoher Feldstärken auf 0 T extrapoliert, so beträgt die Differenz von longitudinaler und transversaler Widerstandskurve  $\Delta R_{\text{AMR}} = 1,31 \Omega$  und gibt nach konventioneller Auffassung die Widerstandsänderung aufgrund des AMR an. Gleichzeitig beträgt bei 6 T die Widerstandsdifferenz



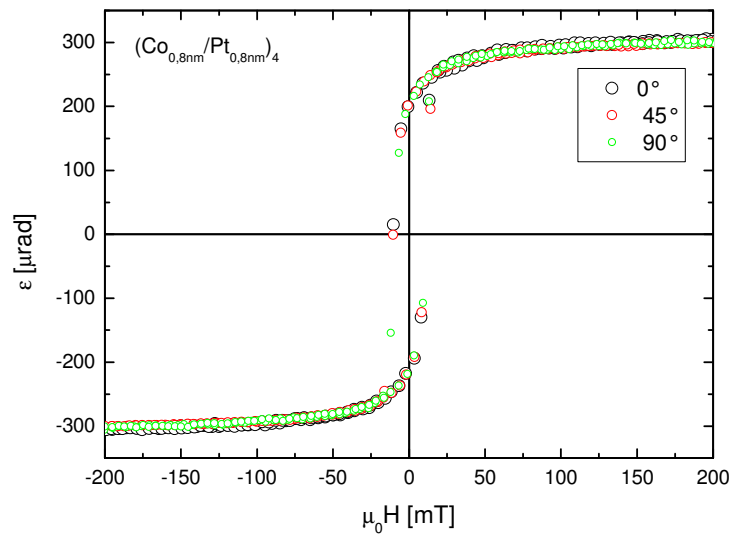


**Abbildung 6.2.:** Feldstärkeabhängige Auftragung der relativen Widerstandsdifferenz  $[R_l(H) - R_t(H)]/[R_l(6\text{ T}) - R_t(6\text{ T})]$  eines  $80\ \mu\text{m}$  langen und  $8\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Drahts. Oberhalb der technischen Sättigung bei  $90\ \text{mT}$  ist der weitere Anstieg auf den AHMR zurückzuführen.

$R_l - R_t = 1,34\ \Omega$ . Der Unterschied von  $0,03\ \Omega$  ist folglich auf die Wirkung des AHMR zurückzuführen und beträgt  $\sim 2\%$  der Größe des AMR. Die Wirkung des AHMR lässt sich dabei auf zwei mögliche Arten erklären. Zum einen kann der AHMR oberhalb der technischen Sättigung zu einer Erhöhung von  $R_t$  führen. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 6.1 anhand der gestrichelten-grauen Geraden [1] dargestellt. Die Gerade bildet oberhalb der technischen Sättigung den möglichen Widerstandsverlauf von  $R_t$  ohne Wirkung des AHMR ab. In dem Fall ist zu erwarten, dass sich mit zunehmender Feldstärke die Wirkung des AHMR sukzessive reduziert und für sehr hohe Felder in der Widerstandsdifferenz aus transversaler und longitudinaler Geometrie nahezu vernachlässigt werden kann. Die andere Erklärung wäre, dass  $R_t$  durch den AHMR abgesenkt wird. Dieser Fall wird durch die gestrichelte-graue Linie [2] skizziert und würde bedeuten, dass  $R_t$  auch für sehr hohe Felder reduziert bleibt. Folglich müsste zur Bestimmung des AMR der AHMR aus der gemessenen und auf  $0\ \text{T}$  extrapolierten Widerstandsdifferenz herausgerechnet werden.

Eine quantitative Abschätzung zur Größenordnung des AHMR für den Fall, dass die zweite Erklärung zutrifft, wird in Abb. 6.2 gezeigt. Dabei wurde die Widerstandsdifferenz  $\Delta R = R_l - R_t$  gebildet und auf den bei  $6\ \text{T}$  bestimmten Wert von  $\Delta R = 1,34\ \Omega$  normiert. Aus den in Abb. 5.2 des vorigen Kapitels 5 gezeigten Kerr-Hysteresekurven geht hervor, dass die Magnetisierung in longitudinaler Geometrie bereits bei  $\sim 90\ \text{mT}$  in Sättigung übergeht. Folglich lässt sich der weitere Kurvenanstieg um ca.  $\Delta R_{\text{AHMR}} = 15\%$  mit der Wirkung des AHMR erklären. Es handelt sich also um einen sehr kleinen Effekt, der beispielsweise bei der hier vorgestellten Probe nur  $\sim 0,06\%$  von  $R_0$  beträgt.

## 6. Anisotropes magneto-resistives Hochfeldverhalten in Co/Pt



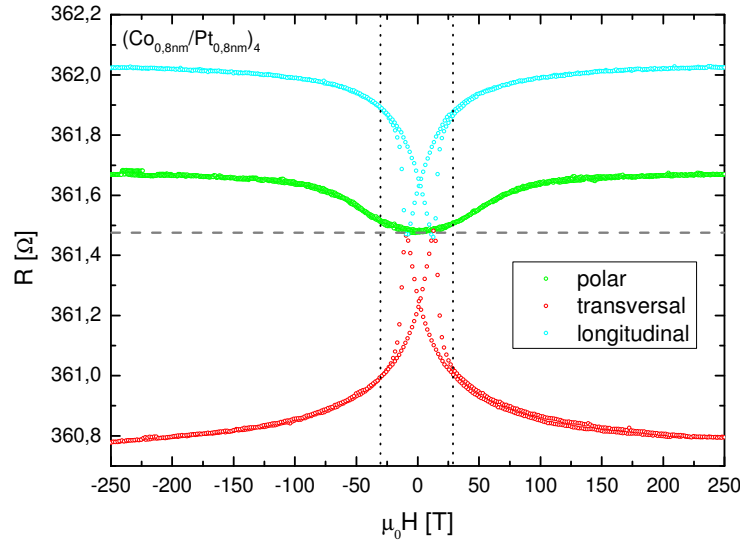
**Abbildung 6.3.:** Kerr-Hysteresemessungen in longitudinaler Geometrie an einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Multilage. Zwischen den Messungen wurde die Probe innerhalb der Probenebene jeweils um  $\varphi = 45^\circ$  verdreht. Dies hat keinerlei Einfluss auf das Elliptizitätssignal und zeigt somit, dass die Energiedichte innerhalb der Probenebene isotrop ist.

## 6.2. Magnetische Anisotropie in der Filmebene

Als Erklärung für das anisotrope Hochfeldverhalten existieren zwei grundlegende Ansätze. Eine Möglichkeit wäre, dass der Effekt eine Ursache in der magnetischen Anisotropie hat, das heißt, dass innerhalb der Probenebene magnetische Vorzugsrichtungen existieren. Die andere These wäre, dass es sich um einen magneto-resistiven Effekt, also die Wechselwirkung von Ladungsträgern mit der Magnetisierung, handelt. Um nachzuprüfen, ob der neue Effekt durch eine magnetische Anisotropie innerhalb der Filmebene verursacht wird, wurde unter Ausnutzung des longitudinalen Kerr-Effektes das Ummagnetisierungsverhalten in einem ausgedehnten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Film für Felder bis  $\mu_0 |H| = 200$  mT aufgezeichnet. Wie in Abb. 6.3 zu erkennen ist, wurden drei Messungen durchgeführt. Zwischen den Messungen wurde die Probe innerhalb der Probenebene jeweils um  $\varphi = 45^\circ$  gedreht. Damit soll überprüft werden, ob sich das Ummagnetisierungsverhalten unter Drehung des Feldes ändert.

Der Vergleich der drei Messungen zeigt ein Ummagnetisierungsverhalten, wie es auch bereits in Abb. 5.2 beobachtet wurde. Eine Drehung des Feldes innerhalb der Probenebene zeigt keine Auswirkungen auf das Ummagnetisierungsverhalten. Sowohl die Remanenz ( $M_R/M_S = 70\%$ ) als auch das Koerzitivfeld ( $\mu_0 |H|_K = 10$  mT) sind in allen drei Fällen gleich groß. Dies belegt deutlich, dass die magnetische Energiedichte innerhalb der Filmebene isotrop ist.

Eine weitere mögliche Ursache liefert die in Abschnitt 2.1.2 vorgestellte Formanisotropie. Während in den Kerr-Hysteresemessungen ein ausgedehnter Film betrachtet wurde, führen die endlichen Abmessungen des für die MR-Messungen genutzten Drahtes zu einer Formanisotropie innerhalb der Probenebene. Unter der Näherung des Drahtes als Rotationsellipsoid bestimmt sich der Demagnetisierungsfaktor aus



**Abbildung 6.4.:** (a) Feldstärkeabhängiges Widerstandsverhalten eines 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Drahts in polarer, transversaler und longitudinaler Richtung für Feldstärken bis  $\pm 250$  mT. Die gepunkteten schwarzen Linien markieren den Bereich des Domänenzerfalls bei Ausrichtung des Feldes in der Probenebene, während die gestrichelte graue Linie den Widerstandswert bei 0 T angibt.

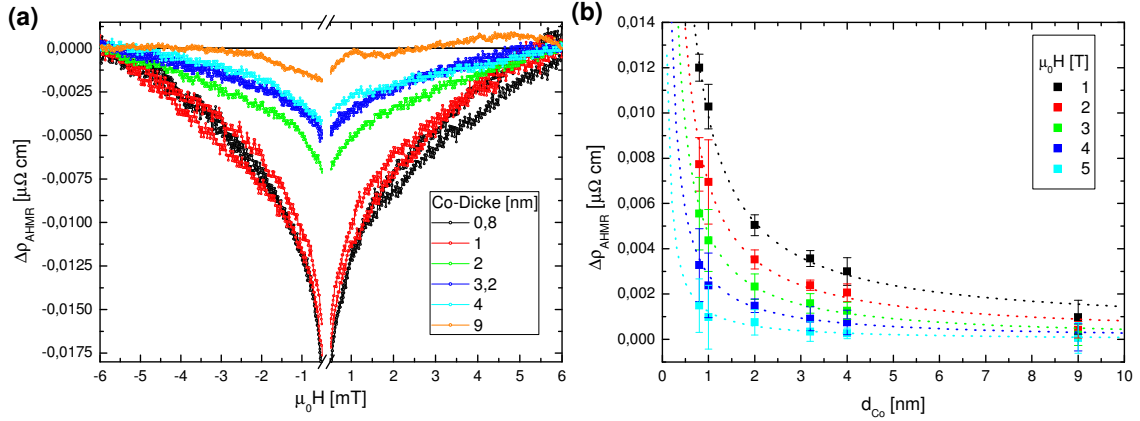
$N_y = d_{\text{Co}}/b$  [O'H00]. Wird das Schichtsystem als Parallelschaltung aufgefasst, ergibt sich eine effektive Co-Dicke von  $d_{\text{Co}} = 3,2$  nm. Folglich berechnet sich die Formanisotropie innerhalb der Probenebene wie folgt:

$$K_{\text{F,Ebene}} = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot N_y \cdot M_S^2 = 0,5 \frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}. \quad (6.1)$$

Dieser Wert ist vernachlässigbar klein. In Abschnitt 2.1.2 wurde bereits erwähnt, dass die Formanisotropie zwischen senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung in einem dünnen Film  $K_{\text{F,Film}} = 1230 \text{ kJ/m}^3$  beträgt. Folglich fällt die Formanisotropie als Erklärung für das anisotrope Hochfeldverhalten des Widerstandes aus. Dies lässt sich auch anhand von Abb. 6.4 nachvollziehen. Dort ist das feldabhängige Widerstandsverhalten des  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_4$ -Drahts für einen kleinen Feldbereich bis  $|\mu_0 H| = 250$  mT in allen drei Feldgeometrien dargestellt.

Sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Geometrie ist zu erkennen, dass je nach Polarität des angelegten Gegenfeldes das Maximum (bzw. Minimum) im Widerstand bei  $\mu_0 H = \pm 10$  mT liegt. Dies entspricht der Koerzitivfeldstärke, stellt also den Zustand dar, in dem die Netto-Magnetisierung auf Null gefallen ist. Folglich lässt sich das Widerstandsverhalten im Bereich von  $|\mu_0 H| < 30$  mT durch den Zerfall der Magnetisierung in einen Multidomänenzustand sowie der Propagation und Annihilation von Domänenwänden erklären. Dabei entspricht die Form der longitudinalen Kurve einer Spiegelung der transversalen Kurve an der gestrichelten grauen Linie. Damit kann gezeigt werden, dass der Domänenzerfall unabhängig vom Winkel zwischen Strompfad und Magnetisierung auftritt und somit eine magnetische Anisotropie innerhalb der Filmebene zur Erklärung des AHMR ausgeschlossen werden kann. Folglich muss der AHMR eine magneto-resistive Ursache haben.

## 6. Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt



**Abbildung 6.5.:** (a) Auftragung der spezifischen feldabhängigen Widerstandsdiﬀerenz  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}(H) = [\rho_1(H) - \rho_t(H)] - [\rho_1(6\text{ T}) - \rho_t(6\text{ T})]$  für Co-Schichtdicken von 0,8 nm bis 9 nm. Um eine Darstellung zu erhalten, in der nur die Wirkung des AHMR beobachtet wird, wurde der Feldbereich um  $\pm 0,5\text{ T}$  nicht dargestellt, da dieser vom AMR dominiert wird. (b) Abhängigkeit von  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  von der Co-Schichtdicke, aufgetragen für ausgewählte Feldstärken. Eine  $1/d_{\text{Co}}$  Anpassung, dargestellt durch die gestrichelten Linien, lässt sich dabei für alle Kurven durchführen.

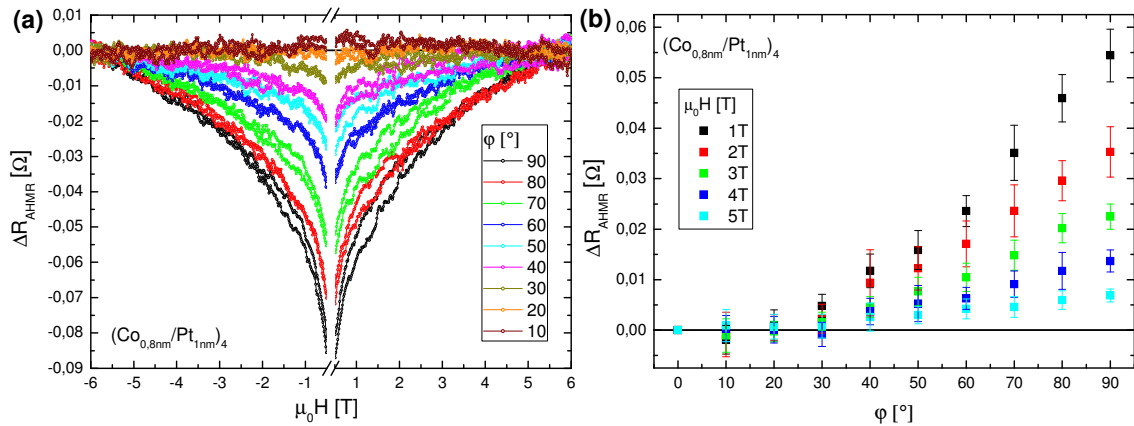
### 6.3. Abhängigkeit des AHMR von der Schichtdicke

Zur Überprüfung, ob es sich beim AHMR um einen Grenzflächen- oder einen Volumeneffekt handelt, wird im folgenden Abschnitt die Abhängigkeit des AHMR von der Co-Schichtdicke untersucht. Dafür wurde als einfachst mögliches Schichtsystem eine Pt/Co/Pt-Einzellage auf  $\text{SiO}_2$  verwendet. In diesem Schichtsystem wurde die Co-Schichtdicke von  $d_{\text{Co}} = 0,8\text{ nm}$  bis 9 nm variiert. Der spezifische Widerstand bestimmt sich über:

$$\rho = f \cdot \frac{b \cdot d_{\text{Co}}}{L} \cdot R. \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnet  $f$  den Shunt-Faktor, der berücksichtigt, dass nur ein Bruchteil des Stroms durch die Co-Schicht fließt. Die Breite des Drahtes wird durch  $b$  angegeben, die Länge mit  $L$ , die Dicke der Co-Schicht mit  $d_{\text{Co}}$  und der experimentell gemessene Widerstand des Schichtsystems mit  $R$ . Der spezifische Widerstand hängt in den untersuchten Proben somit nur vom Shunt-Faktor und der Co-Dicke ab. Der Shunt-Faktor konnte auf Basis der in Abb. 3.10 (a) dargestellten Abhängigkeit des Co-Stromanteils von der Schichtdicke bestimmt werden. Die Ergebnisse dazu wurden aus der Referenz [Kob13] entnommen.

In Abb. 6.5 (a) wird nun die Differenz  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}(H) = [\rho_1(H) - \rho_t(H)] - [\rho_1(6\text{ T}) - \rho_t(6\text{ T})]$  aufgetragen. Für diese Darstellungsform wird also die Annahme gemacht, dass der AHMR  $\rho_t$  erhöht und für hohe Feldstärken verschwindet. Es sei allerdings darauf hingewiesen, dass diese Annahme nur getätigt wurde, um einen Zugang zu einer Darstellung aller Messkurven in einem einzelnen Diagramm zu erhalten. Im



**Abbildung 6.6.:** (a) Auftragung der Widerstandsifferenz  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H) = [R_{\parallel}(H) - R_{\varphi}(H)] - [R_{\parallel}(6\text{ T}) - R_{\varphi}(6\text{ T})]$  in einem 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0.8}/\text{Pt}_1)_4$ -Draht für eine Variation des Winkels  $\varphi$  zwischen Magnetisierung und Stromrichtung. Der Bereich um  $\pm 0,5\text{ T}$  wurde dabei ausgeblendet, da die Widerstandsänderungen dort auch auf den konventionellen AMR zurückzuführen sind. (b) Quantitative Auswertung von  $\Delta R_{\text{AHMR}}$  in Abhängigkeit von  $\varphi$  für ausgewählte Feldstärken.

anderen möglichen Fall, dass der AHMR  $\rho_t$  reduziert, müssten alle  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$ -Kurven auf den Wert bei 0 T normiert werden. Um in Abb. 6.5 (a) eine Darstellung zu erhalten, in der nur die Wirkung des AHMR beobachtet wird, wurde der Feldbereich  $\mu_0|H| < 0,5\text{ T}$  in der Abbildung ausgeblendet, da in der 0,8 nm dicken Co-Probe bei Feldorientierung in der Ebene erst bei  $\sim 500\text{ mT}$  die technische Sättigung erreicht wird. Es zeigt sich in Abb. 6.5 (a), dass  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  mit  $d_{\text{Co}}$  abnimmt. In Abb. 6.5 (b) wird die Größe von  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  gegenüber der Co-Schichtdicke für ausgewählte Feldstärken aufgetragen. Unabhängig von der Feldstärke ist in allen Kurven ein Abfall von  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  zu erkennen, der proportional zu  $1/d_{\text{Co}}$  ist. Würde es sich beim AHMR um einen Volumeneffekt handeln, wäre zu erwarten, dass  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  unabhängig von der Co-Schichtdicke ist. Die Tatsache, dass  $\Delta\rho_{\text{AHMR}}$  hingegen mit  $1/d_{\text{Co}}$  abnimmt, zeigt, dass es sich beim AHMR um einen Grenzflächeneffekt handeln muss, weil mit zunehmender Schichtdicke der relative Beitrag der Grenzflächen zum Widerstand verringert wird.

## 6.4. Winkelabhängigkeit des AHMR

Bisher wurde zur Beschreibung des AHMR nur auf den Widerstandsunterschied von longitudinaler zu transversaler Feldgeometrie eingegangen. Im Folgenden wird die Winkelabhängigkeit des AHMR innerhalb der Probenebene bezüglich des Winkels  $\varphi$  zwischen Magnetisierung und Stromrichtung untersucht. Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurde der in Abschnitt 5.5 bereits verwendete 80  $\mu\text{m}$  lange und 8  $\mu\text{m}$  breite  $(\text{Co}_{0.8}/\text{Pt}_1)_4$ -Draht genutzt. Dafür wurde der Winkel zwischen Stromrichtung und Magnetisierung in jeweils 10° Schritten innerhalb der Probenebene von  $\varphi = 0^\circ$  bis  $90^\circ$  gedreht und für jeden Winkel das feldstärkeabhängige Widerstandsverhalten im Bereich von  $\pm 6\text{ T}$  aufgenommen. In Abb. 6.6 (a) ist die Widerstandsifferenz

## 6. Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt

$\Delta R_{\text{AHMR}}(H) = [R_l(H) - R_\varphi(H)] - [R_l(6 \text{ T}) - R_\varphi(6 \text{ T})]$  aufgetragen<sup>3</sup>. Dabei bezeichnet  $R_\varphi(H)$  die MR-Kurve unter aktuell eingestelltem Winkel  $\varphi$ . Wie bereits in Abb. 6.5 (a) wurde auch hier der Feldstärkebereich um  $\pm 500 \text{ mT}$  aus der Abbildung ausgeblendet, da die technische Sättigung erst bei  $\mu_0|H| = 450 \text{ mT}$  erreicht wird und Änderungen in der Widerstandsdifferenz unterhalb der technischen Sättigung auch durch den AMR verursacht werden. Aus den  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$ -Kurven ist zu erkennen, dass mit steigendem  $\varphi$  sukzessive die Widerstandsdifferenz bei beliebigen Feldwerten zunimmt.

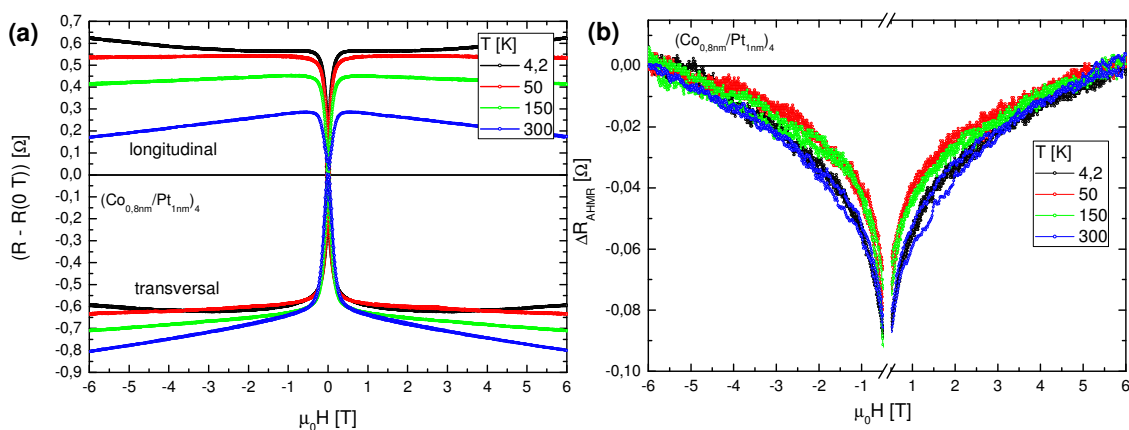
Eine quantitative Darstellung der Abhängigkeit von  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$  zum Winkel  $\varphi$  wird in Abb. 6.6 (b) gezeigt. Die Widerstandsdifferenz wurde dabei in 1 T Schritten von 1 T bis 5 T aus den Messungen von Abb. 6.5 (a) erhoben. Für alle Feldstärken kann beobachtet werden, dass mit größer werdendem  $\varphi$  die Widerstandsdifferenz  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$  zunimmt, bis bei  $\varphi = 90^\circ$  der AHMR maximal wird. Der Anstieg verläuft dabei näherungsweise parabelförmig. Dieses Verhalten ist unerwartet. Stattdessen wäre aufgrund des Onsager Prinzips [Ons31a, Ons31b] eine stetig-differenzierbare  $\pi$ -periodische Abhängigkeit von  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$  gegenüber dem Winkel  $\varphi$  zu erwarten.

### 6.5. AHMR-Verhalten bei tiefen Temperaturen

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob eine Temperaturabhängigkeit des AHMR vorliegt. Dafür wurden, wie in Abb. 6.7 (a) zu sehen, feldstärkeabhängige Widerstandsmessungen von einem  $80 \mu\text{m}$  langen und  $8 \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Draht für Temperaturen von 4,2 K, 50 K, 150 K und 300 K durchgeführt. Für die Untersuchungen wurde ein supraleitender Magnet vom Typ *Oxford instruments, project number 40767* genutzt. Die Probe befindet sich in einem mit flüssigem Helium gekühlten Kryostaten. Die Messungen wurden in Kooperation mit Nils Gayer aus der Forschungsgruppe Wachstum am Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg durchgeführt. Eine Pt-Shunt-Korrektur wurde hier nicht durchgeführt, da der Anteil des Stroms, der durch die Co-Schicht fließt, nur eine sehr geringe Temperaturabhängigkeit aufweist [Kob13]. Da der Ohm'sche Widerstand mit abnehmender Temperatur sinkt, wird, damit alle Messkurven in einer gemeinsamen Abbildung dargestellt werden können, für alle Temperaturen der Verlauf von  $R(H) - R(0 \text{ T})$  abgebildet. Aufgrund des AMR liegt dabei die longitudinale Kurve immer oberhalb des Nullpunkts und die transversale darunter. Mit Hilfe von Rotationsmessungen bei 6 T wurde die relative Lage der  $R_l(H)$  und der  $R_t(H)$ -Kurven zueinander bestimmt.

Wird das Hochfeldverhalten der Kurven aus longitudinaler und transversaler Geometrie auf 0 T extrapoliert, so ist für abnehmende Temperaturen eine Zunahme in der Widerstandsdifferenz  $R_l - R_t$  zu erkennen. Bei Feldstärken oberhalb der technischen Sättigung ist eine Abnahme in den Widerstandskurven zu beobachten. Dabei fällt auf, dass mit sinkender Temperatur die Steigung niedriger wird. Für 4,2 K lässt sich sogar ein Anstieg des Widerstandes in beiden Geometrien beobachten. Die Zunahme

<sup>3</sup>Eine Bestimmung von  $\rho$  sowie einer Korrektur des Pt-Shunts ist hier nicht notwendig, da bei allen Messungen dieselbe Probe verwendet wurde.



**Abbildung 6.7.:** (a) Feldabhängigkeit des Widerstands eines 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_1)_4$ -Drahts für einen Temperaturbereich von 4,2 K bis 300 K. Die Widerstandsmessung in longitudinaler und transversaler Geometrie sind für jeden Temperaturwert in derselben Farbe dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit der Messungen wurden alle Kurven auf den jeweiligen Nullfeldwert des Widerstandes gesetzt. (b) Feldabhängigkeit der Widerstandsänderung  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H) = [R_l(H) - R_t(H)] - [R_l(6 \text{ T}) - R_t(6 \text{ T})]$  im Temperaturbereich von 4,2 K bis 300 K. Der Bereich um  $\pm 0,5 \text{ T}$  wurde dabei ausgeblendet, da die Widerstandsänderungen unterhalb der technischen Sättigung auch auf den AMR zurückzuführen sind.

der Widerstandsänderung  $R_l - R_t$  kann dabei mit der Temperaturabhängigkeit des AMR erklärt werden. Die Änderung des AMR beträgt für den Temperaturbereich von 4,2 K bis Raumtemperatur ca. 20%. Ausführliche Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit des AMR befinden sich in der Dissertation von A. Kobs [Kob13]. Das Widerstandsverhalten für hohe Feldstärken kann mit Hilfe des SMR erklärt werden. Mit abnehmender Temperatur werden weniger Spinwellen angeregt, folglich fällt die lineare Widerstandsabnahme aufgrund des SMR weniger stark aus. Für Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt führt der SMR hingegen zu einem Anstieg des Widerstandes [Raq02b, Mih08, Kob13].

In Abb. 6.7 (b) ist die Widerstandsänderung  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H) = [R_l(H) - R_t(H)] - [R_l(6 \text{ T}) - R_t(6 \text{ T})]$  für alle vier Temperaturwerte aufgetragen. Dabei lässt sich innerhalb des Fehlers von  $\pm 0,004 \Omega$  keine Temperaturabhängigkeit von  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$  feststellen. Von 300 K bis 50 K ist eine leichte Abnahme von  $\Delta R_{\text{AHMR}}(H)$  zu beobachten, während die 4,2 K Kurve wieder nahezu deckungsgleich mit der 300 K Kurve verläuft. Folglich kann daraus in erster Annahme geschlossen werden, dass der AHMR im Bereich von 4,2 K bis Raumtemperatur ein von der Temperatur unabhängiger Effekt ist.

## 6.6. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde ein Magnetowiderstands-Effekt untersucht, der bisher nicht in der Literatur beschrieben ist. Dieser wurde als Anisotroper Hochfeld Magnetowiderstand (AHMR) bezeichnet und macht sich folgendermaßen bemerkbar: Während



## 6. Anisotropes magnetoresistives Hochfeldverhalten in Co/Pt

in polarer und longitudinaler Geometrie für Feldstärken oberhalb der technischen Sättigung eine lineare Abnahme des Widerstandes aufgrund des SMR auftritt, so ist in transversaler Feldgeometrie auch oberhalb der technischen Sättigung eine nicht-lineare Abnahme des Widerstandes zu erkennen. Dabei lässt sich die Wirkung des AHMR auf zwei unterschiedliche Weisen erklären. In einem Fall würde der AHMR zu einer Erhöhung von  $R_t$  führen und mit zunehmender Feldstärke reduziert werden, bis er im Falle sehr hoher Feldstärken nahezu verschwindet. Im anderen Fall senkt der AHMR  $R_t$  ab und wirkt auch noch bei sehr hohen Feldern. Anhand von Kerr-Hysteresemessungen konnte gezeigt werden, dass keine magnetische Anisotropie innerhalb der Filmebene vorliegt und es sich folglich um einen magnetoresistiven Effekt handelt. Mittels Untersuchung von Pt/Co/Pt-Strukturen mit variierender Schichtdicke von  $d_{Co} = 0,8 \text{ nm}$  bis  $9 \text{ nm}$  wurde in der Widerstandsdifferenz  $\Delta\rho_{AHMR}(H) = [\rho_l(H) - \rho_t(H)] - [\rho_l(6 \text{ T}) - \rho_t(6 \text{ T})]$  eine  $1/d_{Co}$  Abhängigkeit gefunden. Damit konnte gezeigt werden, dass der AHMR ein Grenzflächeneffekt ist.

Weiterhin wurde die Winkelabhängigkeit des AHMR untersucht, indem der Winkel zwischen Stromrichtung und Magnetisierung in jeweils  $10^\circ$  Schritten innerhalb der Probenebene von  $\varphi = 0^\circ$  bis  $90^\circ$  gedreht wurde und für jede Winkeleinstellung das feldstärkeabhängige Widerstandsverhalten aufgenommen wurde. Bei Betrachtung der Widerstandsdifferenz  $\Delta R_{AHMR}(H) = [R_l(H) - R_\varphi(H)] - [R_l(6 \text{ T}) - R_\varphi(6 \text{ T})]$  wurde nicht die erwartete stetig-differenzierbare  $\pi$ -periodische Abhängigkeit von  $\Delta R_{AHMR}(H)$  gegenüber dem Winkel  $\varphi$  gefunden. Stattdessen ließ sich ansatzweise ein parabolisches Verhalten erkennen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wurde das feldabhängige Widerstandsverhalten für tiefe Temperaturen untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Widerstandsdifferenz  $\Delta R_{AHMR}(H)$  im untersuchten Bereich von  $4,2 - 300 \text{ K}$  nahezu unabhängig von der Temperatur ist.

Weitere Untersuchungen sind notwendig, um ein vollständiges Bild von den Eigenschaften des AHMR zu erhalten und die physikalische Ursache hinter dem Effekt zu verstehen. Da angenommen wird, dass es sich um einen Grenzflächeneffekt handelt, können mögliche Änderungen der Grenzflächeneigenschaften auf den AHMR untersucht werden. Die Grenzflächeneigenschaften können dabei beispielsweise durch Erhitzen (Legierungsbildung), Ionenbeschuss oder Variation der Herstellungsparameter systematisch verändert werden. Um festzustellen, wie die Grenzflächen von diesen Prozessen beeinflusst werden, sind zusätzlich Strukturuntersuchungen mit etablierten Methoden (wie beispielsweise Röntgenreflektometrie) notwendig.

Weiterhin sollte anhand von feldabhängigen Widerstandsmessungen an weiteren Proben untersucht werden, ob die hier gefundene Winkelabhängigkeit des AHMR bestätigt werden kann. Zusätzlich kann untersucht werden, ob der AHMR auch für Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur eine Temperaturunabhängigkeit aufweist. Eine weitere wichtige Fragestellung ist zudem, ob der AHMR auch in anderen ferromagnetischen Schichtsystemen, wie beispielsweise Co/Pd auftritt. Um nachzuweisen, dass der AHMR von  $\mathbf{M}$  und nicht von  $\mathbf{H}$  abhängt, kann außerdem getestet werden, ob der AHMR auch in nichtmagnetischen Schichtsystemen auftritt. In Pt-Filmen konnte beispielsweise in feldabhängigen Widerstandsmessungen keine Wirkung des AHMR festgestellt werden [Kob13].



## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

Der Einfluss von Domänenwänden auf die Transporteigenschaften von ferromagnetischen Materialien ist seit Mitte der 1990er Jahre ein intensiv untersuchtes Forschungsgebiet, das ein hohes Potential für die Anwendung in neuartigen Speichermedien bereithält [All05, Hay08, Par08, Fra12c]. Von besonderem Interesse sind dabei zwei grundlegende Phänomene, die auf die Wechselwirkung von spin-polarisierten Strömen und Domänenwänden zurückzuführen sind. Zum einen führt, im Falle von hohen Stromdichten ( $j \approx 10^{12} \text{ A/m}^2$ ), ein spin-polarisierter Strom zu einer Verschiebung von Domänenwänden. Dieser Effekt wird als nicht-adiabatischer Spin-Transfer Torque (STT) bezeichnet [Ber78, Ber92, Ber96, Slo96] und wurde bereits in zahlreichen Untersuchungen, insbesondere für Co-basierte Systeme, nachgewiesen [Bou08, Bou09, Alv10, Bur10, Cor10, Koy11]. Zum anderen führt eine Domänenwand zu einer Änderung des Widerstands. Dieser sogenannte Domänenwandwiderstand (DWMR) wurde bereits einleitend in Abschnitt 3.2.8 vorgestellt. Dabei wurde sowohl auf die bekannten theoretischen Konzepte zur Erklärung des DWMR eingegangen als auch ein ausführlicher Überblick über bisherige Forschungsergebnisse geliefert.

In den vorgestellten Untersuchungen von Co/Pt-basierten Systemen mit senkrechter Anisotropie (und somit schmalen Bloch-Wänden) wurden stets nur Proben verwendet, in denen die Anisotropie im Draht lokal durch Ionenbeschuss abgesenkt wurde und dadurch Nukleationszentren für Domänen geschaffen wurden [Azi06b, Has06, Fra12b]. Die Domänenwände solcher Domänen werden allgemein auch als „künstliche“ Domänenwände bezeichnet. In Abschnitt 3.2.8.3 wurde bereits darauf eingegangen, dass eine Ionenimplantation beispielsweise eine Bestimmung der Domänenwandbreite erschwert und somit zu einem großen Fehler in der Bestimmung des intrinsischen DWMR führt. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit ausschließlich Untersuchungen zum DWMR an Co/Pt-Drähten vorgestellt, in denen ein Ionenbeschuss nicht durchgeführt wurde. Die Domänenwände im Draht stellen somit „natürliche“ Domänenwände dar, dessen Breite durch Anwendung von Gl. 2.23 angegeben werden kann. Neben der Messung des Einflusses von Domänenwänden auf den Widerstand soll gleichzeitig zur optischen Kontrolle der Magnetisierungszustand abgebildet werden. Dadurch wird eine eindeutige Korrelation zwischen Widerstandsverhalten und Domänenzustand ermöglicht.

Bei einer Betrachtung der vorgestellten zitierten Arbeiten zum DWMR fallen starke Diskrepanzen bezüglich seiner Größe auf [Azi06b, Has06, Fra12b]. Auch wenn jüngst ein Zusammenhang zwischen DWMR und Domänenwandbreite experimentell nachgewiesen werden konnte [Fra12b], lassen sich die Abweichungen im DWMR nicht komplett über diese Abhängigkeit erklären. Beispielsweise ist hervorzuheben, dass

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

der Nebenschlusswiderstand<sup>1</sup>, hervorgerufen durch die Pt-Schicht, oftmals nur grob abgeschätzt und nicht durch systematische Untersuchungen ermittelt wurde. Weiterhin wurde nicht berücksichtigt, dass aufgrund der strukturellen Eigenschaften von Co/Pt-Systemen (Grenzflächen und Textur) weitere MR-Effekte zu extrinsischen Beiträgen im gemessenen DWMR führen. Diese umfassen den Geometrischen Größen-Effekt (GSE) [Che72, Rij97] und den Anisotropen Grenzflächen Magnetowiderstand (AIMR) [Kob11, Kob12] (siehe dazu auch Abschnitt 3.2.6 und 3.2.7).

Dieses Kapitel unterteilt sich in drei Abschnitte. In Abschnitt 7.1 wird zuerst in Kürze gezeigt, dass sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Co/Pt-Drähten ein Einfluss von Domänenwänden auf den Widerstand prinzipiell messen lässt. Anschließend werden in Abschnitt 7.2 und 7.3 zwei Ansätze zur Bestimmung des DWMR in Co/Pt-Drähten vorgestellt. In Abschnitt 7.2 liegt der Fokus auf der Untersuchung von Co/Pt-Drähten, deren laterale Abmessungen im nm-Bereich liegen. Als Abbildungsmethode des Domänenzustands wurde die in Abschnitt 4.1 eingeführte Röntgenholografie verwendet. Da eine Quantifizierung des DWMR für die Nanodrähte nicht gelungen ist, wird außerdem eine Fehleranalyse durchgeführt. In Abschnitt 7.3 werden anschließend Untersuchungen an Proben mit lateralen Abmessungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich vorgestellt. Als Abbildungstechnik wurde die in Abschnitt 4.3 beschriebene Kerr-Mikroskopie genutzt. Durch Messung des zeitabhängigen Widerstandsverhaltens bei konstanter Feldstärke und gleichzeitiger Aufnahme des Domänenzustands konnte der DWMR in CPW-Geometrie gemessen werden. Auf Basis dieser Ergebnisse war eine Bestimmung des intrinsischen Domänenwandwiderstands  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  unter Berücksichtigung des extrinsischen AIMR-Beitrags möglich.

### 7.1. Feldabhängiges Widerstandsverhalten von Co/Pt-Drähten

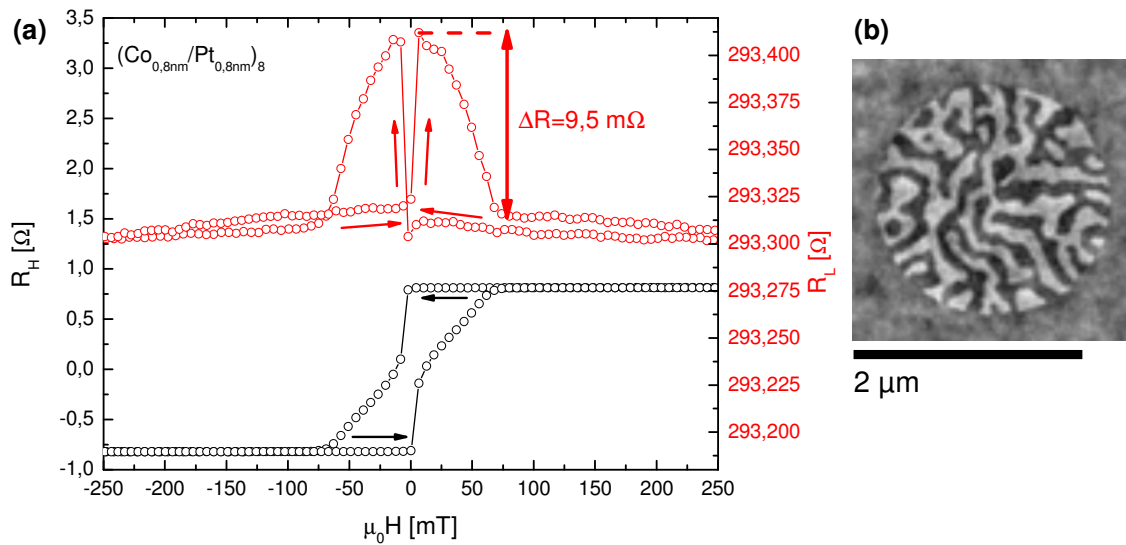
Co/Pt-Multilagenn mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierbarkeit eignen sich aufgrund der sich bei Domänenzerfall ausbildenden schmalen Bloch-Wände sehr gut als Materialsystem, um den Einfluss von Domänenwänden auf den Widerstand zu untersuchen. In Abschnitt 3.2.8.3 wurde dies ausführlich beschrieben und die relevanten Veröffentlichungen zum DWMR in diesem Materialsystem angegeben. Im folgenden Abschnitt soll gezeigt werden, dass mit den in dieser Arbeit verwendeten magnetischen Co/Pt-Drähten der intrinsische Einfluss von Domänenwänden auf den Widerstand experimentell nachweisbar ist. Dafür wurden feldstärkeabhängige Widerstandsmessungen<sup>2</sup> an einem  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Mikrodraht mit einer Länge von  $L = 80 \mu\text{m}$  und einer Breite von  $b = 8 \mu\text{m}$  durchgeführt. Eine exemplarische Messung ist in Abb. 7.1 (a) gezeigt. Die schwarzen Punkte stellen den Verlauf des Querwiderstands  $R_{\text{H}}$  dar, während die roten Messpunkte das feldstärkeabhängige Verhalten des Längswiderstands  $R_{\text{L}}$  abbilden. Für hohe Feldstärken ist der Querwiderstand konstant. Die Widerstandsdifferenz zwischen den Sättigungswerten bei positiver und

---

<sup>1</sup>Engl.: Shunt

<sup>2</sup>Das Magnetfeld ist hierbei senkrecht zur Probenebene orientiert.

## 7.1. Feldabhängiges Widerstandsverhalten von Co/Pt-Drähten



**Abbildung 7.1.:** (a) Feldabhängigkeit des Widerstandes eines  $80\ \mu\text{m}$  langen und  $8\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Drahts. In dieser MR-Messung wird in schwarz der Querwiderstand  $R_H$  und in rot der Längswiderstand  $R_L$  dargestellt. Die Pfeile deuten die Durchlaufrichtung des Feldes an. Durch den Zerfall in einen Multidomänenzustand und die damit zusammenhängende Bildung von Domänenwänden erhöht sich der Längswiderstand um  $\Delta R = 9,5\ \text{m}\Omega$ . (b) Domänenstruktur eines  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Films im entmagnetisierten Zustand, aufgenommen mittels Fourier-Transformations-Röntgenholografie.

negativer Feldstärke beträgt  $\Delta R_H = 1,64\ \Omega$ . Wird, ausgehend von der Sättigung bei negativer Feldstärke, ein Gegenfeld angelegt, so ist bei etwa  $0\ \text{mT}$  ein abrupter Anstieg von  $R_H$  um ca.  $\Delta R_H = 0,7\ \Omega$  zu beobachten. Anschließend steigt  $R_H$  mit niedrigerer Steigung weiter an, bis bei etwa  $75\ \text{mT}$  wieder ein konstanter Verlauf erreicht wird. Im Verlauf des Längswiderstands ist zu erkennen, wie  $R_L$  bis  $0\ \text{mT}$  konstant verläuft und anschließend um ca.  $\Delta R_L = 9,5\ \text{m}\Omega$  sprunghaft ansteigt und dann langsam wieder absinkt, bis bei  $75\ \text{mT}$  erneut ein konstanter Wert erreicht ist.

Die Entwicklung von  $R_H$  lässt sich durch den in Abschnitt 3.2.5 vorgestellten anomalen Hall-Effekt (AHE) erklären. Dieser bildet, wie auch der in Abschnitt 4.2 beschriebene polare Kerr-Effekt, das Ummagnetisierungsverhalten bei Proben mit senkrechter leichter Achse der Magnetisierbarkeit ab. Solange die Magnetisierung in einem eindomänen Zustand vorliegt, verläuft  $R_H$  konstant. Die abrupte Widerstandszunahme bei  $0\ \text{mT}$  kann durch die Entstehung eines Multidomänenzustands erklärt werden. Beide Magnetisierungsrichtungen liegen nun gleichverteilt vor, so dass dadurch die Magnetisierungskomponente in Feldrichtung zu Null wird und der Querwiderstand somit verschwindet. Der weitere Anstieg von  $R_H$  kommt durch die Propagation und Annihilation von Domänenwänden zustande, bis anschließend wieder ein eindomäniger Zustand erreicht wird. Mit Hilfe des bereits erklärten Verlaufes von  $R_H$  kann jetzt auch die Kurve von  $R_L$  nachvollzogen werden. So lässt sich der Widerstandsanstieg von  $\Delta R_L = 9,5\ \text{m}\Omega$  auf die Bildung des Multidomänenzustands und damit auf das Vorhandensein vieler Domänenwände zurückführen. Wird die Feldstärke nun erhöht, wachsen die in Feldrichtung aus-

gerichteten Domänen auf Kosten der entgegengesetzt ausgerichteten Domänen an. Dabei werden Domänenwände verschoben und vernichtet und der Längswiderstand nimmt ab, bis wieder ein eindomäniger Zustand erreicht wird und der Widerstand konstant verläuft<sup>3</sup>. Folglich kann hier im Längswiderstand eine Widerstandsänderung aufgrund der Existenz von Domänenwänden gemessen werden. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus früheren Untersuchungen, in denen ebenfalls der Einfluss eines Multidomänenzustands auf den Längswiderstand nachgewiesen wurde [Oka74, Oka76, Rav99, Vir00, Mar04]. Um anschließend eine Quantifizierung des DWMR vorzunehmen, ist es notwendig die Domänenwanddichte im untersuchten System zu kennen.

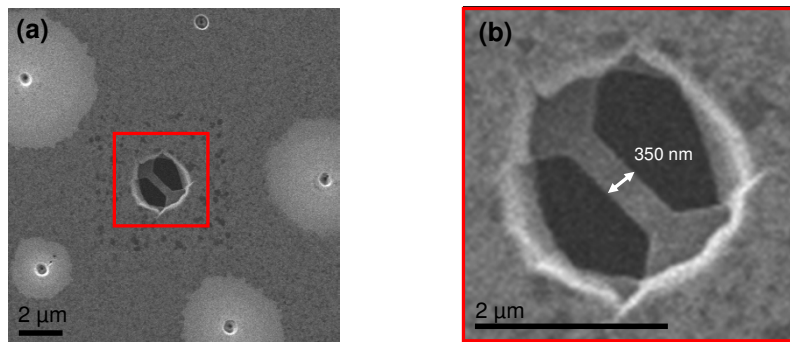
In Abb. 7.1 (b) ist eine Röntgenholografie-Aufnahme des Domänenzustands einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Multilage nach einem Entmagnetisierungsvorgang zu sehen. Die Magnetisierung liegt in einem Multidomänenzustand vor und weist ein labyrinthartiges Muster mit einer durchschnittlichen Domänenbreite von etwa  $D = (110 \pm 20) \mu\text{m}$  auf. Hochgerechnet auf die Dimensionen des verwendeten Mikrodrahts sollten schätzungsweise mehrere tausend Domänenwände im Draht vorhanden sein. Eine genaue Anzahl der Domänenwände lässt sich allerdings aufgrund des labyrinthförmigen Domänenmusters nicht angeben. Hinzu kommt, dass aufgrund des Labyrinthmusters die Domänenwände sowohl senkrecht zur Stromrichtung (current-perpendicular-wall; CPW) als auch parallel dazu (current-in-wall; CIW) vorliegen und somit gemäß der Theorie von Levy und Zhang unterschiedlich hohe Widerstandsbeiträge liefern [Lev97] (siehe Abschnitt 3.2.8.2). Weiterhin müssten extrinsische Beiträge aufgrund des Anisotropen Magnetowiderstands (AMR) und des AIMR berücksichtigt werden. Eine Quantifizierung des DWMR kann in der hier vorgestellten Probe somit nicht durchgeführt werden. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt 7.2 der Übergang zu Nanodrähten vollzogen, in denen wenig Domänen im Draht vorliegen und somit eine komplexe Mikrostruktur vermieden wird und die Domänenwanddichte leicht ermittelt werden kann.

## 7.2. Korrelation von Magnetowiderstandsmessungen mit Röntgenholografie zur Untersuchung von Co/Pt-Nanodrähten

Im folgenden Abschnitt werden Untersuchungen an Co/Pt-Nanodrähten vorgestellt. Dabei werden sowohl mittels Röntgenholografie aufgenommene Domänenzustände als auch Magnetowiderstands-Messungen an elektrisch ankontaktierten Nanodrähten präsentiert. In Abschnitt 7.2.1 werden zuerst Aufnahmen der Domänenstruktur eines elektrisch nicht ankontaktierten Nanodrahts gezeigt. Die Aufnahmen wurden mittels der in Abschnitt 4.1 beschriebenen konventioneller Fourier-Transformations-Röntgenholografie (FTH) gewonnen und sollen die prinzipielle Machbarkeit zur Abbildung von Domänenzuständen in Nanodrähten zeigen. Im folgenden Abschnitt 7.2.2 werden dann die Präparationsschritte vorgestellt, die notwendig sind, um einen elek-

---

<sup>3</sup>Die geringe lineare Steigung im Bereich hoher Feldstärken kann mit Hilfe des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Spinwellen-Magnetowiderstands (SMR) erklärt werden.



**Abbildung 7.2.:** (a) Rasterelektronenmikroskopie (REM)-Aufnahme eines magnetischen  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_8$ -Nanodrahts in konventioneller FTH Geometrie. (b) Vergrößerter Ausschnitt des Nanodrahts, die Breite beträgt 350 nm und die Länge 1,5  $\mu\text{m}$ .

trisch ankontaktierten Nanodraht zu erhalten. Anschließend werden in 7.2.3 Abbildungen des Domänenzustands solcher Nanodrähte vorgestellt. Als Aufnahmetechnik wurde dabei die in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Röntgen-Holografie-Mikroskopie (XHM) verwendet. Abschließend wird in 7.2.4 auf die feldabhängigen Widerstandsmessungen eingegangen.

Die in diesem Abschnitt präsentierten Holografie- sowie MR-Messungen wurden alle bei Raumtemperatur am ID08 Strahlrohr an der *European Synchrotron Radiation Facility* (ESRF) in Grenoble/Frankreich durchgeführt. Die Messergebnisse wurden dabei alle während der HE3402 Strahlzeit Ende November 2010 gewonnen.

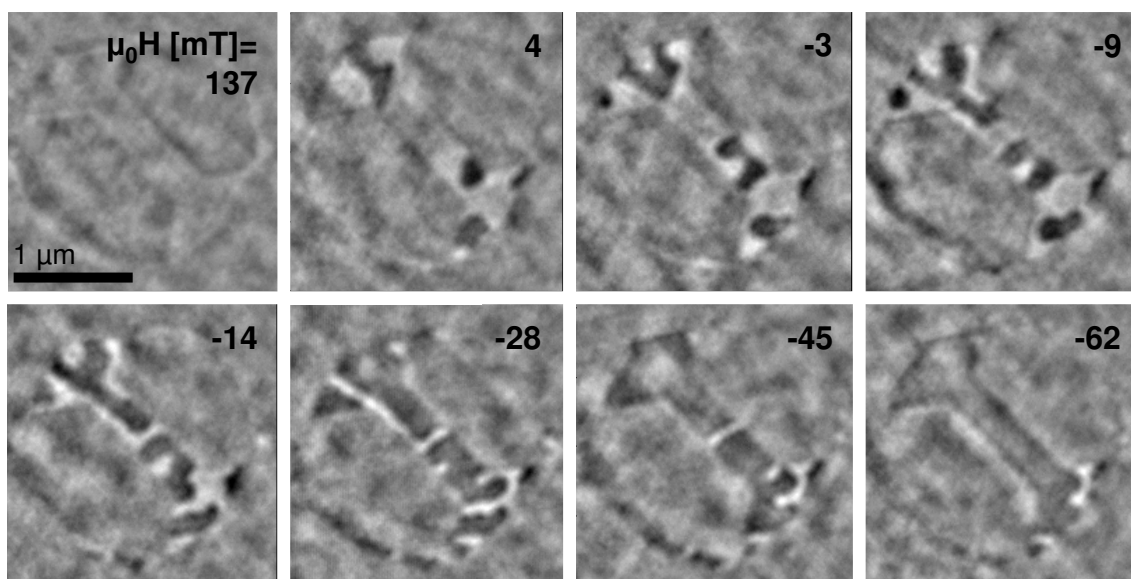
### 7.2.1. Domänenstruktur eines Co/Pt-Nanodrahts aufgenommen mittels konventioneller FTH

Vor der Durchführung von XHM-Messungen wurde zuerst das Ummagnetisierungsverhalten eines einzelnen elektrisch nicht ankontaktierten Co/Pt-Nanodrahts mit konventioneller FTH abgebildet. Die Probe wurde folgendermaßen hergestellt: Auf einem Si-Substratträger, der mit einer 200 nm dicken  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran beschichtet ist<sup>4</sup>, wurde mittels Sputter Deposition eine  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_8$ -Multilage aufgedampft. Auf der Rückseite der Membran wurde anschließend eine 1000 nm dicke Au/Pd-Schicht deponiert. Diese ist intransparent für die weiche Röntgenstrahlung. Mittels fokussiertem Ionenstrahl wurde in einem kreisrunden Bereich mit 2  $\mu\text{m}$  Durchmesser die Au/Pd-Schicht bis zur Membran abgetragen, um das Sichtfeld auf das Objekt freizulegen. Im Abstand von 5  $\mu\text{m}$  wurden jeweils fünf Referenzlöcher durch das gesamte Schichtsystem gebohrt. Im freigelegten Sichtfeld des Objektes wurde anschließend die Membran und die darunter liegende magnetische Schicht soweit abgetragen, bis nur ein 350 nm breiter und 1,5  $\mu\text{m}$  langer freistehender Nanodraht übrig blieb. Dieser Draht sowie die dazugehörige FTH Geometrie sind in den Abb. 7.2 (a) und (b) zu sehen.

Im Folgenden werden die feldstärkeabhängigen FTH Aufnahmen des Magnetisierungszustands im Nanodraht vorgestellt. Bei den in Abb. 7.3 gezeigten Abbildungen ist die angelegte Feldstärke jeweils oben rechts mit angegeben. Während bei der ma-

<sup>4</sup>Das frei stehende Membranfenster hat eine Kantenlänge von 250  $\mu\text{m}$ .

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.3.:** FTH-Aufnahmen des Nanodrahts aus Abb. 7.2. Oben rechts ist in jeder Abbildung die aktuelle Feldstärke in mT angegeben. Während des Ummagnetisierungsvorgangs ist zu erkennen, dass ein Domänenzerfall auftritt und die Domänen in Querstreifenform vorliegen. Bei  $-45$  mT ist noch eine einzelne weiße Domäne im Draht übrig.

ximal erreichbaren Feldstärke von  $\mu_0 H = 137$  mT die Magnetisierung im Draht noch komplett eindomänig vorliegt, beginnt bei  $\sim 4$  mT ein Domänenzerfall einzusetzen. Bei  $-9$  mT ist zu erkennen, dass sich ein Querstreifen-Domänenmuster im Draht ausbildet. Für weiter absinkende Feldstärken wachsen die schwarzen Domänen auf Kosten der weißen an. Dabei ist hervorzuheben, dass eine weiße Querstreifendomäne in der Mitte des Drahtes bestehen bleibt und erst bei  $-62$  mT eliminiert wird. Anschließend liegt die Magnetisierung im Draht wieder eindomänig vor.

Die Bildung des Querstreifenmusters lässt sich mit Hilfe der Energiebeiträge im Ferromagneten erklären. Da in einer Domänenwand die Austausch- und die magnetokristalline Anisotropieenergie erhöht werden (siehe Abschnitt 2.3), versucht das System stets die Anzahl der Domänenwände zu minimieren. Setzt in einem Draht nun ein Domänenzerfall ein, so richten sich die Domänen bevorzugt in einem geordneten Streifenmuster aus, da hierdurch die Gesamtlänge der Domänenwände gegenüber einem Labyrinthmuster kleiner gehalten wird und folglich die Domänenwandenergie niedriger ist<sup>5</sup>. In einem Modell von Clarke *et al.* wurde errechnet, dass an der Drahtkante eine Orientierung der Streifendomänen senkrecht dazu der ener-

<sup>5</sup>Auch in ausgedehnten Filmen ist ein Streifenmuster gegenüber einem Labyrinthmuster energetisch günstiger [Hel07]. Allerdings muss dabei die Entmagnetisierung entlang eines in Probenebene ausgerichteten Feldes erfolgen. Die in Probenebene orientierten Magnetisierungskomponenten der Domänenwände koppeln dann mit der Feldrichtung, so dass sich die Domänen parallel zueinander ausrichten [Hel03, Hel07]. Bei einer Entmagnetisierung von einem Feld senkrecht zur Probenebene stellt sich aufgrund der isotropen Energiedichte innerhalb der Probenebene hingegen ein Labyrinthmuster als Gleichgewichtszustand ein.

getisch günstigste Fall ist<sup>6</sup> [Cla07]. Folglich neigen die Domänen in einem schmalen Draht dazu, diese Orientierung anzunehmen und somit ein Querstreifenmuster auszubilden.

Es sei bei der in Abb. 7.3 gezeigten Messung hervorzuheben, dass es sich bei den vorgestellten FTH-Aufnahmen um einen einzigen Felddurchlauf handelt. Da die Domänennukleation sowie die Domänenwandpropagation und Annihilation stochastische Prozesse sind, ist bei einer Wiederholung der Messung kein exakt reproduzierbares Ummagnetisierungsverhalten zu erwarten. Dennoch zeigen die Messungen, dass es auch ohne vorherigen Ionenbeschuss zwecks lokaler Anisotropieabsenkung möglich ist, einen Zustand mit einer definierten Anzahl an Domänenwänden in CPW-Geometrie in einem Nanodraht zu erzeugen. Allerdings handelt es sich bei dem hier untersuchten Nanodraht um keine elektrisch ankontaktierte Probe. Folglich lassen sich keine MR-Messungen durchführen. Für die Kombination von Röntgenholografie und MR-Messungen ist die Nutzung des XHM-Aufbaus, also der Trennung von Probe und Maske, sinnvoll. Im folgenden Abschnitt 7.2.2 werden die dafür notwendigen Präparationsschritte vorgestellt.

### 7.2.2. Präparationsschritte zur Herstellung elektrisch ankontakter Co/Pt-Nanodrähte

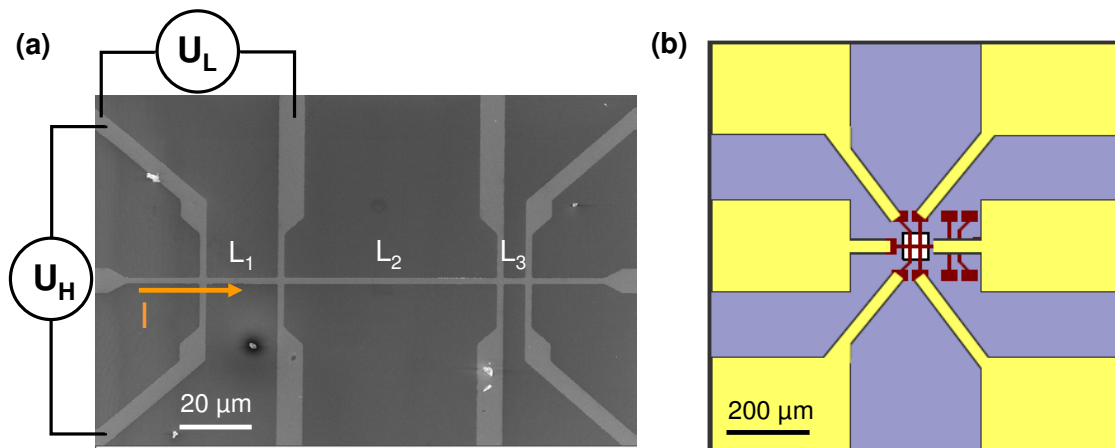
Um eine gute Abbildung mittels XHM zu ermöglichen, muss ein direkter, druckloser Kontakt von Maske und Probe gegeben sein. Werden Proben mit elektrischer Kontaktierung untersucht, ist es notwendig, die Maske kleiner zu dimensionieren als die Probe und die Kontaktierungen auf der Probe so weit wie möglich am Rand zu platzieren. In den hier vorgestellten Experimenten befinden sich die Optikelemente auf einem  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranträger mit 5 mm Kantenlänge, während die Kantenlänge des Probenmembranträgers 1 cm beträgt. Für die Probe ist dann eine Translation in der Vertikalen von etwa 3 mm möglich.

Zur Fertigung eines elektrisch ankontaktierten Nanodrahts sind mehrere Prozessschritte nötig. Als erstes wird mittels UV-Lithografie ein Co/Pt-Mikrodraht auf einem quadratischen Si-Substratträger, der mit einer 200 nm dicken  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran bedeckt ist, hergestellt. Solch ein Mikrodraht wurde bereits in Abschnitt 7.1 genutzt. Für nähere Informationen zur UV-Lithographie wird auf Abschnitt B im Anhang verwiesen. Eine REM-Aufnahme eines Mikrodrahts mit den zugehörigen Spannungsabgriffen ist in Abb. 7.4 (a) abgebildet. Der Strom fließt hierbei entlang des horizontalen Drahtes, während zum Abgreifen der Längs- und Querspannung ( $U_L$  und  $U_H$ ) vier mögliche Kontakte existieren, so dass  $U_L$  über insgesamt drei verschiedene Drahtlängen gemessen werden kann. Bezüglich der Breite des Drahtes ergeben sich folgende Aspektverhältnisse:  $L_1 = 1 : 10$ ,  $L_2 = 1 : 30$  und  $L_3 = 1 : 3$ . Der Draht ist auf dem transparenten Membranfenster zentriert und die Gesamtlänge der Drahtstruktur (einschließlich der Kontaktpads) beträgt 2,8 mm. Da der eigentliche Mikrodraht nicht lang genug ist, um bis zu den Rändern der Probenmembran zu reichen, wurden mittels Elektronenstrahlverdampfens zusätzliche Goldzuleitun-

---

<sup>6</sup>Die einzige Ausnahme in diesem Modell bildet der Fall, dass eine Domäne genau parallel zur Kante ausgerichtet ist.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



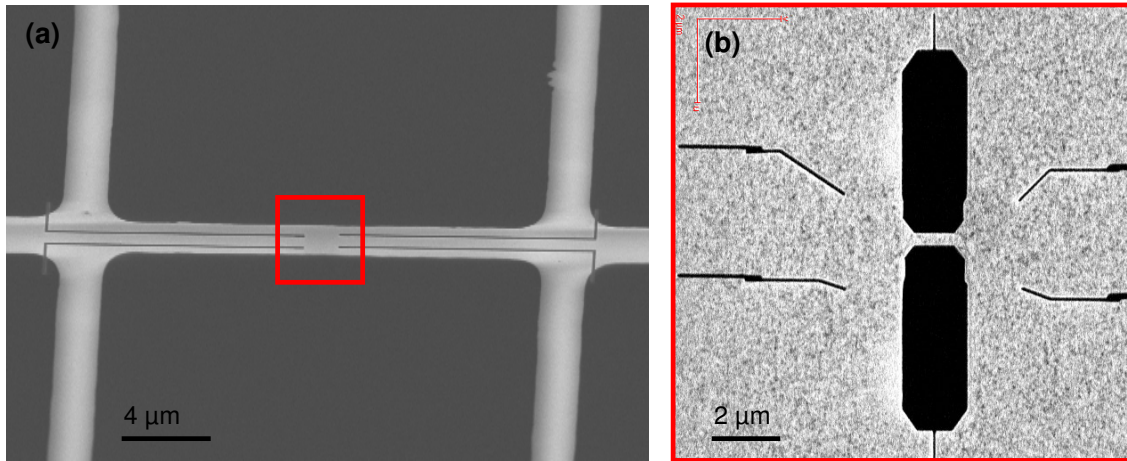
**Abbildung 7.4.:** (a) REM-Aufnahme eines mittels UV-Lithographie hergestellten Co/Pt-Mikrodrahts. Eingezeichnet sind die Stromrichtung sowie die möglichen Abgriffe für Längs- und Querspannung ( $U_L$  und  $U_H$ ). Zum Abgreifen von  $U_L$  stehen insgesamt vier Kontakte zur Verfügung, so dass die Längsspannung über drei verschiedene Drahtlängen  $L_1$ ,  $L_2$  und  $L_3$  gemessen werden kann. (b) Schemazeichnung des Mikrodrahts mit Goldzuleitungen auf einem  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranträger mit der Kantenlänge von  $1 \text{ cm}$ . Das weiße Kästchen in der Mitte markiert das  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranfenster.

gen durch eine Aluminium Schattenmaske aufgedampft. Eine Schemazeichnung des Mikrodrahts mit den Goldzuleitungen befindet sich in Abb. 7.4 (b).

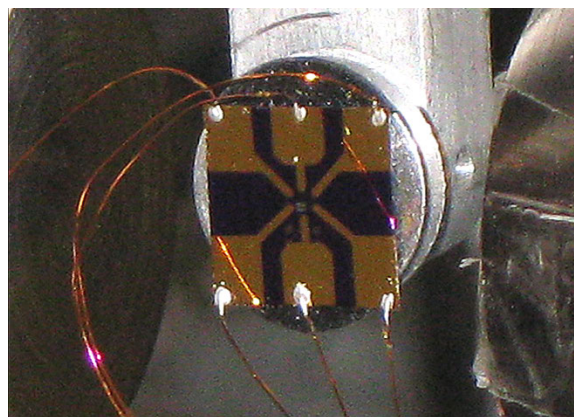
Nach Aufbringen der Goldzuleitungen wurden diese mittels dünnen Aluminiumdrähten miteinander kurzgeschlossen, um eine Beschädigung durch hohe Stromdichten während der weiteren Präparation zu verhindern. Der nächste Prozessschritt ist in Abb. 7.5 (a) zu sehen. Mittels fokussiertem Ionenstrahl wurden vier Stege in den  $80 \mu\text{m}$  langen Mikrodraht strukturiert, in denen die elektrisch leitfähige Co/Pt-Schicht vollständig abgetragen wurde. Auf diese Weise laufen die Spannungsabgriffe und der stromführende Bereich erst in der Mitte des ursprünglichen Mikrodrahts zusammen, wodurch sich die Drahtlänge, über die  $U_L$  gemessen wird, signifikant reduziert. Der finale Schritt zum Nanodraht wird in Abb. 7.5 (b) gezeigt. Dafür wurden jeweils zwei gegenüberstehende  $6 \mu\text{m}$  lange und  $2 \mu\text{m}$  breite Flächen abgetragen, so dass dazwischen ein  $1,5 \mu\text{m}$  langer freistehender Nanodraht übrig blieb. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass die Strukturierung von der Rückseite des Membranträgers aus durchgeführt wurde, um eine Schädigung des magnetischen Materials aufgrund des Ionenbeschusses zu verhindern.

Nach der erfolgreichen Herstellung des Nanodrahts musste dieser noch elektrisch ankontaktiert werden. Die Abbildung eines ankontaktierten Nanodrahts ist in Abb. 7.6 gezeigt. Dafür wurden  $0,17 \text{ mm}$  dicke Kupferdrähte, die von einer isolierenden Polyimidschicht umgeben sind, an die Ränder der Goldzuleitungen geklebt. Als Klebstoff wurde der elektrisch leitfähige Epoxy-Harz Kleber *Epo-Tek H20E* verwendet. Vor dem Festkleben wurde zuerst noch die isolierende Polyimidschicht von den Enden der Drähte mit einem Skalpell abgekratzt. Der frisch aufgebraute Klebstoff zur Fixierung der Kupferdrähte wurde anschließend für  $15 \text{ Minuten}$  bei einer Temperatur von  $125^\circ\text{C}$  auf einer Heizplatte ausgehärtet.



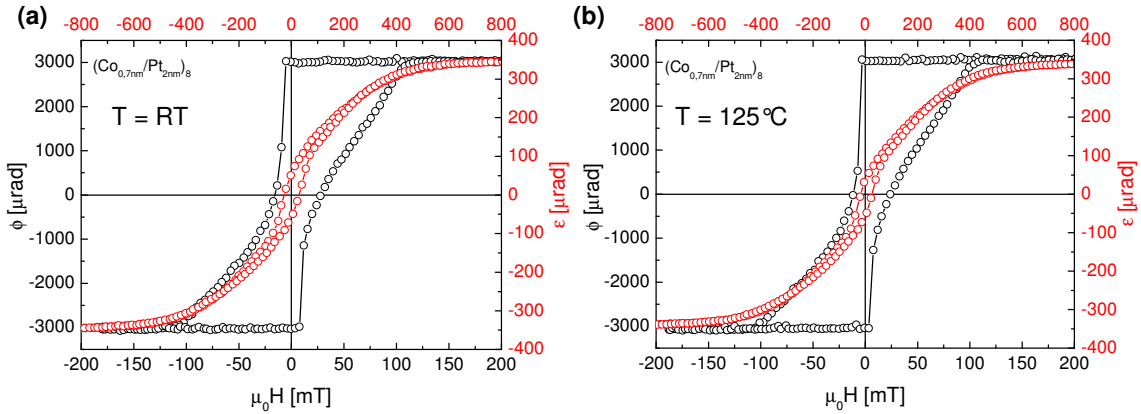


**Abbildung 7.5.:** (a) REM-Aufnahme vom Ionenstrahl-Zuschnitt des Mikrodrahts. (b) Raster-Ionen-Mikroskopie-Aufnahme eines mittels fokussiertem Ionenstrahl hergestellten Co/Pt-Nanodrahts. Um eine Schädigung des magnetischen Materials zu verhindern, wurde die Strukturierung mit Ionenstrahlen von der Rückseite des Membranträgers aus durchgeführt.



**Abbildung 7.6.:** Elektrisch ankontakterter Co/Pt-Nanodraht auf einem 1 cm breiten Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Membranträger

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



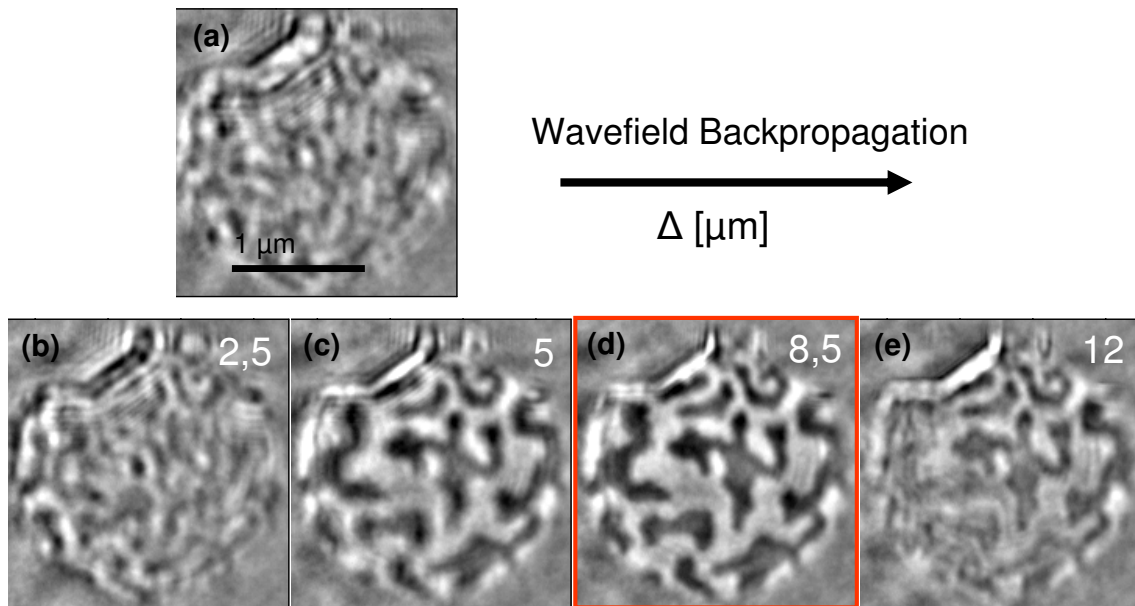
**Abbildung 7.7.:** Kerr-Hysteresekurven einer  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_8$ -Multilage in polarer und longitudinaler Geometrie für (a) Raumtemperatur und (b) nach 15 minütigem Erhitzen bei  $125^\circ\text{C}$ . Nach dem Erhitzen ist keine Änderung im qualitativen Verlauf der Kerr-Hysteresekurven zu erkennen.

Um mögliche Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften aufgrund des Aushärtens auszuschließen (z.B. aufgrund von Legierungsbildung an den Grenzflächen), wurde bei einer  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_8$ -Multilage zu Vergleichszwecken das Ummagnetisierungsverhalten mittels Kerr-Hysteresemessungen vor und nach dem entsprechenden Ausheizen aufgezeichnet. Wie in Abb. 7.7 sowohl in polarer als auch longitudinaler Geometrie erkennbar ist, gibt es keinen Unterschied der Kurvenverläufe. Vor dem Aushärten betragen die Anisotropiekonstanten  $K_{1,\text{eff}} = (126 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (111 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$ , während nach dem Aushärten  $K_{1,\text{eff}} = (140 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (116 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$  ermittelt wurde. Es bleibt folglich festzuhalten, dass sich die gewählte Temperatur zum Aushärten nicht auf die magnetischen Eigenschaften auswirkt. Dieses Ergebnis steht somit in guter Übereinstimmung zu anderen temperaturabhängigen Untersuchungen an Co/Pt-Filmen [Spö91, Sum93].

Nach Anbringen der Kupferdrähte auf die Zuleitungen wurde das andere freistehende Ende der Kupferdrähte an eine Buchsenleiste gelötet. Zur zusätzlichen Sicherung während des Transports wurden alle angelöteten Kontakte über eine Steckerverbindung kurzgeschlossen. An die Buchsenleiste wurden nun weitere Kupferdrähte gelötet, die mit einem SUB-D Stecker mit der Vakuumdurchführung verbunden waren. Beim Probeneinbau an der *ESRF* wurden zuerst die Sicherheitskurzschlussdrähte auf den Goldzuleitungen unterbrochen und anschließend der Kurzschlussstecker an der Buchsenleiste herausgezogen. An der Luftseite befanden sich weitere Steckverbindungen, die bis zu Beginn der MR-Messungen kurzgeschlossen waren, um eine mögliche Beschädigung durch hohe Stromdichten der Drähte nach Einbau im Vakuum zu verhindern.

### 7.2.3. XHM Aufnahmen von Co/Pt-Nanodrähten

In Abb. 7.8 (a) ist ein mit XHM aufgenommenes Bild vom Domänenzustand eines  $400 \text{ nm}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_8$ -Nanodrahts im entmagnetisierten Zustand abgebildet. Ein scharfer Kontrast ist nicht zu erkennen. Die Unschärfe im Bild lässt sich da-



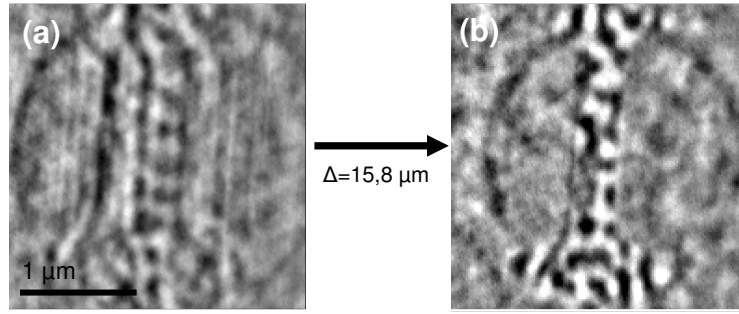
**Abbildung 7.8.:** Domänenmuster von einem 400 nm breitem  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{2,0})_8$ -Nanodraht sowie dem angrenzenden Film, aufgenommen mit XHM im entmagnetisiertem Zustand. Aufgrund des Abstands zwischen Maske und Probe ist in (a) kein scharfer Kontrast zu erkennen. Durch Anwendung des Propagators lässt sich ein scharfes Bild erhalten. Die Abbildungen (b) - (e) zeigen dabei die Ergebnisse der Anwendung des Propagators für unterschiedliche Werte von  $\Delta$ . Diese sind in jedem Bild rechts oben angegeben. Das rot umrandete Bild (d) stellt das Domänenmuster bei optimalem  $\Delta$  dar.

bei nicht durch eine generell zu niedrige Auflösung der Röntgenholografie an der *ESRF* erklären. Schließlich konnte in Abb. 7.3 bereits deutlich gezeigt werden, dass die scharfe Aufnahme des Domänenmusters eines 350 nm breiten Co/Pt-Nanodrahts mittels konventioneller FTH möglich ist. Im Unterschied zur konventionellen FTH sind bei der XHM Technik aber Objekt und Maske voneinander getrennt. Bei den während der HE3402 Strahlzeit mittels XHM untersuchten Proben wurde festgestellt, dass während der Justage von Probe und Maske ein Spalt der Breite  $\Delta$  entsteht. Dadurch kommt es zwischen den Wellenfunktionen von Objekt- und Referenzstrahl zu einem Phasenunterschied, so dass bei der Fouriertransformation des aufgenommenen Interferenzbildes kein scharfer Kontrast mehr erreicht werden kann<sup>7</sup>.

Da in einem Hologramm die Information der gesamten Wellenfront gespeichert ist (Amplitude und Phase), ist es auch möglich, trotz eines Phasenunterschieds aufgrund eines Spaltes aus dem aufgenommenen Hologramm ein fokussiertes Bild zu errechnen [Wat03]. Zur mathematischen Beschreibung der Ausbreitung einer beliebigen Wellenfront  $\Psi_{z=-\Delta}$  vom Orte  $z = -\Delta$  nach  $z = 0$  ist eine Zerlegung in die

<sup>7</sup>Es ist wichtig zu erwähnen, dass bei früheren XHM-Messungen ohne elektrische Ankontaktierung eine mit konventioneller FTH vergleichbare Auflösung erzielt werden konnte [Sti10b, Sti10c]. Im Unterschied zu den hier durchgeführten Experimenten hatten Proben- und Membranträger beide dieselbe Kantenlänge von 5 mm. Es hat sich gezeigt, dass bei dem kleineren Probenmembranträger die genaue Justage für einen direkten drucklosen Kontakt möglich war und somit die Auswirkung des Phasenunterschieds aufgrund eines Spaltes vernachlässigt werden konnte.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.9.:** Domänenmuster im entmagnetisierten Zustand eines 300 nm breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{1,5})_8$ -Nanodrahts. (a) Defokussierte Aufnahme und (b) nach Anwendung des Propagators mit dem Abstand  $\Delta = 15,8 \mu\text{m}$ .

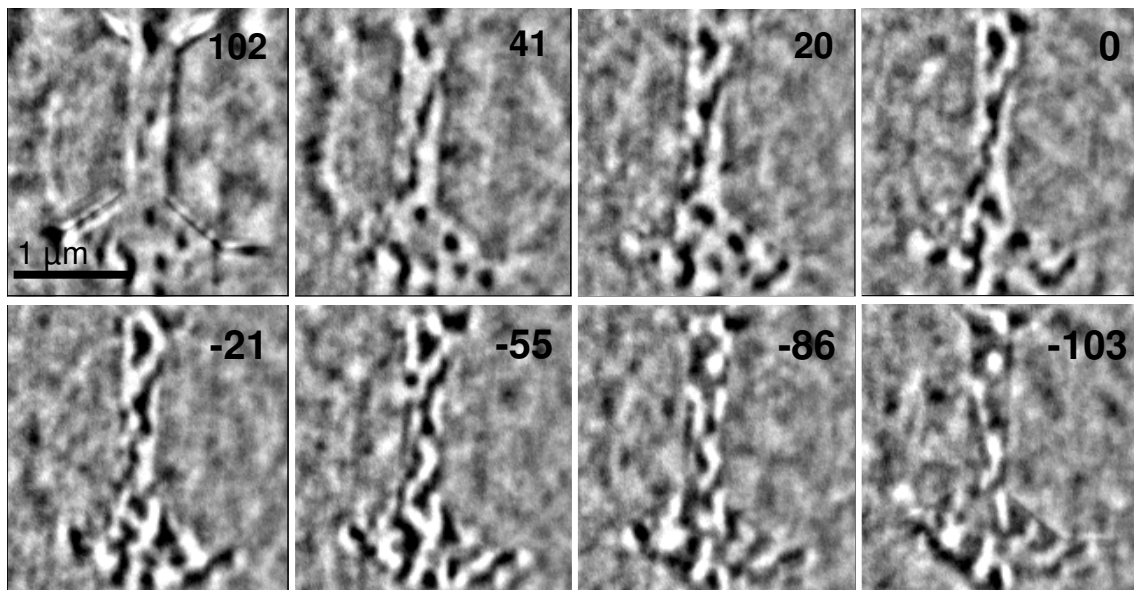
ebenen Wellenkomponenten hilfreich. Die Ausbreitung einer ebenen Welle durch den Raum über die Distanz  $\Delta$  in Richtung  $k_z$  wird dabei durch eine Rotation der Phase um den Faktor  $\exp(i\Delta k_z)$  beschrieben. Anschließend werden die ebenen Komponenten wieder zur Wellenfront  $\Psi_{z=0}$  am Orte  $z = 0$  zusammengesetzt. Diese Prozedur kann durch den folgenden Propagator beschrieben werden [Gue10]:

$$\Psi(x,y)_{z=0} = F^{-1} \exp \left[ i\Delta \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] F \Psi(x,y)_{z=-\Delta}. \quad (7.1)$$

Hierbei beschreibt  $F$  die Fouriertransformation,  $F^{-1}$  die inverse Fouriertransformation,  $k$  die Wellenzahl und  $k_x$  sowie  $k_y$  die Koordinaten im reziproken Raum. Die Ausbreitung der Wellenfront erfolgt in  $z$ -Richtung. Die Ergebnisse der Anwendung des Propagators sind in den Abbildungen 7.8 (b) - (e) zu sehen. Dabei wurden verschiedene Werte für  $\Delta$  gewählt, die jeweils oben rechts in jedem Bild mit angegeben sind. Es zeigt sich, dass bei  $\Delta = 8,5 \mu\text{m}$  ein optimaler Kontrast zu erkennen ist. Um die Machbarkeit der Anwendung des Propagators zur Korrektur des Spalts zu demonstrieren wurde ein Bildausschnitt gewählt, in dem ein großflächiger Ausschnitt des Films zu sehen ist. Vom Draht ist deswegen nur der untere Rand mit abgebildet.

In Abb. 7.9 ist die XHM-Aufnahme eines 300 nm breitem  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{1,5})_8$ -Nanodrahts im entmagnetisierten Zustand zu sehen. Diesmal wurde eine Probenposition gewählt, in der der gesamte Draht abgebildet werden kann. Wie in 7.9 (a) zu erkennen, ist auch dieses Mal kein scharfer Kontrast zu sehen, so dass erneut die Anwendung des Propagators aus Gl. 7.1 notwendig war. Der Wirkung der Anwendung des Propagators bei optimalen Abstand von  $\Delta = 15,8 \mu\text{m}$  ist in Abb. 7.9 (b) dargestellt. Die Abbildung belegt somit, dass die Anwendung des Propagators auch für strukturierte Nanodrähte erfolgreich ist.

Die in Abb. 7.9 (b) zu sehenden Domänen sind erkennbar kleiner als die von der vorher beobachteten Probe aus Abb. 7.8. Aufgrund der dünneren Pt-Zwischenschichtdicken wird die effektive Anisotropie abgesenkt (siehe Abschnitt 2.2), wodurch kleinere Domänen energetisch günstiger werden. Ein Streifendomänenmuster ist auch hier nicht zu identifizieren. Stattdessen setzt sich das labyrinthförmige Muster aus dem umgebenen Filmmaterial scheinbar unbeeinflusst in den Draht fort. Um mögliche Unterschiede im Domänenmuster von entmagnetisiertem und remanentem Zu-

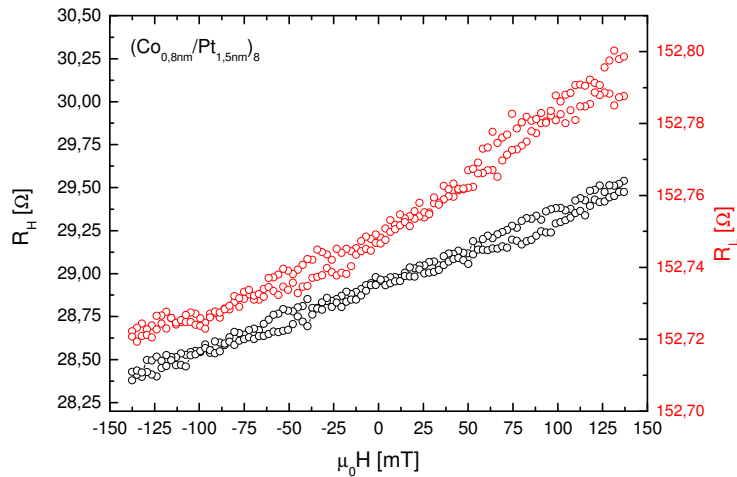


**Abbildung 7.10.:** Mit XHM aufgenommene feldabhängige Änderung der Domänenstruktur in einem 300 nm breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{1,5})_8$ -Nanodraht. Die Feldstärke (angegeben in mT) ist jeweils in der oberen rechten Ecke der Bilder angegeben.

stand zu bestimmen, wurden anschließend XHM Aufnahmen für verschiedene Feldstärken gemacht. Diese werden in Abb. 7.10 gezeigt. Nach dem Aufmagnetisieren bei maximaler Feldstärke von 137 mT wurden anschließend Feldwerte von 102 mT bis  $-103$  mT angefahren. Hierbei ist zu erkennen, dass für 102 mT die Magnetisierung im Draht nicht mehr eindomänig (weiß) vorliegt, sondern sich kleine schwarze Blasendomänen gebildet haben. Bei 20 mT hat sich eine lange schwarze Domäne geformt, die näherungsweise parallel zur Drahtachse ausgerichtet ist. Im Nullfeld ist ein Multidomänenzustand mit nahezu gleicher Domänenverteilung erkennbar. Für weiter absinkende Feldstärken wächst der Bereich der schwarzen Domänen aufgrund von Domänenwandpropagationsprozessen an. Eine Annäherung an den eindomänigen (schwarzen) Zustand konnte für  $-103$  mT noch nicht beobachtet werden. Für höhere Feldstärken, bei denen ein Einsetzen der Sättigung zu erwarten ist, wurden keine Bilder mehr aufgenommen.

Es bleibt folglich festzuhalten, dass kein Querstreifendomänenmuster gefunden werden konnte. Eine einzelne, quer zum Draht orientierte Domäne, wie sie in Abb. 7.3 mit Hilfe der konventionellen FTH-Konfiguration während des Ummagnetisierungsvorgangs zu sehen war, konnte in keinem der mit XHM untersuchten Nanodrähte beobachtet werden. Stattdessen lagen die Domänen im Draht vornehmlich in Form eines Labyrinthmusters vor. Für zukünftige Arbeiten wäre es deswegen sinnvoll, das Verhalten der Domänenstruktur in Abhängigkeit der Co bzw. Pt-Schichtdicke sowie der Drahtbreite systematisch zu untersuchen, um zu verstehen für welche Parameter ein Streifen- bzw. ein Labyrinthmuster bevorzugt auftreten. Aus Zeitgründen waren solche Untersuchungen bei der HE3402 Strahlzeit nicht möglich.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.11.:** MR-Messungen an einem 400 nm breitem  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{1,5})_8$ -Nanodraht. Schwarz dargestellt ist der Querwiderstand  $R_H$ , rot der Längswiderstand  $R_L$ .

### 7.2.4. Feldabhängige Widerstandsmessungen an Co/Pt-Nanodrähten

Neben den XHM-Untersuchungen wurden zusätzlich feldabhängige Widerstandsmessungen an den hier vorgestellten Proben durchgeführt. Eine MR-Messung für den 400 nm breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{1,5})_8$ -Nanodraht wird in Abb. 7.11 gezeigt<sup>8</sup>. Die schwarzen Datenpunkte bilden den Verlauf vom Querwiderstand  $R_H$  ab, während die roten den Längswiderstand  $R_L$  darstellen. In beiden Fällen ist zu beobachten wie der Widerstand, ausgehend von negativen Feldwerten, mit zunehmender Feldstärke ansteigt. Für  $R_H$  ist der Verlauf näherungsweise linear, während für  $R_L$  ansatzweise ein Überlapp aus linearem und parabelförmigen Verlauf zu erkennen ist.

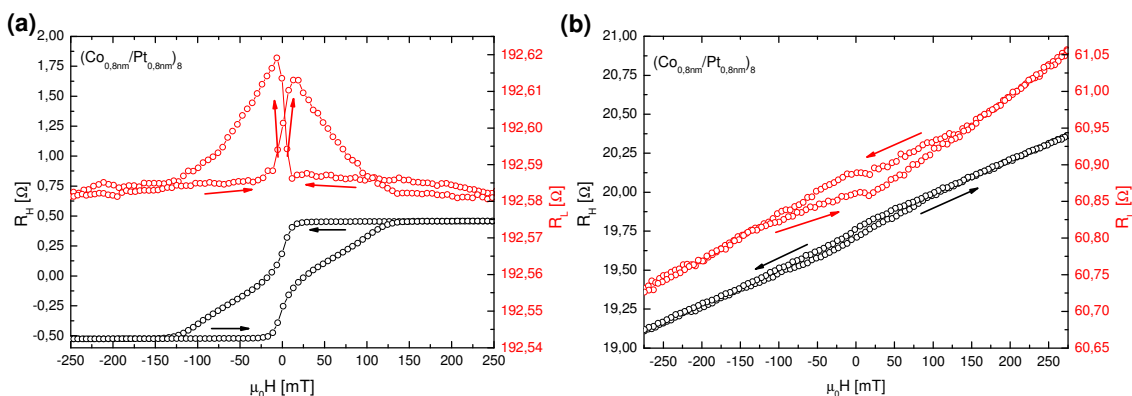
Eine Auswirkung von Domänenwänden auf  $R_H$  und  $R_L$ , wie es beispielsweise in Abb. 7.1 (a) für niedrige Feldstärken beobachtet wurde, ist hier nicht zu erkennen. Stattdessen wird der DWMR in Abb. 7.11 von anderen Effekten überlagert. Die positive Steigung im linearen, feldstärkeabhängigen Verlauf von  $R_H$  deutet auf einen normalen Hall-Effekt von positiv geladenen Ladungsträgern hin. Dies weist auf einen Kurzschluss hin, da ein derartiges Verhalten nur von der Si-Schicht zu erwarten ist, die p-dotiert ist [Heß08]. Der Verlauf von  $R_L$  könnte aus einer Überlagerung von normalen Hall-Effekt (lineares  $R(H)$  Verhalten) sowie Lorentz-MR (parabolisches  $R(H)$  Verhalten) zustande kommen, den die Ladungsträger in der Si-Schicht erfahren. Der Kurzschluss entsteht offensichtlich beim Aufdampfen der Goldzuleitungen an den Kanten des Membranträgers. Dort lagert sich eine Goldschicht ab, so dass die einzelnen Kontaktpads des Drahtes über die Si-Substratschicht kurzgeschlossen werden. Folglich fließt nur noch ein kleiner Bruchteil des Stroms durch den magnetischen Nanodraht, so dass das Si-Substrat die MR-Messverläufe dominiert.

Um die Vermutung eines Kurzschlusses über die Au-Kontakte zu überprüfen, wurden im Anschluss an die Strahlzeit MR-Messungen an einem 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  brei-

<sup>8</sup>Es sei darauf hingewiesen, dass das hier beschriebene MR-Verhalten für alle untersuchten Nanodrähte gefunden wurde und es deswegen exemplarisch anhand einer ausgewählten Probe erklärt wird.



## 7.2. Untersuchung von Co/Pt-Nanodrähten



**Abbildung 7.12.:** (a) MR-Messung eines 80  $\mu\text{m}$  langen und 8  $\mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Mikrodrahts, aufgebracht auf einem  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranträger nach 15 minütigem Heizen bei  $125^\circ\text{C}$ . (b) Wiederholung der Messung nach Aufbringen der Au-Zuleitungen. Durch einen Kurzschluss an den Probenrändern fließt ein Teil des Stroms durch die p-dotierte Si-Substratschicht. MR-Effekte, hervorgerufen durch Domänenwände im Draht, sind aufgrund weiterer parasitärer Effekte nicht mehr eindeutig identifizierbar.

ten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_{0,8})_8$ -Mikrodraht auf einem  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membranträger durchgeführt. Die Probe wurde anschließend für 15 Minuten bei  $125^\circ\text{C}$  erhitzt, um dieselben Herstellungsschritte wie für die Nanodrähte anzuwenden. Die anschließend durchgeführte MR-Messung ist in Abb. 7.12 (a) zu sehen. Es sollte noch erwähnt werden, dass bereits vor dem Erhitzen der Probe eine MR-Messung durchgeführt wurde. Da aber, wie erwartet, keinerlei Änderung im Widerstandsverlauf festgestellt wurde, wird die Messung hier nicht gezeigt.

Verglichen mit der MR-Messung aus Abb. 7.1 (a) ist in Abb. 7.12 (a) sowohl für den Quer- als auch Längswiderstand ein qualitativ ähnlicher Verlauf zu erkennen. Ausgehend von negativen Feldwerten findet vor dem Nullfeld, bei etwa  $\mu_0 H \approx -25$  mT, ein Domänenzerfall statt, so dass sich  $R_H$  sprunghaft erhöht. Der weitere Anstieg von  $R_H$  ab 0 mT kann mit der Verschiebung und Vernichtung von Domänenwänden erklärt werden, bis bei ca. 125 mT wieder ein konstanter Sättigungswert erreicht ist. Mit Kenntnis des Ummagnetisierungsverhaltens kann auch die Veränderung in  $R_L$  wieder durch die Anwesenheit von Domänenwänden erklärt werden. Werden bei höheren Feldstärken Domänenwände vernichtet, nimmt  $R_L$  ab, bis wieder ein konstanter Wert erreicht ist. Werden nun in einem nächsten Schritt die Au-Zuleitungen durch die Aluminium Schattenmaske aufgedampft und die Widerstandsmessung wiederholt (Abb. 7.12 (b)), verändert sich das Widerstandsverhalten sowohl für  $R_H$  als auch  $R_L$  signifikant. Der Querspannungswiderstand erhält einen positiven Offset von ca. 19  $\Omega$ , während  $R_L$  um ungefähr  $-130$   $\Omega$  reduziert wird. Der Kurvenverlauf von  $R_H$  und  $R_L$  ähnelt qualitativ nun dem Verlauf aus Abb. 7.11.  $R_H$  zeigt wieder ein nahezu lineares Verhalten, während  $R_L$  zusätzlich eine leichte parabolische Krümmung aufweist. Im Vergleich zu Abb. 7.11 ist hier allerdings für kleine Feldstärken eine leichte Abweichung vom linearen bzw. parabolischen Verhalten für  $R_H$  bzw.  $R_L$  zu erkennen. Während der lineare Verlauf wieder mit dem normalen Hall-Effekt der Si-Substratschicht und der parabolische Anteil durch das Wirken des Lorentz-MR erklärt werden kann, kommt die beobachtete Öffnung der  $R_L$ -Kurve bei niedrigen

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

Feldstärken durch MR-Effekte im magnetischen Draht zustande. Da der Mikrodraht gegenüber dem Nanodraht aus Abb. 7.11 um den Faktor 20 breiter ist, fließt somit auch ein größerer Stromanteil durch den Draht, so dass MR-Effekte aufgrund von Domänenwänden deutlicher in den MR-Messungen zu erkennen sind.

Die in Abb. 7.12 (a) und (b) gezeigten Messungen belegen, dass das feldabhängige Widerstandsverhalten der Nanodrähte nach dem Aufdampfen der Au-Zuleitungen durch einen Kurzschluss über die Si-Schicht signifikant verändert wird. Um für zukünftige MR-Messungen an Nanodrähten mit Ausnutzung des XHM Aufbaus (zwecks Aufnahme des Domänenzustands) diesen Kurzschluss über die Si-Schicht zu verhindern, sollte das Design der Aluminium Schattenmaske verändert werden. Die äußersten Ränder des Membranträgers müssen durch die Maske verdeckt werden, damit beim Aufdampfen der Au-Zuleitungen der Kurzschluss nicht auftritt und das reine MR-Verhalten des Nanodrahts gemessen werden kann.

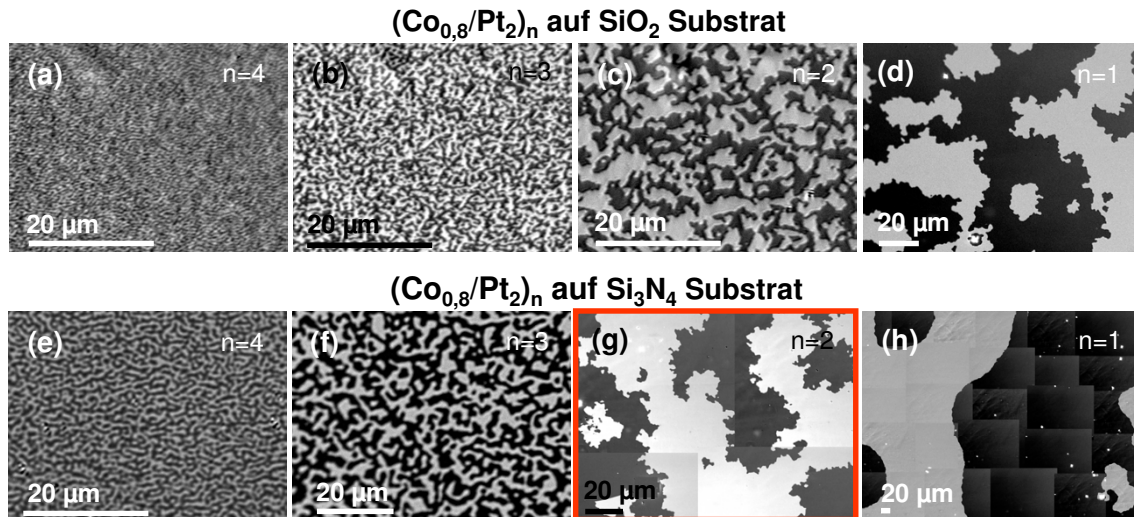
### 7.3. Korrelation von Magnetowiderstandsmessungen mit Kerr-Mikroskopie zur Untersuchung von-Co/Pt Mikrodrähten

Im vorherigen Kapitel 7.2 wurde dargelegt, warum bei der Kombination von XHM und MR-Messungen an Nanodrähten eine Bestimmung des DWMR nicht möglich war. Da weitere Messzeiten an der *ESRF* nicht zur Verfügung standen, wird im Folgenden ein alternativer Ansatz vorgestellt, der zur optischen Kontrolle des Domänenzustands die Kerr-Mikroskopie ausnutzt. Dafür wird in Abschnitt 7.3.1 beschrieben, welcher Co/Pt-Schichtaufbau für Kerr-Mikroskopie Untersuchungen gut geeignet ist. Anschließend werden in Abschnitt 7.3.2 MR-Messungen in einem zweidomänigen Mikrodraht mit gleichzeitiger Korrelation des aufgenommenen Domänenzustands gezeigt. Dabei wird auf extrinsische Widerstandsbeiträge eingegangen, die den eigentlichen DWMR überlagern. Im nächsten Abschnitt 7.3.3 wird eine Methode vorgestellt, mit der sich der DWMR direkt messen lässt. Es werden zeitabhängige Widerstandsmessungen präsentiert und mit Abbildungen des Domänenzustands korreliert. Im darauf folgenden Abschnitt 7.3.4 findet eine quantitative Abschätzung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  statt. Dabei wird sowohl eine Abschätzung der Wandbreite durchgeführt, der Einfluss des AIMR innerhalb der Domänenwand berücksichtigt und der Pt-Shunt abgeschätzt.

#### 7.3.1. Abhängigkeit der Domänenbreite von der Co/Pt-Schichtanzahl

Wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben, ist die laterale Auflösung der Kerr-Mikroskopie ungefähr eine Größenordnung niedriger als bei der Röntgenholografie. Folglich sind die in Abschnitt 7.2 verwendeten Co/Pt 8-fach Multilagensysteme für die Untersuchungen am Kerr-Mikroskop ungeeignet, weil deren Domänenbreite von 100 – 200 nm unterhalb des lateralen Auflösungsvermögens vom Kerr-Mikroskop ( $\sim 300$  nm) liegt. Um eine Korrelation zwischen MR-Messungen und Domänenzu-





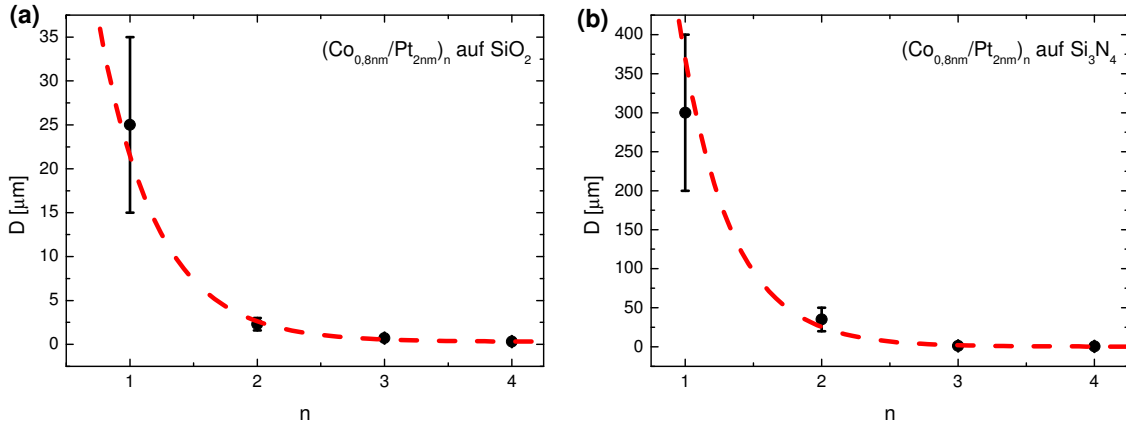
**Abbildung 7.13.:** Domänenmuster im entmagnetisierten Zustand von  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_n$ -Multilagen auf (a) - (d)  $\text{SiO}_2$  und (e) - (h)  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Die Schichtanzahl  $n$  variiert jeweils von  $n = 1$  bis  $n = 4$ .

stand zu erzielen, ist es hilfreich, ein System zu verwenden, in dem die Domänenbreite im Mikrometerbereich liegt, so dass nur wenig Domänenwände im Draht vorliegen und sich die Anzahl der Wände leicht angeben lässt. Andererseits muss beachtet werden, dass bei Systemen mit sehr großen Domänen Multidomänenzustände energetisch ungünstig und somit experimentell schwer einzustellen sind. Um einen Schichtaufbau zu erhalten, der die Voraussetzungen für die DWMR-Messungen erfüllt, werden in Abb. 7.13 mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommene Domänenbilder des entmagnetisierten Zustands einer  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_n$ -Multilage gezeigt. Dabei variiert die Lagenanzahl von  $n = 1$  bis  $n = 4$ . Als Substrat wurde wahlweise elektrisch isolierendes  $\text{SiO}_2$  (Abb. 7.13 (a)) und  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ((Abb. 7.13 (b))) genutzt.

Generell wird beobachtet, dass die Domänenbreite  $D$  bei gleicher Lagenanzahl auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  größer ist als auf  $\text{SiO}_2$  und mit abnehmender Lagenanzahl ansteigt. Eine quantitative Auswertung der durchschnittlichen Domänenbreite in Abhängigkeit der Lagenanzahl für  $\text{SiO}_2$  wird in Abb. 7.14 (a) und für  $\text{Si}_3\text{N}_4$  in Abb. 7.14 (b) gezeigt. Für beide Substrate ist eine deutliche exponentielle Abhängigkeit der Domänenbreite von der Lagenanzahl zu erkennen. Dieses steht in guter Übereinstimmung zu früheren Experimenten zur Domänenbreite in Co-basierten Multilagensystemen, bei denen solch ein Verhalten bereits nachgewiesen werden konnte [Hel07, Sbi10]. Weiterhin wurde festgestellt, dass der relative Fehler in der Bestimmung der Domänenbreite bei abnehmender Lagenanzahl zunimmt.

Erklärt werden kann die Lagenabhängigkeit der Domänenbreite mit Hilfe der in Abschnitt 2.1.2 eingeführten Streufeldenergie. Während in Einzellagen  $F_S$  nur aus dem Selbstenergiebeitrag  $F_{S,\text{intra}}$  gebildet wird, existiert in Mehrfachlagensystemen aufgrund der Kopplung der Streufelder benachbarter Co-Schichten ein weiterer Energiebeitrag  $F_{S,\text{inter}}$  [Dra87]. Dieser zusätzliche Beitrag sorgt für eine Erhöhung der Streufeldenergie, es gilt also  $F_S = F_{S,\text{intra}} + F_{S,\text{inter}}$  [Jan07]. Mit zunehmender Lagenanzahl erhöht sich somit die Streufeldenergie im System. Als Folge dessen tritt der energetische Gleichgewichtszustand bei einer kleineren Domänenbreite auf. Die

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



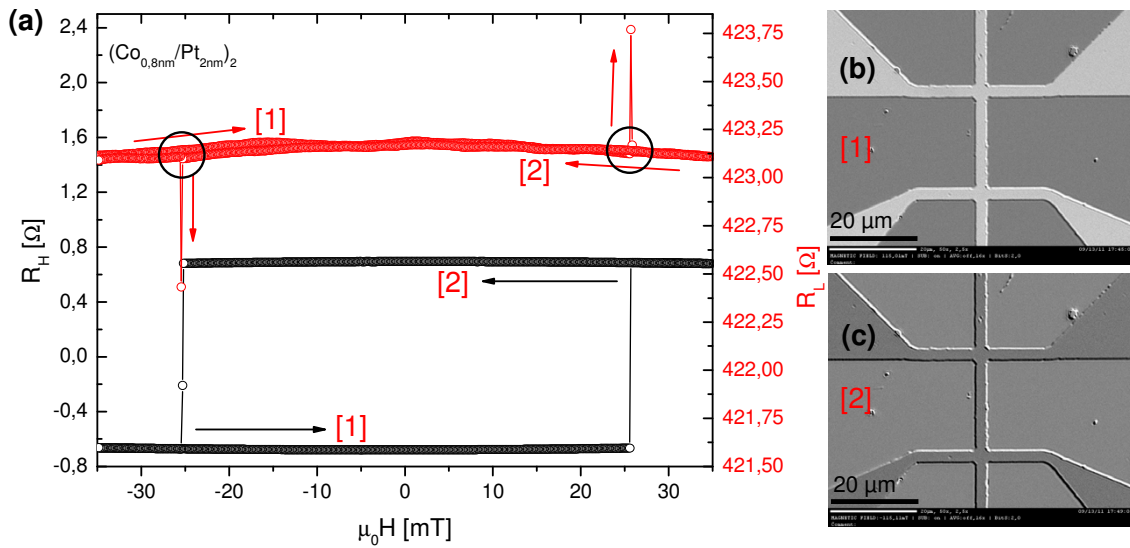
**Abbildung 7.14.:** Lagenabhängigkeit der Domänenbreite von  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_n$ -Multilagen im entmagnetisierten Zustand auf (a)  $\text{SiO}_2$  und (b)  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Die rote gestreifte Linie markiert jeweils eine exponentielle Anpassung.

Zunahme des Fehlerbalkens mit abnehmender Lagenanzahl kann wiederum dadurch erklärt werden, dass das Energieminimum von  $F_{\text{ges}}(D)$  bei weniger Lagen breiter wird [Hon92, Sbi10]. Die Unterschiede in der Domänenbreite von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -basierten Systemen kommen aus der Substratsabhängigkeit der Anisotropie. Laut Kaplan und Gehring gilt für die Domänenbreite im Gleichgewichtszustand [Kap93]:

$$D(\gamma_{\text{DW}}, d) = d \cdot \exp\left(\frac{\pi}{2}b + 1\right) \cdot \exp\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\gamma_{\text{DW}}}{K_{\text{F, Film}} \cdot d}\right). \quad (7.2)$$

Dabei bezeichnet  $K_{\text{F, Film}}$  die Formanisotropie in dünnen Filmen,  $\gamma_{\text{DW}}$  die Domänenwandenergie,  $d$  die Schichtdicke und  $b$  einen Parameter, der die Art des periodischen Domänenmusters beschreibt. Im Fall eines Streifendomänenmusters beträgt er beispielsweise  $b = -0,666$  [Kap93]. Bei konstantem  $K_{\text{F, Film}}$  und  $d$  erhöht sich die Domänenbreite mit zunehmender Domänenwandenergie  $\gamma_{\text{DW}}$ . Gemäß Gl. 2.24 hängt  $\gamma_{\text{DW}}$  wiederum von  $K_{1, \text{eff}}$  ab. Wird  $\text{Si}_3\text{N}_4$  als Substrat verwendet, liegt bei den hier untersuchten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_n$ -Multilagen die Anisotropie, unabhängig von der Anzahl der Lagen, bei  $K_{1, \text{eff}} = (450 \pm 40) \text{ kJ/m}^3$ , während im Falle von  $\text{SiO}_2$   $K_{1, \text{eff}} = (280 \pm 30) \text{ kJ/m}^3$  beträgt. Folglich bilden sich gemäß Gl. 7.2 bei gleicher Lagenanzahl auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  größere Domänen als auf  $\text{SiO}_2$ .

Von den in Abb. 7.13 gezeigten Domänenbildern entspricht die Domänenbreite der Zweifachlage auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  am besten den erforderlichen Voraussetzungen für die DWMR-Messungen. Aus diesem Grund wird dieses Probensystem für die folgenden Untersuchungen verwendet.



**Abbildung 7.15.:** (a) MR-Messung eines  $20\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_2$ -Mikrodrahts. Schwarz dargestellt ist der Querwiderstand  $R_H$ , rot der Längswiderstand  $R_L$ . Die Pfeile markieren die Richtung, in der das Feld durchgeföhren wurde. Die dazu korrespondierenden Magnetisierungszustände sind in (b) und (c) abgebildet. Die [1] und die [2] repräsentieren in den MR-Kurven den jeweilig vorliegenden Magnetisierungszustand.

### 7.3.2. Widerstandsverhalten eines zweidomänigen Co/Pt-Mikrodrahts

In Abb. 7.15 (a) ist die polare Feldabhängigkeit des Widerstands eines  $20\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breitem  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_2$ -Mikrodrahts abgebildet<sup>9</sup>. Aufgetragen sind in schwarz das feldstärkeabhängige Verhalten des Querwiderstands  $R_H$  und in rot des Längswiderstands  $R_L$ . Im Querwiderstand kann bei Anlegen eines Gegenfeldes von ungefähr 25 mT jeweils ein Sprung um 1,35  $\Omega$  beobachtet werden. Während beispielsweise in Abb. 7.1 (a) für  $R_H$  noch über einen Bereich von  $\sim 50$  mT ein moderater Anstieg aufgrund von Domänenwandpropagation- und Annihilationsprozessen identifiziert werden konnte, geschieht der Ummagnetisierungsprozess hier sehr sprunghaft. Dies ist auf die größere Domänenbreite und die stärkere senkrechte Anisotropie zurückzuführen. Gleichzeitig existieren im Verlauf des ansonsten nahezu konstanten Längswiderstands<sup>10</sup> beim Koerzitivfeld zwei antisymmetrische Ausschläge. Simultan zu den MR-Messungen wurde der Magnetisierungszustand mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommen. Aus den Abb. 7.15 (b) und 7.15 (c) ist erkennbar, dass der Sprung im Querwiderstand und die antisymmetrischen Ausschläge in  $R_L$  dem Umschalten der Magnetisierung zuzuordnen sind.

Das antisymmetrische Verhalten der Ausschläge im Längswiderstand, also  $\Delta R_L(\mathbf{H}) = -\Delta R_L(-\mathbf{H})$ , stellt keine Verletzung des Onsager Prinzips dar [Ons31a, Ons31b] und

<sup>9</sup>Dabei wurde erneut die in Abb. 7.4 (a) vorgestellten Drahtgeometrie verwendet.

<sup>10</sup>Bei den hier verwendeten Feldstärken kann der SMR vernachlässigt werden. Der leicht schräge Verlauf in  $R_L$  resultiert aus der transversalen Komponente des Feldes (siehe Abschnitt 4.3), die eine leichte kohärente Auslenkung der Magnetisierung in die Probenebene bewirkt. Aufgrund des AIMR führt dies zu einer feldstärkeabhängigen Absenkung des Widerstandes.

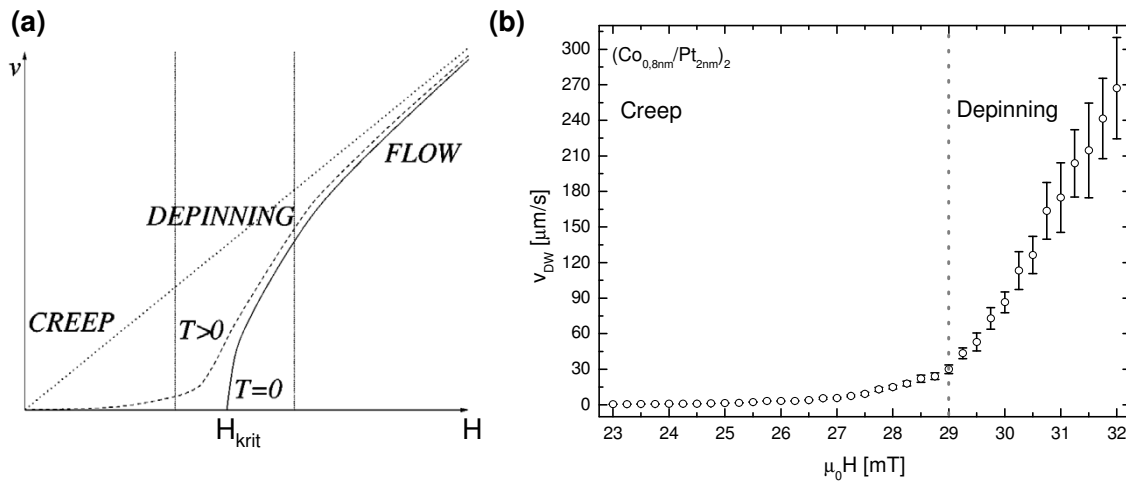
## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

wurde bereits in einer Vielzahl von Filmen mit senkrechter Anisotropie beobachtet [Wu01, Tan04, Che05, Xia05, Xia07, Rod10]. Erklärt werden kann das antisymmetrische Verhalten mit der Wirkung des AHE. Befindet sich eine Domänenwand im Draht, so ist die Magnetisierung im Bereich der beiden Spannungsabgriffe entgegengesetzt zueinander ausgerichtet. Folglich werden die Ladungsträger in jeweils unterschiedliche Richtungen abgelenkt, wodurch die Hall-Spannung in den beiden Spannungsabgriffen ein entgegengesetztes Vorzeichen erhält. Eindeutig nachweisen lässt sich der Einfluss des AHE durch eine Änderung der Messmethode. Bisher wurde, wie in Abb. 7.15 (a) dargestellt, stets die Feldstärkeabhängigkeit des Widerstandes betrachtet. Das Umschalten der Magnetisierung verlief dabei so schnell, dass es mit der zeitlichen Auflösung des Kerr-Mikroskops von 62,5 ms kaum aufgelöst werden konnte und somit die genaue Abbildung der Domänenwandbewegung im Draht nicht möglich war. Aus diesem Grund wird im Folgenden stattdessen die zeitliche Entwicklung von  $R_L$  bei einem konstanten Gegenfeld aufgenommen. Auf diese Weise kann die Bewegung der Domänenwand durch den Draht zeitlich aufgelöst werden, wodurch eine Korrelation mit dem zeitabhängigen Widerstandsverhalten ermöglicht wird.

Für den hier beobachteten Fall, dass der Ummagnetisierungsprozess primär von der Domänenwandbewegung und kaum von Domänennukleationsprozessen dominiert wird, kann bei der Bewegung der Domänenwand unter Einwirkung eines konstanten Gegenfeldes zwischen drei verschiedenen Fällen unterschieden werden: konstanter Fluss (engl. Flow), Kriechfall (engl. Creep) und sprunghafte Vorwärtsbewegung (engl. Depinning). Basierend auf der Arbeit von Chauve *et al.* [Cha00] werden diese drei Fälle in Abb. 7.16 (a) schematisch dargestellt. Die durchgezogene Kurve stellt dabei den feldabhängigen Verlauf der Domänenwandgeschwindigkeit  $v_{DW}$  am Temperaturnullpunkt dar, während die gestrichelte Linie den Verlauf für  $T > 0$  K angibt. Der Fall des Flows tritt bei  $H > H_{krit}$  auf. Dann existieren keine Barrieren für die Domänenwandbewegung und die Domänenwandgeschwindigkeit  $v_{DW}$  hängt linear von der Feldstärke ab. Dabei bezeichnet  $H_{krit}$  die kritische Feldstärke, die zum Überwinden von Pinning-Barrieren notwendig ist. Die gepunktete Linie extrapoliert den linearen Bereich im Flow-Regime bis zu niedrigen Feldstärken. Für  $H \ll H_{krit}$  befindet sich die Domänenwandbewegung im Creep-Regime. Die Energiebarriere durch Pinning-Zentren kann nur aufgrund von thermischer Aktivierung übersprungen werden<sup>11</sup>, wodurch eine sehr langsame sprunghafte Wandbewegung entsteht. Das Depinning-Regime bezeichnet den Bereich um die kritische Feldstärke herum, es liegt also zwischen dem Creep- und dem Flow-Regime. Wie beim Creep besteht auch hier zwischen  $v_{DW}$  und Feldstärke keine lineare Beziehung. Da es sich aber um einen Übergangsbereich handelt, nähert sich  $v_{DW}$  dem linearen Verlauf des Flow-Regimes an, so dass im Verlauf der gestrichelten Kurve aus Abb. 7.16 (a) ein Wendepunkt auszumachen ist. Die Bewegung verläuft dabei immer noch diskontinuierlich. Diese drei Fälle wurden bereits in zahlreichen experimentellen Studien untersucht [Lem98, Kru01, Cay04, Fer04, Rep04, Met07, Kim09] und theoretisch beschrieben [Cha00, Nat01, Lyb00, Bra04].

---

<sup>11</sup>Die Zeeman-Energie allein reicht zum Überwinden der Pinning-Barrieren nicht aus, folglich findet in diesem Fall bei  $T = 0$  K keine Domänenwandbewegung statt.



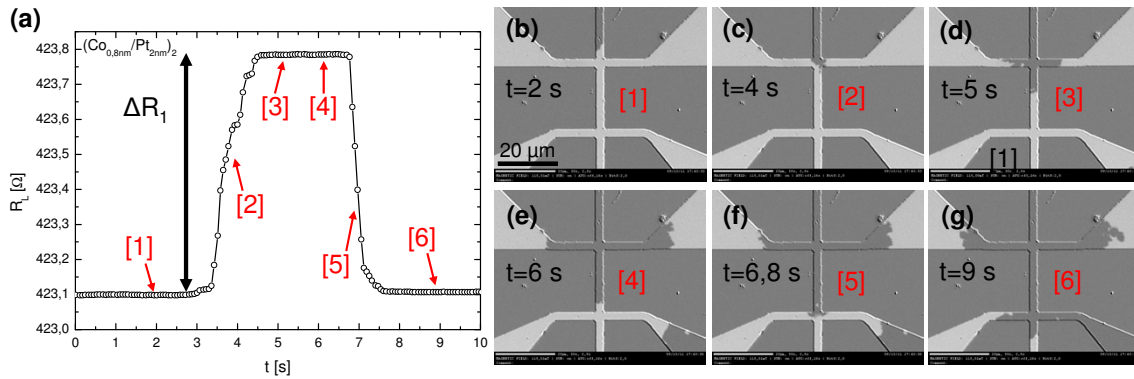
**Abbildung 7.16.:** (a) Prinzipieller feldstärkeabhängiger Verlauf von  $v_{DW}$  für  $T = 0$  K (durchgezogene Linie) und  $T > 0$  K (gestrichelte Linie). Gezeigt werden die drei möglichen Domänenwandbewegungsprozesse. Der lineare Bereich im Flow-Regime wird durch die gepunktete Linie zu  $H = 0$  extrapoliert, Abbildung aus Ref. [Cha00]. (b) Experimentell bestimmter Verlauf von  $v_{DW}(H)$  für den in Abb. 7.15 verwendeten Mikrodraht. Die hier verwendeten Feldstärken waren nicht hoch genug, um den Übergang vom Depinning ins Flow-Regime mit aufzunehmen.

In Abb. 7.16 (b) ist die feldabhängige Domänenwandgeschwindigkeit an dem in Abb. 7.15 untersuchten Mikrodraht gezeigt. Ausgehend vom theoretischen vorhergesagtem prinzipiellen Verlauf aus Abb. 7.16 (a) kann abgeschätzt werden, dass der Creep-Bereich schätzungsweise bis 29 mT reicht und anschließend das Depinning-Regime beginnt. Eine präzise Bestimmung von  $v_{DW}(H)$  ist aufgrund des zeitlichen Auflösungsvermögens des Kerr-Mikroskops für Feldstärken  $> 31$  mT kaum noch möglich. Ein Wendepunkt im Verlauf von  $v_{DW}(H)$  kann nicht ausgemacht werden. Folglich kann davon ausgegangen werden, dass der Flow-Bereich bei den hier verwendeten Feldstärken noch nicht erreicht wird. Dies steht in Einklang zu bisher veröffentlichten Messungen an Co/Pt-Systemen, denen zufolge im Flow-Bereich die Domänenwandgeschwindigkeit mindestens vier Größenordnungen über der hier beobachteten liegt [Lem98, Rep04, Met07].

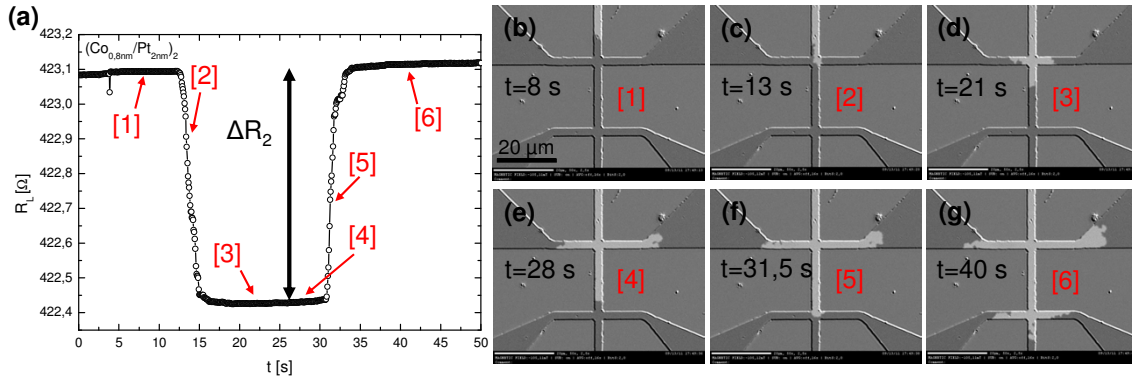
Für die in den Abb. 7.17 und Abb. 7.18 dargestellten zeitabhängigen Widerstandsmessungen wurde nun das in Abb. 7.16 (a) beschriebene Creep-Verhalten ausgenutzt. Nach Einschalten eines Gegenfeldes bei  $t = 0$  s wurde der Widerstand in Abhängigkeit von der Zeit aufgezeichnet. Als Feldstärke des Gegenfeldes wurde in Abb. 7.17 27 mT und in Abb. 7.18  $-25$  mT verwendet. Aus Abb. 7.16 (b) geht hervor, dass sich beide Feldstärken noch im Creep-Regime befinden. Die charakteristischen Momentaufnahmen des jeweils vorliegenden Magnetisierungszustands sind in den Abb. 7.17 (b) - (g) und Abb. 7.18 (b) - (g) abgebildet.

Während in Abb. 7.17 für die ersten 3 s die Magnetisierung im betrachteten Draht noch eindomänig vorliegt, wandert zwischen  $t = 3$  s und 7 s die Domänenwand durch

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.17.:** Zeitabhängiger Verlauf von  $R_L$  eines  $20\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}\text{nm}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_2$ -Mikrodrahts bei einem konstanten Gegenfeld von  $27\ \text{mT}$ . Durch Creep-Prozesse der Domänenwand ändert sich die Magnetisierungsrichtung im Draht, was zu einer Widerstandsänderung von  $\Delta R_1 = 0,69\ \Omega$  führt. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des in (b) - (g) abgebildeten Magnetisierungszustands dar.



**Abbildung 7.18.:** Zeitabhängiger Verlauf von  $R_L$  eines  $20\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,8}\text{nm}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_2$ -Mikrodrahts bei einem konstanten Gegenfeld von  $-25\ \text{mT}$ . Durch Creep-Prozesse der Domänenwand ändert sich die Magnetisierungsrichtung im Draht, was zu einer Widerstandsänderung von  $\Delta R_2 = -0,66\ \Omega$  führt. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des in (b) - (g) abgebildeten Magnetisierungszustands dar.

den Draht, wodurch es zu einem Widerstandsanstieg um  $\Delta R_1 \approx 0,69\ \Omega$  kommt. Nach dem Durchqueren der DW fällt der Widerstand wieder auf den Ausgangswert zurück und der komplette Draht ist ummagnetisiert. Ein äquivalentes Verhalten ist in den Abb. 7.18 (a) für  $R_L$  und (b) - (g) für die Magnetisierungszustände zu sehen, nur dass diesmal die Ummagnetisierung von der entgegengesetzten Magnetisierungsrichtung aus erfolgt ist. Der Widerstandssprung beträgt diesmal  $\Delta R_2 \approx -0,66\ \Omega$ . Die Summe der Beträge beider Werte ergibt eine Gesamtwiderstandsänderung von  $\Delta R_{1+2} \approx 1,35\ \Omega$ . Dies entspricht ziemlich genau dem in Abb. 7.15 (a) gemessenen Sprung im Querwiderstand von  $\Delta R_H \approx 1,35\ \Omega$ . Somit kann gezeigt werden, dass das in Abb. 7.15 (a) beobachtete antisymmetrische Verhalten von  $R_L$  aufgrund des AHE als Folge der unterschiedlichen Magnetisierung im Bereich der Spannungsabgriffe zustande kommt. Ein Auswirkung des intrinsischen DWMR auf den Längswiderstand lässt sich in den hier gezeigten Messungen nicht identifizieren.



### 7.3.3. Experimentelle Bestimmung des DWMR

Da die Größe des zu erwartenden DWMR im Bereich von einigen  $m\Omega$  liegt und gleichzeitig der parasitäre AHE ungefähr drei Größenordnungen höher ist, wird das Signal vom DWMR im Falle eines zweidomänen Drahtes durch den AHE überlagert. Der parasitäre Einfluss des AHE auf das Widerstandssignal lässt sich aber vermeiden, wenn sich zwei Domänenwände gleichzeitig im Draht befinden. In dem Fall liegt an beiden Längsspannungsabgriffen dieselbe Magnetisierung vor, so dass die sich aufbauende Hall-Spannung dasselbe Vorzeichen besitzt und somit keinen Beitrag zum Längswiderstandssignal liefert. Da allerdings auf die Bildung von Nukleationszentren mittels Ionenbeschuss verzichtet werden soll, erfolgt die Erzeugung eines Zustands mit zwei Domänenwänden im Draht über stochastische Creep-Prozesse.

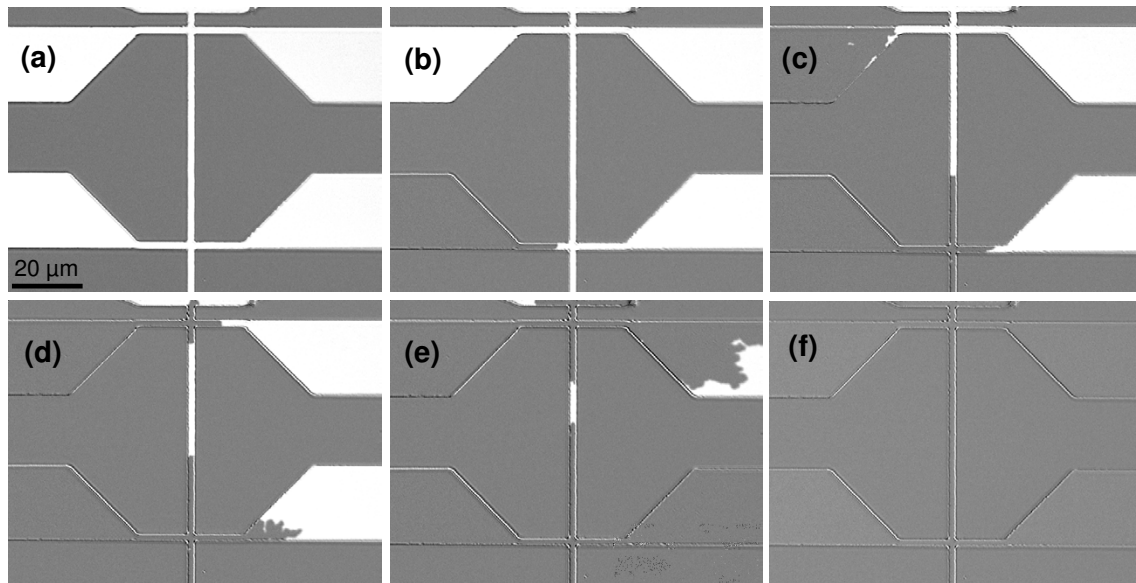
Ausgehend von einem magnetisch gesättigten eindomänen Draht wird ein Gegenfeld angelegt und abgewartet, ob von beiden Seiten des Drahtes jeweils eine Domänenwand in den Draht wandert, so dass dort dann zwei Domänenwände gleichzeitig vorhanden sind. Da die Nukleation von Domänen ein stochastischer Prozess ist und in den breiteren Zuleitungen aufgrund der geometrischen Struktur mehr magnetisches Material vorhanden ist, tritt sie bevorzugt dort auf. Anschließend wandern die Domänenwände in den zu vermessenden Mikrodraht. Aufgrund der stochastischen Natur des Creep-Prozesses verläuft eine Wiederholung dieses Vorganges nicht reversibel. Das führt dazu, dass manchmal von beiden Seiten des Drahtes jeweils eine DW in den Draht wandert, aber in anderen Fällen, wie beispielsweise in den Abb. 7.17 und 7.18 zu sehen, sich nur eine Wand durch den Draht bewegt. Es hat sich herausgestellt, dass es in dem bisher genutzten  $20\ \mu\text{m}$  langem Mikrodraht sehr schwer ist, einen Zustand mit zwei Domänenwänden zu erzeugen. Aus diesem Grund wurde im Folgenden das  $60\ \mu\text{m}$  lange Segment des Mikrodrahts verwendet<sup>12</sup>. Weiterhin wurde eine Veränderung im Materialsystem vorgenommen, so dass bei den im Folgenden gezeigten Messungen ein  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Draht verwendet wurde<sup>13</sup>.

Eine typische Messprozedur für einen  $60\ \mu\text{m}$  langem und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Draht wird in Abb. 7.19 gezeigt, in der die zeitliche Abfolge von Domänenzuständen während einer zeitabhängigen Widerstandsmessung zur Bestimmung des DWMR dargestellt wird. In 7.19 (a) ist ein eindomäniger Zustand gezeigt, wie er zu Beginn der Messung vorliegt. Anschließend wird ein Gegenfeld von  $19\ \text{mT}$  angelegt. Wie in 7.19 (b) zu sehen ist, kommt es in der unteren linken Zuleitung zu der Nukleation einer schwarzen Domäne. Während die Domänenwand sich durch Creep-Prozesse in den Draht bewegt, entsteht in der oberen linken Zuleitung eine weitere schwarze Domäne (7.19 (c)) die nun ebenfalls, wie in 7.19 (d) zu sehen, in den Draht wandert.

<sup>12</sup>In der hier verwendeten und bereits in Abb. 7.4 (a) vorgestellten Drahtgeometrie existieren vier Spannungsabgriffe, so dass die Längsspannung im Draht über drei verschieden lange Segmente gemessen werden kann. Die Aspektverhältnisse betragen  $L_1 = 1 : 10$ ,  $L_2 = 1 : 30$  und  $L_3 = 1 : 3$ . Bei einer Drahtbreite von  $2\ \mu\text{m}$  ist  $L_2$  also  $60\ \mu\text{m}$  lang.

<sup>13</sup>In nachfolgend hergestellten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_2$ -Doppellagen wurde festgestellt, dass die Domänenbreite trotz unveränderter Anisotropie stark schwankt und bei vielen Proben bis zu  $25\ \mu\text{m}$  unterhalb der in Abb. 7.13 (g) gezeigten Domänenbreite von  $D = (35 \pm 15)\ \mu\text{m}$  liegt. Bereits in Abschnitt 7.3.1 wurde geschildert, dass in dünnen Schichtsystemen aufgrund des breiten Energieminimums die Gleichgewichtsdomänenbreite stark variiert [Hon92, Sbi10]. Um ein System mit ausreichend großen Domänen zu untersuchen, wurde deswegen die Co-Dicke auf  $0,7\ \text{nm}$  reduziert.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



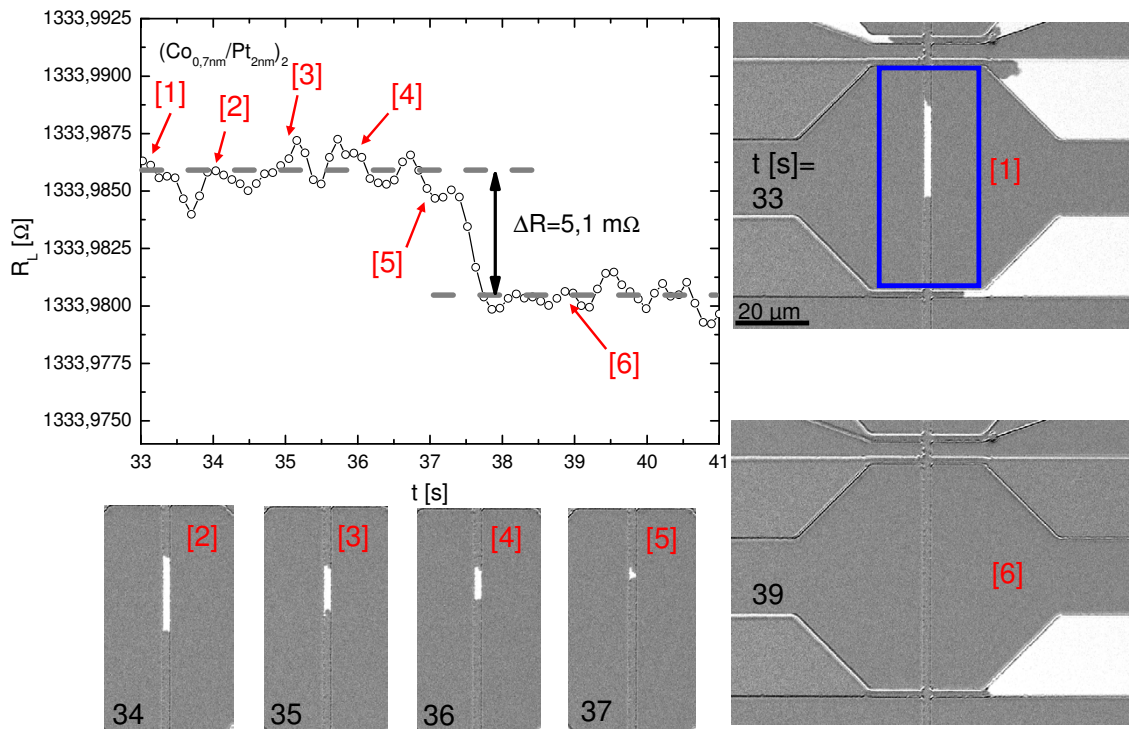
**Abbildung 7.19.:** Ummagnetisierungsvorgang in einem  $60\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Mikrodraht. Durch Anlegen eines Gegenfeldes kommt es zur Domänennukleation und Creep-Prozessen. Dabei wandern die Wände aus der Zuleitung oben links und unten links in den eigentlichen Draht, so dass zwei Domänenwände gleichzeitig im untersuchten Draht vorliegen.

Im weiteren Verlauf bewegen sich die beiden Domänenwände aufeinander zu (7.19 (e)), bis in 7.19 (f) der Draht vollständig ummagnetisiert ist und die Domänenwände ausgelöscht sind. Für die Messung des DWMR ist das in den Abb. 7.19 (d) - (f) gezeigte Verhalten relevant. Es befinden sich dann zwei Domänenwände gleichzeitig im Draht, so dass die Magnetisierung an den Spannungsabgriffen gleich ist und eine Überlagerung des DWMR durch den AHE vermieden wird. Für die im Folgenden gezeigten zeitabhängigen Widerstandsmessungen wird somit stets der Bereich abgebildet, in dem anhand der aufgenommenen Domänenbilder zu erkennen ist, dass eine gerade Anzahl von Domänenwänden im Draht vorliegt und anschließend aufgrund von Creep-Prozessen vernichtet wird.

In Abb. 7.20 ist solch ein Verlauf abgebildet. Es wird das zeitabhängige Widerstandsverhalten von  $33\ \text{s}$  bis  $41\ \text{s}$  dargestellt und dazu die zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommenen Magnetisierungszustände abgebildet. Für  $33\ \text{s}$  und  $38\ \text{s}$  wird ein großer Bereich des Mikrodrahts gezeigt, um die Magnetisierungszustände in den Zuleitungen mit darzustellen. In den weiteren Bildern wird jeweils nur der relevante Drahtbereich abgebildet. Dabei ist zu erkennen, dass die weiße Domäne aufgrund des Domänenwand-Creeps sukzessive kleiner wird ( $33\ \text{s} \leq t \leq 37\ \text{s}$ ), während gleichzeitig im Längswiderstand innerhalb der Messauflösung<sup>14</sup> keine Änderung gemessen wird. Zwischen  $37\ \text{s}$  und  $39\ \text{s}$  verschwindet die weiße Domäne und der Draht ist vollständig ummagnetisiert. Gleichzeitig wird im Längswiderstand eine Abnahme um  $\Delta R = 5,1\ \text{m}\Omega$  beobachtet. Diese Abnahme lässt sich somit zeitlich mit der Vernichtung der beiden Domänenwände korrelieren. Es sollte noch erwähnt werden, dass die Magnetisierung in den Zuleitungen keinen Einfluss auf die Widerstandsmessung

<sup>14</sup>Das hier gemessene Spitze-Spitze Rauschen beträgt  $\Delta R_{\text{SS}} \approx 1,5\ \text{m}\Omega$ .



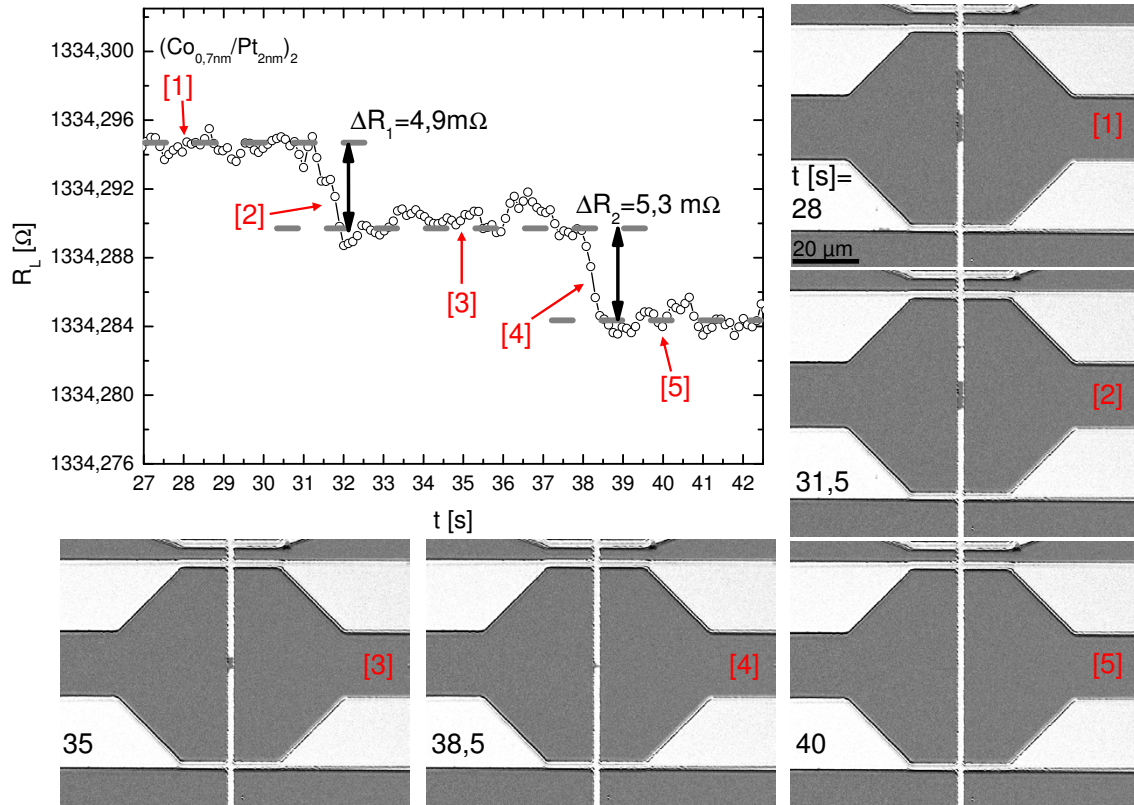


**Abbildung 7.20.:** Messung des Domänenwandwiderstandes eines  $60\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Drahts. Links oben ist der zeitabhängige Verlauf von  $R_L$  abgebildet. Rechts sowie unten sind die mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommenen Domänenzustände zu sehen. Dabei ist immer der Zeitpunkt der Aufnahme während der Messung mit angegeben. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des abgebildeten Magnetisierungszustands im Widerstandsverlauf dar. Der blaue Kasten markiert den ausgeschnittenen relevanten Drahtbereich. Aufgrund des angelegten Gegenfeldes von  $19\ \text{mT}$  kommt es zur Domänenwandpropagation, bis bei etwa  $37,5\ \text{s}$  die weiße Domäne ausgelöscht ist. Gleichzeitig nimmt der Längswiderstand um  $\Delta R = 5,1\ \text{m}\Omega$  ab. Die beiden gestrichelten grauen Linien dienen als Orientierungshilfe, um den Widerstandssprung zu verdeutlichen.

hat, solange sich an den Spannungsabgriffen die Magnetisierung nicht ändert. Um nachzuweisen, dass die gemessene Widerstandsänderung nicht von der ursprünglich vorliegenden Magnetisierungsrichtung abhängt, wird in Abb. 7.21 eine weitere zeitabhängige Widerstandsmessung gezeigt. Bei dieser wurde die Magnetisierungsrichtung umgepolt. Im eindomänigen Zustand weist der Draht die in weiß dargestellte Magnetisierungsrichtung auf. Durch Anlegen eines Gegenfeldes von  $-19\ \text{mT}$  bildet sich ein Zustand mit zwei schwarze Domänen im Draht, so dass insgesamt vier Domänenwände vorliegen<sup>15</sup>. Zu sehen ist wie zuerst der Längswiderstand wieder zeitlich konstant ist, während sich vier Domänenwände im Draht befinden. Durch

<sup>15</sup>Da die Nukleation von Domänen ein stochastischer Prozess ist, kann es vorkommen, dass nach Anlegen des Gegenfeldes eine Domäne innerhalb des Drahtes nukleiert. Wenn gleichzeitig von der oberen und unteren Zuleitung jeweils eine Domänenwand in den Draht wandert, kann ein Zustand mit vier Domänenwänden erzeugt werden. Da oftmals allerdings, wie auch in Abb. 7.19 (b) und (c) zu sehen, die Domänenwände zu unterschiedlichen Zeitpunkten in den Draht propagieren, werden meist zwei Domänenwände ausgelöscht, bevor sich ein Zustand mit vier Domänenwänden herausbilden kann.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.21.:** Messung des Domänenwandwiderstandes eines  $60\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_2$ -Drahts. Links oben ist der zeitabhängige Verlauf von  $R_L$  abgebildet. Rechts sowie unten sind die mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommenen Domänenzustände zu sehen. Dabei ist immer der Zeitpunkt der Aufnahme während der Messung mit angegeben. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des abgebildeten Magnetisierungszustands im Widerstandsverlauf dar. Für  $t = 28\ \text{s}$  befinden sich vier Domänenwände im Draht. Durch die Domänenwandpropagation aufgrund des Gegenfeldes von  $-19\ \text{mT}$  werden bei  $t = 31,5\ \text{s}$  und  $t = 38,5\ \text{s}$  jeweils zwei Domänenwände vernichtet. Anschließend liegt die Magnetisierung im Draht eindomänig vor. Zum Zeitpunkt der Domänenwandannihilationen nimmt der Widerstand jeweils um  $\Delta R_1 = 4,9\ \text{m}\Omega$  und  $\Delta R_2 = 5,3\ \text{m}\Omega$  ab. Die gestrichelten grauen Linien dienen als Orientierungshilfe, um die beiden Widerstandssprünge zu verdeutlichen.

Domänenwandpropagation wird bei  $t = 31,5$  s die obere schwarze Domäne ausgelöscht und es kommt zu einer Widerstandsabnahme um  $\Delta R_1 = 4,9$  m $\Omega$ . Anschließend verläuft  $R_L(t)$  wieder konstant, bis bei  $t = 38,5$  s auch die zweite schwarze Domäne vernichtet wird. Der Längswiderstand reduziert sich gleichzeitig um  $\Delta R_2 = 5,3$  m $\Omega$  und verhält sich anschließend zeitlich konstant. Die beiden gemessenen Widerstandsabnahmen  $\Delta R_1$  und  $\Delta R_2$  sind im Rahmen der Messungenauigkeit vergleichbar mit dem in Abb. 7.20 gefundenen Wert von  $\Delta R = 5,1$  m $\Omega$ . Somit zeigt diese Messung, dass die Widerstandsabnahme bei der Vernichtung von Domänenwänden unabhängig von der ursprünglich vorliegenden Magnetisierungsrichtung sowie der Polarität des anschließend angelegten Gegenfeldes ist. Folglich kann ein möglicher AHE-Beitrag zur Interpretation der Messergebnisse ausgeschlossen werden<sup>16</sup>. Weiterhin wurde gezeigt, dass während der aufeinander folgenden Vernichtung von zwei jeweils Domänenwandpaaren eine vergleichbare Widerstandsabnahme pro Domänenwandpaar klar zugeordnet werden kann.

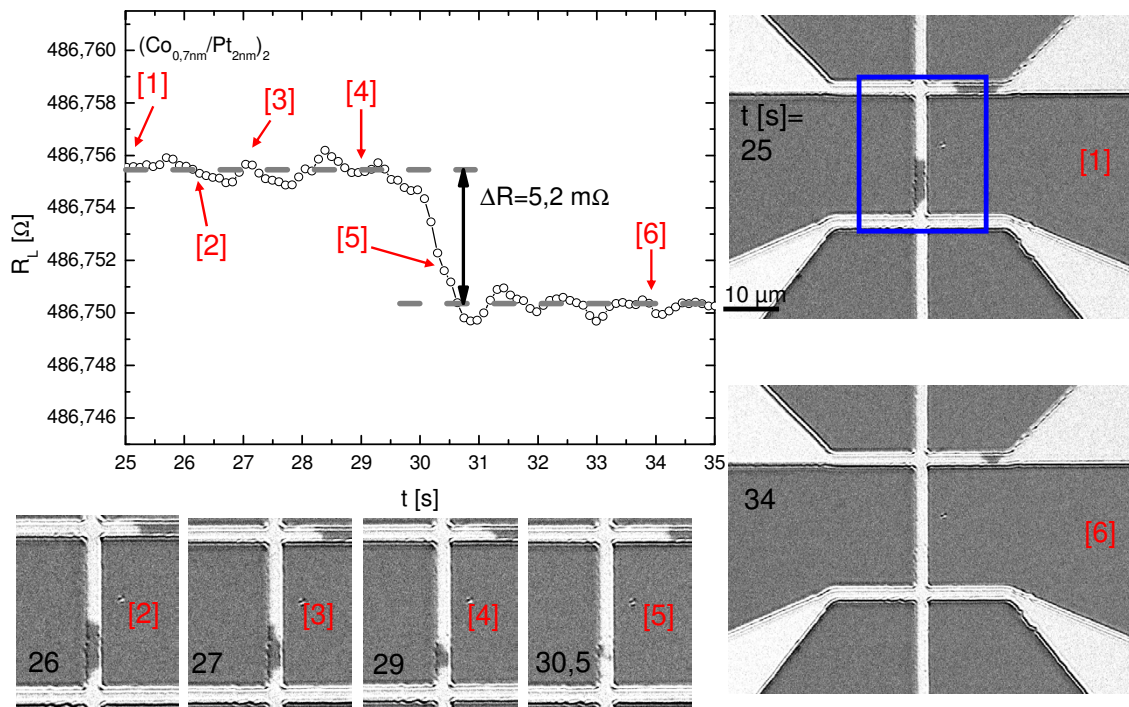
Zur Überprüfung, ob die Widerstandsabnahme bei der Vernichtung zweier Domänenwände unabhängig von der Drahtlänge ist, wurde zu Vergleichszwecken eine Widerstandsmessung an dem 20  $\mu$ m langem Segment des (Co<sub>0,7</sub>/Pt<sub>2</sub>)<sub>2</sub>-Mikrodrahts durchgeführt. Wie bereits zu Anfang dieses Abschnitts geschildert, ist aufgrund der stochastischen Natur der Domänennukleation die Erzeugung eines Zustandes mit zwei Domänenwänden in solch einem kurzen Drahtsegment unwahrscheinlicher. Folglich werden aus statistischen Gründen mehr Durchgänge<sup>17</sup> benötigt, um einen Zustand mit zwei Domänenwänden zu erzeugen. In Abb. 7.22 ist eine Widerstandsmessung für solch einen Zustand abgebildet. Links oben ist der zeitabhängige Verlauf von  $R_L$  zu sehen ( $25$  s  $\leq t \leq 35$  s), und rechts in einem großen Bildausschnitt des Drahtes die Domänenzustände bei 25 s und 34 s. Zusätzlich sind unten noch kleine Bildausschnitte des eigentlichen Mikrodrahtes bei 26 s, 27 s, 29 s und 30,5 s dargestellt. Durch Propagation von Domänenwänden aufgrund eines angelegten Gegenfeldes von  $-18$  mT verkleinert sich die schwarze Domäne im Draht, bis sie bei  $t = 31$  s ausgelöscht wird. Gleichzeitig kann im Längswiderstand eine Abnahme von  $\Delta R = 5,2$  m $\Omega$  festgestellt werden. Diese Widerstandsabnahme ist vergleichbar mit den vorher gefundenen Werten aus den Abb. 7.20 und 7.21. Damit lässt sich zeigen, dass die Widerstandsabnahme unabhängig von der Länge des untersuchten Draht-Segments ist.

Um die Reproduzierbarkeit der Messmethode zu belegen, wird im letzten Schritt eine Widerstandsmessung an einem weiteren 60  $\mu$ m langem und 2  $\mu$ m breiten (Co<sub>0,7</sub>/Pt<sub>2</sub>)<sub>2</sub>-Mikrodraht vorgestellt. Dieser Draht wurde parallel zu dem bisher untersuchten hergestellt, hat also dieselbe Schichtzusammensetzung und sollte somit eine quantitativ vergleichbare Widerstandsabnahme bei der Vernichtung zweier Domänenwände aufweisen. Die entsprechende Messung ist in Abb. 7.23 zu sehen. Analog zu Abb. 7.21 wurde durch Anlegen eines Gegenfeldes von 22,5 mT ein Ausgangszustand mit vier

<sup>16</sup>Würde der AHE einen Beitrag zu den gemessenen Widerstandsabnahmen leisten, wäre abhängig von der ursprünglich vorliegenden Magnetisierungsrichtung eine unterschiedlich große Widerstandsänderung zu erwarten.

<sup>17</sup>Damit wird folgende Prozedur gemeint: Draht aufmagnetisieren, anlegen eines Gegenfeldes und abwarten, ob durch Nukleations- und Propagationsprozesse sich zwei Domänenwände gleichzeitig in den Draht bewegen.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

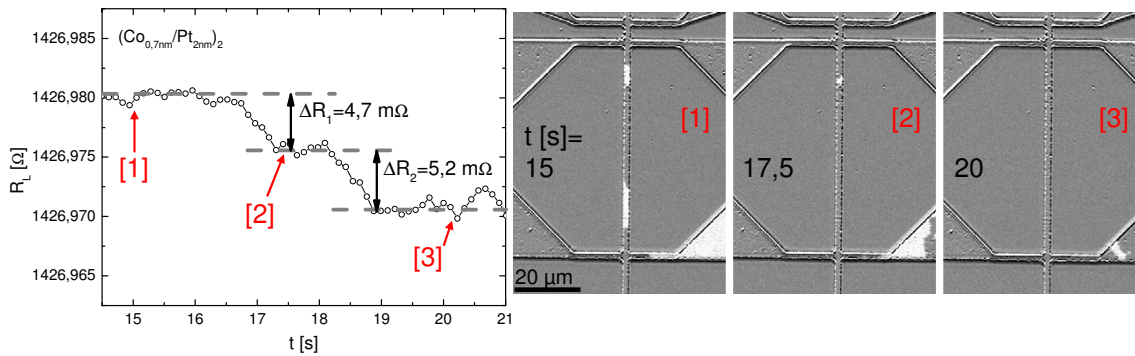


**Abbildung 7.22.:** Messung des Domänenwandwiderstandes eines  $20\ \mu\text{m}$  langen und  $2\ \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_{2\text{nm}})_2$ -Drahts. Links oben ist der zeitabhängige Verlauf von  $R_L$  abgebildet. Rechts sowie unten sind die mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommenen Domänenzustände zu sehen. Dabei ist immer der Zeitpunkt der Aufnahme während der Messung mit angegeben. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des abgebildeten Magnetisierungszustands im Widerstandsverlauf dar. Der blaue Kasten markiert den ausgeschnittenen relevanten Drahtbereich. Das Verschwinden der beiden Domänenwände führt zu einer Widerstandsabnahme von  $\Delta R = 5,2\ \text{m}\Omega$ . Die gestrichelten grauen Linien dienen als Orientierungshilfe, um den Widerstandssprung zu verdeutlichen.

Domänenwänden präpariert. Durch Domänenwandpropagation wird bei  $t = 17,3\ \text{s}$  die untere weiße Domäne und bei  $t = 19\ \text{s}$  die obere weiße Domäne vernichtet. Entsprechend erfährt der Widerstand eine Abnahme von  $\Delta R_1 = 4,7\ \text{m}\Omega$  und  $\Delta R_2 = 5,2\ \text{m}\Omega$ . Die vorherigen Ergebnisse sind somit quantitativ reproduzierbar und verifizieren die Machbarkeit der Methode zur Bestimmung des DWMR.

Insgesamt konnte somit festgestellt werden, dass die Vernichtung eines Domänenwandpaars zu einer Abnahme des Längswiderstandes führt. Es wurde gezeigt, dass diese unabhängig von der Magnetisierungsrichtung und der Polarität des Gegenfeldes sowie von der Drahtlänge ist. Weiterhin konnte die Reproduzierbarkeit der Messmethode belegt werden. Aus einer Anzahl von  $N = 20$  Messungen ergibt sich eine gemessene Widerstandsänderung pro Domänenwand von  $\Delta R_{\text{DWMR,exp}} = (2,55 \pm 0,35)\ \text{m}\Omega$ . Hierbei handelt es sich allerdings noch um einen experimentell bestimmten Wert. Eine Quantifizierung des DWMR wird im folgenden Abschnitt 7.3.4 durchgeführt.





**Abbildung 7.23.:** Vergleichsmessung an einem weiteren 60 µm langem und 2 µm breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Draht. Links ist der zeitabhängige Verlauf von  $R_L$  abgebildet, und rechts die mittels Kerr-Mikroskopie aufgenommenen Domänenzustände. Dabei ist immer der Zeitpunkt der Aufnahme während der Messung mit angegeben. Die rot unterlegten Zahlen stellen den jeweiligen Zeitpunkt des abgebildeten Magnetisierungszustands im Widerstandsverlauf dar. Bei  $t = 17,3$  s und  $t = 19$  kommt es jeweils zur Vernichtung zweier Domänenwände. Der Widerstand nimmt entsprechend um  $\Delta R_1 = 4,7 \text{ m}\Omega$  und  $\Delta R_2 = 5,2 \text{ m}\Omega$  ab. Die gestrichelten grauen Linien dienen als Orientierungshilfe, um die beiden Widerstandssprünge zu verdeutlichen.

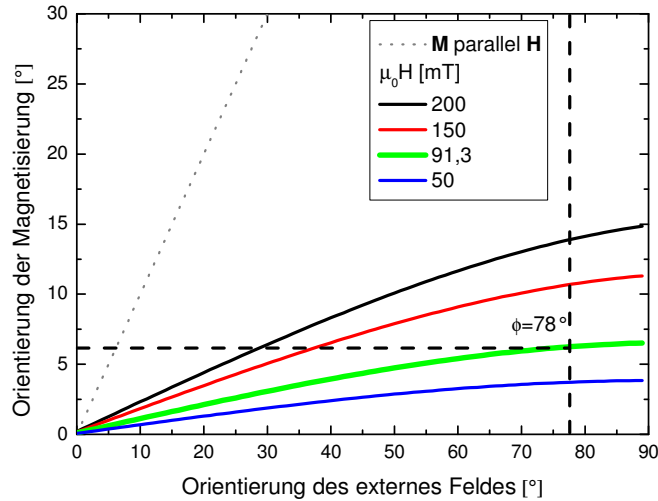
### 7.3.4. Quantifizierung des DWMR

Anhand der Anwendung von Gl. 3.22 kann eine Quantifizierung des DWMR durchgeführt werden. Allerdings befinden sich in dieser Gleichung mehrere Größen, die im Vorfeld noch bestimmt werden müssen: Die Domänenwandbreite wird in Abschnitt 7.3.4.1 abgeschätzt. Dabei wird berücksichtigt, dass aufgrund des nicht polaren Feldes die Spins in den Domänenwänden einheitlich zu einem gewissen Grad aus der senkrechten Richtung gedreht werden. Im darauf folgenden Abschnitt 7.3.4.2 wird betrachtet in wie weit sich der AIMR auf den experimentell gemessenen DWMR auswirkt. Weiterhin wird in Abschnitt 7.3.4.3 der Einfluss des Pt-Shunts bestimmt, so dass mit Kenntnis des Shuntfaktors  $f$  in Abschnitt 7.3.4.4 letztlich ein Wert für  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  angegeben werden kann.

#### 7.3.4.1. Domänenwandbreite unter Berücksichtigung der Feldausrichtung

In Abschnitt 4.3 wurde bereits beschrieben, dass am Kerr-Mikroskop ein nicht polares Feld genutzt wird. Am Ort der Probe ist das Feld um den Winkel  $\phi = 78^\circ$  gegenüber der Probenormalen ausgerichtet, so dass eine polare und eine transversale Feldkomponente wirken. Die hier untersuchten Proben weisen eine senkrechte leichte Richtung der Magnetisierbarkeit auf, folglich bewirkt die transversale Feldkomponente eine kohärente Rotation der magnetischen Momente aus der magnetisch leichten Richtung. In den feldstärkeabhängigen Widerstandsmessungen aus Abb. 7.15 konnte bereits beobachtet werden, dass selbst für niedrige Feldstärken, wo der SMR vernachlässigt werden kann, der Widerstand nicht konstant ist, sondern mit ansteigender Feldstärke abnimmt. Aufgrund des AIMR führt die kohärente Rotation zu einer kontinuierlichen Abnahme des Widerstandes.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.24.:** Magnetisierungsorientierung bezüglich der Probennormalen in Abhängigkeit von der Orientierung des externen Feldes und der Feldstärke. Die graue, gestrichelte Linie stellt den Fall von  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$  dar, der für  $H \rightarrow \infty$  gilt. Für die Messung des DWMR wurde ein Feld der Stärke  $\mu_0 H = 91,3$  mT verwendet (grüne Linie). Am Ort der Probe beträgt die Auslenkung des Feldes zur Probennormalen  $\phi = 78^\circ$ . Folglich erfahren die Spins innerhalb der Domänen eine Drehung um den Winkel  $\theta = 6^\circ$ .

Während der zeitabhängigen Widerstandsmessungen zur Bestimmung des DWMR wurde die Feldstärke konstant gehalten (siehe Abb. 7.20 - 7.23), so dass sich die Ausrichtung der Magnetisierung in den Domänen zeitlich nicht ändert. Allerdings bewirkt die kohärente Rotation aufgrund der transversale Feldkomponente, dass die Domänenwände nicht mehr als  $180^\circ$  Bloch-Wand vorliegen und somit die Domänenwandbreite reduziert wird. Im Folgenden wird die Domänenwandbreite unter der Wirkung der transversalen Feldkomponente abgeschätzt.

Die feldabhängige Auslenkung der magnetischen Momente aus der leichten Achse kann, wie schon in Abschnitt 5.3 durchgeführt und in Abb. 5.5 dargestellt, durch eine Minimierung der freien Energiedichte (siehe Gl. 2.26) berechnet werden. Mit Hilfe von Kerr-Hysteresemessungen kann insbesondere das Ummagnetisierungsverhalten in schwerer Richtung dargestellt und darüber die Anisotropiekonstanten bestimmt werden. Für die hier betrachtete  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Probe ergibt sich  $K_{1,\text{eff}} = (520 \pm 40) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (60 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$ . Damit kann, wie in Abb. 7.24 für ausgewählte Feldstärken dargestellt, die Orientierung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Orientierung des externen Feldes angegeben werden. Der für die DWMR-Messungen relevante Fall von 91,3 mT (grüne Linie)<sup>18</sup> zeigt, dass wenn das Feld bezüglich zur Probennormalen eine Orientierung von  $\phi = 78^\circ$  aufweist, die Magnetisierung in den Domänen um ca.  $6^\circ$  gegenüber der Probennormalen gedreht wird. Folglich liegen in den hier präsentierten DWMR-Messungen die Domänenwände als  $168^\circ$  Wände vor. Unter der Annahme einer linearen Beziehung zwischen Drehwinkel der Wand und Wandbreite [O'H00] ergibt sich folglich

<sup>18</sup>Bei einer senkrechten Feldkomponente von 19 mT, wie sie für die zeitabhängigen Widerstandsmessungen in den Abb. 7.20 und 7.21 genutzt wurde, beträgt die Gesamtfeldstärke:  $\mu_0 H_{\text{ges}} = 19 \text{ mT} / \cos(78^\circ) = 91,3 \text{ mT}$ .

gegenüber 180° Wänden eine Verkürzung um  $\sim 7\%$ .

Die Breite einer 180° Bloch-Wand kann mit Hilfe von Gl. 2.23 abgeschätzt werden. Mit einer Austauschsteifigkeit für Co von  $A = 1,8 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$  [Met07] und einer 7%-igen Reduzierung der 180° Wand aufgrund der transversalen Feldkomponente ergibt sich somit eine Domänenwandbreite von  $\delta_{\text{DW}} = (17,2 \pm 0,7) \text{ nm}$ . Dieser Wert wird für die in Abschnitt 7.3.4.4 folgende Berechnung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}$  verwendet.

In den Abbildungen 7.20 - 7.23 lässt sich außerdem eine weitere Auswirkung der transversalen Feldkomponente auf den Widerstand feststellen. Dort wurde beobachtet, dass während der Domänenwandpropagation der Widerstand im Bereich der Messauflösung konstant verlief, während gleichzeitig aufgrund von Creep-Prozessen die Domänenwände ihre Orientierung änderten und somit nicht immer im Winkel von 90° zur Drahtachse orientiert waren. Die Orientierung lag dabei vornehmlich immer  $\geq 45^\circ$ . In einem Extrembeispiel wurde in Abb. 7.22 zum Zeitpunkt  $t = 27 \text{ s}$  eine Wandorientierung von ca. 45° zur Drahtachse beobachtet. Gemäß des Modells von Levy und Zhang [Lev97] und in Übereinstimmung mit den Messergebnissen von Aziz *et al.* [Azi06b] würde solch eine Wandorientierung zu einer relativen Abnahme des DWMR um  $\sim 42\%$  gegenüber einer CPW-Wand führen.

Im hier vorliegenden Fall bevorzugt die transversale Feldkomponente eine Ausrichtung entlang der Feldrichtung. Die tatsächliche Orientierung der Spins innerhalb der Domänenwand bestimmt sich somit aus dem Wechselspiel von Streufeldenergie und der Zeeman-Energie. Unter der Annahme, dass bei einer 45° Orientierung der Domänenwand die Spins aufgrund der Wirkung der transversalen Feldkomponente noch in CPW-Geometrie vorliegen, werden an den Rändern der Domänenwand zusätzliche Volumenladungen erzeugt [Iba06]. Diese bewirken ein Streufeld von  $\mathbf{H}_S = -\overleftarrow{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M}$ . Unter der Näherung der Domänenwand als Rotationsellipsoid bestimmt sich der Demagnetisierungsfaktor aus  $N_y = d_{\text{Co}}/\delta_{\text{DW}}$  [O'H00]. Für das Streufeld ergibt sich somit  $H_S \approx N_y \cdot M_S \cdot \cos(45^\circ) \approx 80 \text{ mT}$ . Gleichzeitig beträgt die Stärke der transversalen Feldkomponente  $H_{\text{Zeeman,trans}} = 90 \text{ mT}$ . Die transversale Feldkomponente ist somit in der gleichen Größenordnung wie  $H_S$ . Die Wand weist damit eine Orientierung von  $\sim 77^\circ$  auf und liegt somit deutlich oberhalb von 45°. Im Allgemeinen kann deswegen die Annahme gemacht werden, dass in den hier beobachteten Creep-Prozessen die Domänenwände näherungsweise stets in CPW-Geometrie vorliegen.

#### 7.3.4.2. Einfluss des AIMR auf den DWMR

In den Bloch-Wänden ist es aufgrund der transversalen Feldkomponente aus Gründen der Energieminimierung legitim anzunehmen, dass die Magnetisierung von der polaren in die transversale Richtung dreht. In Co/Pt erfährt der Widerstand dadurch gegenüber einem eindomänigen Zustand eine Abnahme aufgrund des AIMR. Dieser zusätzliche Widerstandsbeitrag führt somit zu einer Reduzierung des gemessenen DWMR. Folglich muss bei der Quantifizierung des intrinsischen DWMR der Beitrag des AIMR hinzu addiert werden. In den bisher veröffentlichten Arbeiten zum DWMR in Co/Pt wurde der Einfluss des AIMR nicht berücksichtigt (siehe auch Abschnitt 3.2.8.3).

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

Während der intrinsische DWMR nach dem Modell von Levy und Zhang proportional zu  $1/\delta_{\text{DW}}^2$  abnimmt [Lev97], führt die zunehmende Wandbreite zu einem linearen Anstieg des extrinsischen Beitrags zum DWMR aufgrund des AIMR, da der Bereich mit transversal zur Stromrichtung ausgerichteter Magnetisierung breiter wird. Allerdings darf für die Quantifizierung des AIMR einer Bloch-Wand nicht die gesamte Wandbreite  $\delta_{\text{DW}}$  betrachtet werden, da dies bedeuten würde, dass die Spins überall innerhalb der Wand eine transversale Ausrichtung aufweisen. Um die tatsächlich vorliegende kontinuierliche Drehung der Spins innerhalb der Wand zu berücksichtigen, muss das in Gl. 2.14 vorgestellte und in Abb. 2.4 gezeigte Wandprofil genutzt werden. Als Definition für die Wandbreite wird in dem Fall der Abstand der Schnittpunkte auf der x-Achse, bei der die Steigungsgerade des Mittelpunktes auf der  $\theta$ -Achse die Winkel  $0^\circ$  und  $180^\circ$  schneidet, verwendet [Lil50]. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für den Betrag der Magnetisierungsrichtung bezüglich der Probennormalen  $\bar{\theta} = 42^\circ$  innerhalb einer Domänenwand<sup>19</sup>. Da der AIMR proportional zu  $\cos^2 \theta$  ist, ergibt sich somit ein Faktor von  $\cos^2(42^\circ) = 0,55$ . Die Widerstandsänderung aufgrund des AIMR in einer  $168^\circ$  Bloch-Wand berechnet sich wie folgt:

$$\Delta R_{\text{AIMR,DW}} = 0,55 \cdot A_{\text{DW}} \cdot \Delta R_{\text{AIMR}}. \quad (7.3)$$

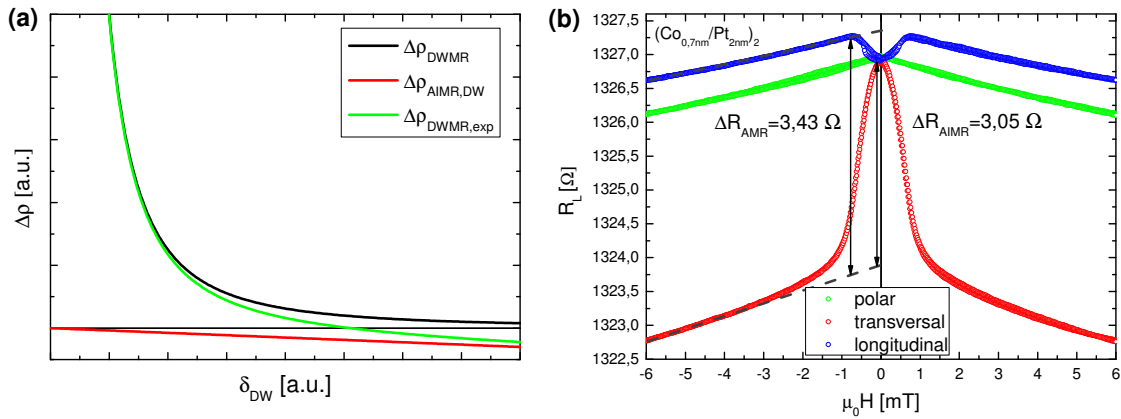
Dabei bezeichnet  $A_{\text{DW}} = \delta_{\text{DW}}/L$  den sogenannten Flächenfüllfaktor der Domänenwandbreite  $\delta_{\text{DW}}$  in Bezug zur Drahtlänge  $L$  und  $\Delta R_{\text{AIMR}}$  die experimentell im Draht bestimmte Widerstandsdifferenz aufgrund des AIMR. Mit Hilfe von Gl. 3.22 lässt sich anschließend  $\Delta \rho_{\text{AIMR,DW}}$  bestimmen.

In Abb. 7.25 (a) wird das prinzipielle Verhalten von  $\Delta \rho_{\text{AIMR,DW}}(\delta_{\text{DW}})$  gezeigt<sup>20</sup>. Zusätzlich zeigt die schwarze Kurve den zu erwartenden Verlauf des intrinsischen DWMR ( $\Delta \rho_{\text{DWMR}}$ ). Die experimentell zugängliche Größe  $\Delta \rho_{\text{DWMR,exp}}$  (grüne Linie) wird aus der Summe der anderen beiden Beiträge gebildet. Ab einer bestimmten Domänenwandbreite überwiegt der Beitrag des AIMR gegenüber dem intrinsischen DWMR, so dass ein negativer Wert für  $\Delta \rho_{\text{DWMR,exp}}$  zu erwarten ist. Dieses Verhalten wurde bisher noch in keiner Arbeit experimentell nachgewiesen.

<sup>19</sup>In einer  $180^\circ$  Bloch-Wand ist  $\bar{\theta} = 45^\circ$ , allerdings wurde im vorigen Abschnitt 7.3.4.1 gezeigt, dass aufgrund der transversalen Feldkomponente die Domänenwand als  $168^\circ$  Wand vorliegt.

<sup>20</sup>Hierbei wird die vereinfachte Annahme gemacht, dass lediglich die Domänenwandbreite, aber nicht die Schichtzusammensetzung variiert wird. Bei gleich bleibender Qualität der Grenzflächen kann die Domänenwandbreite allerdings nur durch eine Änderung der Co- bzw. Pt-Schichtdicke variiert werden. Wie in Abb. 3.11 (b) gezeigt ist, wird in dem Fall aber auch der AIMR im gesamten Schichtsystem verändert [Kob13] und die in Abb. 7.25 (a) gezeigte lineare Zunahme des Betrags vom AIMR mit steigender Wandbreite liegt nicht mehr vor. Hinzu kommt, dass bei zunehmender Co-Dicke die leichte Magnetisierungsrichtung von der Probennormalen in die Ebene kippt [Sti07, Sti09]. Die DW liegt dann nicht mehr als Bloch-Wand, sondern als Néel-Wand vor [Iba06]. Ein AIMR tritt in der DW nicht mehr auf, stattdessen muss der AMR berücksichtigt werden. Weiterhin kann die Domänenwandbreite auch durch unterschiedlich starken Ionenbeschuss verändert werden. Dies wurde beispielsweise in den Untersuchungen von Franken *et al.* durchgeführt [Fra12b]. Da aber durch den Ionenbeschuss die Qualität der Grenzflächen und somit der AIMR verändert wird, kann auch in diesem Fall die Annahme der linearen Verhältnisses von AIMR zu Domänenwandbreite nicht gemacht werden.





**Abbildung 7.25.:** (a) Prinzipieller Verlauf des DWMR und AIMR in Abhängigkeit der Domänenwandbreite. Mit zunehmenden  $\delta_{DW}$  steigt der Einfluss des AIMR, so dass der gemessene DWMR negativ wird. (b) Feldabhängiges Widerstandsverhalten in polarer, transversaler und longitudinaler Geometrie für einen  $60 \mu\text{m}$  langen und  $2 \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Draht. Mit eingetragen sind die auf  $0 \text{ mT}$  extrapolierten Widerstandsunterschiede  $\Delta R_{\text{AIMR}} = 3,05 \Omega$  und  $\Delta R_{\text{AMR}} = 3,43 \Omega$ .

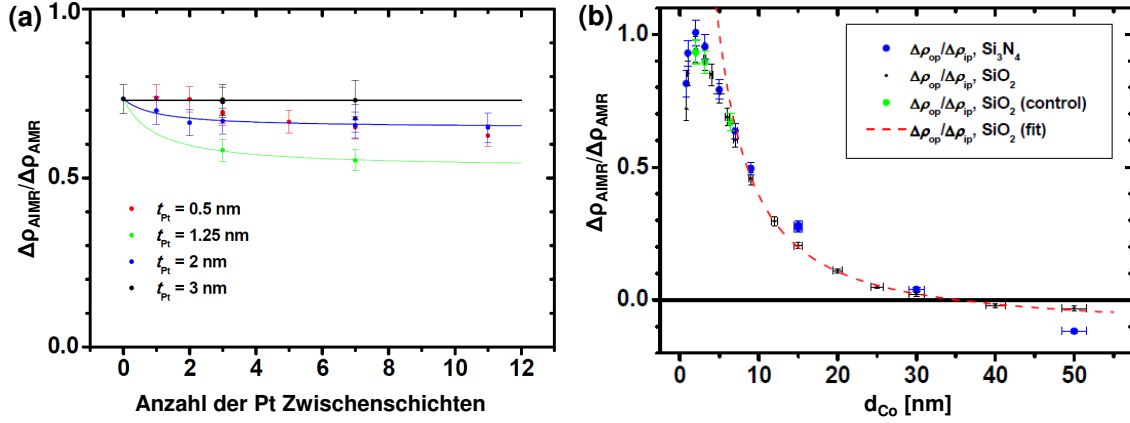
In Abb. 7.25 (b) ist das feldabhängige Verhalten des Längswiderstandes in polarer, transversaler und longitudinaler Geometrie für den hier untersuchten  $60 \mu\text{m}$  langen und  $2 \mu\text{m}$  breiten  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -Draht abgebildet. Werden die Widerstandskurven im Bereich hoher Feldstärken auf  $0 \text{ mT}$  extrapoliert, so beträgt die Differenz von polarer und transversaler Widerstandskurve  $\Delta R_{\text{AIMR}} = 3,05 \Omega$  und gibt die Widerstandsänderung aufgrund des AIMR an<sup>21</sup>. Die Widerstandsänderung  $\Delta R_{\text{AMR}} = 3,43 \Omega$  von longitudinaler zu transversaler Richtung gibt die Stärke des AMR an. Es sei angemerkt, dass die lineare Anpassung der transversalen Widerstandskurve nur für hohe Feldstärken im Bereich von  $4 - 6 \text{ T}$  durchgeführt werden kann. Für niedrige Felder ist in der Widerstandskurve eine starke Abweichung von der Extrapolation zu erkennen. Diese ist auf den im vorigen Kapitel 6 beschriebenen Anisotropen Hochfeld Magnetowiderstand (AHMR) zurückzuführen<sup>22</sup>.

Mit bekannter Domänenwandbreite  $\delta_{DW} = (17,2 \pm 0,7) \text{ nm}$  und der aus Abb. 7.25 (b) bestimmten AIMR-Widerstandsunterschied von  $\Delta R_{\text{AIMR}} = 3,05 \Omega$  ergibt sich mit Anwendung von Gl. 7.3 für die Domänenwand ein extrinsischer Beitrag zum DWMR aufgrund des AIMR von  $\Delta R_{\text{AIMR,DW}} = (0,48 \pm 0,02) \text{ m}\Omega$ . Verglichen mit dem in Abschnitt 7.3.3 experimentell ermittelten Domänenwandwiderstand von  $\Delta R_{\text{DWMR,exp}} = (2,55 \pm 0,35) \text{ m}\Omega$  ergibt sich also ein Verhältnis von  $\Delta R_{\text{AIMR,DW}}/\Delta R_{\text{DWMR,exp}} = 0,19 \pm 0,01$ . Dieses Ergebnis zeigt, dass die Wirkung des AIMR bei der Bestimmung des DWMR nicht vernachlässigt werden kann.

<sup>21</sup>Genau genommen handelt es sich hier um die Überlagerung aus AIMR und entgegengesetzt wirkenden Geometrischen Größen-Effekt (GSE). Da hier der AIMR das Messsignal dominiert, wird der Einfachheit halber im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Differenz aus polarer und transversaler Widerstandskurve stets als AIMR bezeichnet.

<sup>22</sup>Hierbei wurde die in Abschnitt 6.1 beschriebene Annahme gemacht, dass der AHMR zu einer Erhöhung von  $R_t$  führt und für sehr hohe Feldstärken nahezu vernachlässigt werden kann.

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt



**Abbildung 7.26.:** (a) AIMR/AMR Verhältnis in Abhängigkeit der Anzahl der Pt-Zwischenschichten für verschiedene Pt-Zwischenschichtsdicken. Die Dicke der Kobalt-Schicht beträgt jeweils  $d_{\text{Co}} = 0,8\text{ nm}$ , die der Pt-Wachstumsschicht  $5\text{ nm}$  und die der Pt-Deckschicht  $3\text{ nm}$ . Als Substrat wurde  $\text{SiO}_2$  verwendet. (b) AIMR/AMR Verhältnis für Co-Einzellagen in Abhängigkeit der Co-Dicke. Als Substrat wurde  $\text{Si}_3\text{N}_4$  und  $\text{SiO}_2$  verwendet. Abbildungen aus [Kob13].

### 7.3.4.3. Bestimmung des Pt-Shunts

Für die Quantifizierung des DWMR ist es notwendig zu bestimmen, wie groß der Anteil des Stroms ist, der durch die magnetischen Co-Schichten fließt. Dafür kann das Schichtsystem als Parallelschaltung aufgefasst werden. Für den Gesamtwiderstand gilt folglich:

$$R_{\text{ges}} = \frac{1}{1/R_{\text{Co}} + 1/R_{\text{Pt}}} \quad (7.4)$$

Der Shuntfaktor  $f$ , bzw. der Anteil des Stroms durch die Co-Schicht  $I_{\text{Co}}/I_{\text{ges}}$ , berechnet sich wie folgt:

$$\frac{1}{f} = \frac{I_{\text{Co}}}{I_{\text{ges}}} = \frac{R_{\text{Pt}} - R_{\text{ges}}}{R_{\text{Pt}}}. \quad (7.5)$$

Die Bestimmung des Pt-Shunts kann hier durch einen Abgleich von  $\Delta\rho_{\text{AIMR}}$  auf Basis der Ergebnisse von A. Kobs durchgeführt werden. Wie aus Abb. 3.11 (b) zu erkennen, beträgt in Co-Einzellagen auf  $\text{SiO}_2$  bei einer Schichtdicke von  $d_{\text{Co}} = 0,7\text{ nm}$  der AIMR:  $\Delta\rho_{\text{AIMR}} \approx 0,056\text{ }\mu\Omega\text{cm}$  [Kob13]. Gleichzeitig wurde, wie bereits in Abschnitt 3.2.7 erwähnt, herausgefunden, dass sich in Multilagen der AIMR mit der Anzahl der Pt-Zwischenschichten ändert [Kob13]. Dieses Verhalten ist in Abb. 7.26 (a) für Pt-Zwischenschichtdicken von  $d_{\text{Pt}} = 0,5\text{ nm}$  bis  $3\text{ nm}$  dargestellt. In Fall von Doppellagen und  $d_{\text{Pt}} = 2\text{ nm}$  wird der AIMR um ungefähr 4% reduziert. Weiterhin ist mit Hilfe von Abb. 7.26 (b) zu erkennen, dass im Falle dünner Co-Dicken bei Verwendung von  $\text{Si}_3\text{N}_4$  als Substrat der AIMR um ungefähr 13% erhöht wird [Kob13]. Auf Basis dieser Ergebnisse lässt sich  $\Delta\rho_{\text{AIMR}}$  für die hier untersuchte  $(\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2$ -

Doppellage auf Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> wie folgt bestimmen:

$$\Delta\rho_{\text{AIMR}}((\text{Co}_{0,7}/\text{Pt}_2)_2) = 0,96 \cdot 1,13 \cdot \Delta\rho_{\text{AIMR}}(0,7 \text{ nm}) = (0,061 \pm 0,015) \mu\Omega\text{cm}. \quad (7.6)$$

Unter der Annahme, dass das Schichtsystem als Parallelschaltung aufgefasst wird, kann für die Doppellage eine effektive Co-Dicke von  $d_{\text{Co}} = 1,4 \text{ nm}$  angegeben werden. Mit Hilfe der in Abschnitt 7.3.4.2 ermittelten Widerstandsdifferenz von  $\Delta R_{\text{AIMR,DW}} = (0,48 \pm 0,02) \text{ m}\Omega$  und durch Umformung von Gl. 3.22 ergibt sich somit der folgende Shunt-Faktor von  $f = 7,8 \pm 2$ . Folglich beträgt der Anteil des Stroms durch die Co-Schichten:  $I_{\text{Co}}/I_{\text{ges}} = 0,14 \pm 0,03$ . Der spezifische Widerstand der Co-Schicht berechnet sich damit wie folgt:

$$\rho_0 = f \cdot \frac{b \cdot d_{\text{Co}}}{L} \cdot R_{\text{Mess}} = (48 \pm 12) \mu\Omega\text{cm}. \quad (7.7)$$

Dabei wurde für  $R_{\text{Mess}} \approx 1334 \Omega$  aus Abb. 7.20 verwendet. Weiterhin beträgt die Drahtlänge  $L = 60 \mu\text{m}$ , die Breite  $b = 2 \mu\text{m}$  und die effektive Co-Schichtdicke  $d_{\text{Co}} = 1,4 \text{ nm}$ .

#### 7.3.4.4. Diskussion des DWMR

Mit Hilfe des Shunt-Faktors lässt sich letztlich der intrinsische Domänenwandwiderstand quantifizieren. Unter Ausnutzung von Gl. 3.22 ergibt sich für den experimentell gemessenen DWMR  $\Delta\rho_{\text{DWMR,exp}} = (0,32 \pm 0,05) \mu\Omega\text{cm}$ , während der AIMR in einer Domänenwand eine Widerstandserhöhung von  $\Delta\rho_{\text{AIMR,DW}} = (0,061 \pm 0,015) \mu\Omega\text{cm}$  bewirkt. Folglich ergibt sich für den intrinsischen Domänenwandwiderstand:

$$\Delta\rho_{\text{DWMR}} = \Delta\rho_{\text{DWMR,exp}} + \Delta\rho_{\text{AIMR,DW}} = (0,38 \pm 0,11) \mu\Omega\text{cm}. \quad (7.8)$$

Der AIMR führt also im Experiment zu einer  $\sim 16\%$ -igen Absenkung gegenüber dem intrinsischen DWMR. Dieses Ergebnis zeigt, dass bei der hier vorliegenden Domänenwandbreite von  $\delta_{\text{DW}} = (17,2 \pm 0,7) \text{ nm}$  der AIMR innerhalb der Domänenwand nur einen geringen Einfluss auf den DWMR hat. Dennoch darf dieser Term nicht vernachlässigt werden. Bezogen auf den spezifischen Widerstand der Co-Schicht von  $\rho_0 = (48 \pm 15) \mu\Omega\text{cm}$  ergibt sich eine relative spezifische Widerstandsänderung aufgrund einer Domänenwand von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx (0,8 \pm 0,2)\%$ . Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse von Franken *et al.*. Dort wurde für eine Domänenwandbreite von 30 nm eine Widerstandserhöhung von  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx 0,75\%$  ermittelt [Fra12b] (siehe auch Abschnitt 3.2.8.3). Unter Ausnutzung von Gl. 3.21 des Modells von Levy und Zhang und den Parametern für Co  $k_{\text{F}} = 1 \text{ \AA}^{-1}$  für den Fermi-Wellenvektor und  $J = 0,5 \text{ eV}$  für die Austauschenergie sowie  $\delta_{\text{DW}} = (17,2 \pm 0,7) \text{ nm}$  ergibt sich für das hier ermittelte Verhältnis  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx (0,8 \pm 0,2)\%$  eine Streu-Asymmetrie aus Majoritäts- und Minoritätsladungsträgern von  $\alpha = \rho^{\downarrow}/\rho^{\uparrow} = 3,9 \pm 0,7$ . Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem Wert für Volumenkobalt von  $\alpha \approx 4$  [Pap86] und zeigt, dass die Anwendung des Modells von Levy und Zhang einen sinnvollen Wert liefert.

### 7.3.5. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurden Domänenwandwiderstandsmessungen an Co/Pt-Drähten unter gleichzeitiger optischer Kontrolle des Domänenzustands vorgestellt. Dabei konnte erstmals der Domänenwandwiderstand für natürliche Bloch-Wände (also ohne Verwendung von Ionenbeschuss zwecks lokaler Anisotropieabsenkung) in Systemen mit senkrechter magnetischer Anisotropie quantifiziert und der Anteil des AIMR am gemessenen DWMR bestimmt werden.

Das Kapitel ist in zwei Hauptabschnitte unterteilt. Der erste Abschnitt behandelt die Untersuchung von Co/Pt-Nanodrähten. Als bildgebende Technik wurde die Röntgenholografie genutzt. In Domänenaufnahmen eines 350 nm breiten  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)_8$ -Nanodrahts wurde während des Ummagnetisierungsvorgangs beobachtet, dass sich die Domänen in einem Querstreifenmuster senkrecht zur Drahtachse ausrichten. Damit konnte prinzipiell gezeigt werden, dass in Co/Pt-Nanodrähten Domänenzustände einstellbar sind, bei denen die Domänenwandanzahl leicht ermittelt werden kann. Dies ist zur Bestimmung des DWMR notwendig. Während der Durchführung von MR-Messungen in elektrisch ankontaktierten Nanodrähten konnte sowohl im entmagnetisierten Zustand als auch während eines Ummagnetisierungsvorgangs kein Querstreifendomänenmuster, sondern stets nur ein Labyrinthmuster, beobachtet werden. In zukünftigen Untersuchungen sollte deswegen das Verhalten der Domänenstruktur in Abhängigkeit der Schichtdicken und Drahtbreiten in polaren Feldern systematisch untersucht werden, um herauszufinden, für welche Parameter ein Streifen- bzw. ein Labyrinthmuster auftritt.

In den MR-Untersuchungen ließ sich die eindeutige Abhängigkeit des Widerstandes von der Domänenstruktur nicht feststellen. Stattdessen wurde sowohl im Längs- als auch im Querwiderstand ein kontinuierlicher Anstieg des Widerstandes mit zunehmender Feldstärke beobachtet. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass beim Aufbringen der Au-Zuleitungen ein Kurzschluss an der Kante des Membrantägers gebildet wird. Dort lagert sich eine Goldschicht ab, so dass die einzelnen Kontaktpads des Drahtes über die Si-Substratschicht kurzgeschlossen werden. Folglich fließt nur noch ein kleiner Bruchteil des Stroms durch den magnetischen Nanodraht, so dass das Si-Substrat die MR-Messverläufe dominiert. Mit einer Modifikation des Maskendesigns, die eine Materialablagerung an den Probenrändern verhindert, kann für zukünftige Untersuchungen an Co/Pt-Nanodrähten dieser Kurzschluss vermieden werden.

Im zweiten Hauptabschnitt dieses Kapitels wurde als Abbildungstechnik die Kerr-Mikroskopie genutzt und Drähte mit lateralen Abmessungen im  $\mu\text{m}$  Bereich untersucht. Unter Berücksichtigung der geringeren lateralen Auflösung wurde das Co/Pt-Schichtsystem angepasst. Durch Anlegen eines konstanten Gegenfeldes in einem magnetisch gesättigten eindomänigen  $(\text{Co}_{0,8}/\text{Pt}_2)$ -Draht wurde eine Domänennukleation herbeigeführt und beobachtet, wie sich die Domänenwand aufgrund von Creep-Prozessen durch den Draht bewegt. Im gleichzeitig aufgezeichneten Widerstandsverhalten konnte festgestellt werden, dass die Anwesenheit einer Domänenwand im Draht zu einer Widerstandsänderung von  $\Delta R = 0,69 \Omega$  führt. Es konnte nachgewiesen werden, dass diese Widerstandsänderung durch den AHE aufgrund der unter-

schiedlichen Magnetisierung an den Längsspannungsabgriffen hervorgerufen wird. Um diesen extrinsischen Beitrag in den DWMR-Messungen zu vermeiden, wurden im Folgenden nur Fälle betrachtet, in denen aufgrund von Creep-Prozessen eine gerade Anzahl von Domänenwänden im Draht vorlag und somit die Magnetisierung in den beiden Längsspannungsabgriffen gleich war. Für einen (Co<sub>0,7</sub>/Pt<sub>2</sub>)-Draht konnte so in Creep-Prozessen aufgrund eines angelegten Gegenfeldes die Vernichtung von zwei Domänenwänden im Draht beobachtet werden. Gleichzeitig wurde eine durchschnittliche Widerstandsabnahme von  $\Delta R = (5,1 \pm 0,7) \text{ m}\Omega$  gemessen. Dieser Wert wurde in einer Anzahl von  $N = 20$  Messungen bestätigt.

Für die DWMR-Messungen am Kerr-Mikroskop wurde eine Polschuhkonfiguration verwendet, die ein Feld generiert, das am Ort der Probe um den Winkel  $\phi = 78^\circ$  gegenüber der Probennormalen ausgerichtet ist. Die polare Feldkomponente der DWMR-Messungen betrug 19 mT. Unter Berücksichtigung der Energieminimierung konnte ausgerechnet werden, dass in der untersuchten (Co<sub>0,7</sub>/Pt<sub>2</sub>)<sub>2</sub>-Probe die transversale Feldkomponente von 90 mT die Spins um  $6^\circ$  aus der Probennormalen dreht. Die Domänenwand liegt während der DWMR-Messung somit als  $168^\circ$  Bloch-Wand vor und besitzt eine Breite von  $\delta_{\text{DW}} = (17,2 \pm 0,7) \text{ nm}$ . Weiterhin wurde gezeigt, dass aufgrund der transversalen Feldkomponente die Domänenwände während der Creep-Prozesse näherungsweise stets in CPW-Geometrie vorliegen. Der AIMR der Probe wurde in feldstärkeabhängigen Widerstandsmessungen bis  $\mu_0|H| = 6 \text{ T}$  bestimmt. Mit Hilfe von Gl. 7.3 wurde errechnet, dass der AIMR innerhalb der Domänenwand  $\Delta R_{\text{AIMR,DW}} = (0,48 \pm 0,02) \text{ m}\Omega$  beträgt. Der Shunt-Faktor von  $f = 7,8 \pm 2$  konnte auf Basis der Ergebnisse von A. Kobs [Kob13] über den AIMR bestimmt werden. Damit wurde ein intrinsischer DWMR von  $\Delta \rho_{\text{DWMR}} = (0,38 \pm 0,11) \mu\Omega\text{cm}$  ermittelt. Daraus folgt, dass der AIMR innerhalb einer Domänenwand im Experiment zu einer  $\sim 16\%$ -gen Absenkung des intrinsischen DWMR führt. Die relative Widerstandserhöhung des intrinsischen DWMR beträgt  $\Delta \rho_{\text{DWMR}}/\rho_0 \approx (0,8 \pm 0,2)\%$  und liegt in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse von Franken *et al* [Fra12b]. Mit Verwendung des Modells von Levy und Zhang [Lev97] konnte daraus eine Streu-Asymmetrie der Minoritäts- und Majoritätsladungsträger von  $\alpha = \rho^\downarrow/\rho^\uparrow = 3,9 \pm 0,7$  berechnet werden. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit bisherigen Untersuchungen zu Volumenkobalt [Pap86] und belegt, dass sich mit Hilfe des Modells von Levy und Zhang [Lev97] ein sinnvoller Wert abschätzen lässt.

Ein Vorschlag für zukünftige DWMR-Messungen liegt in der Optimierung der Drahtstruktur. Durch fokussierten Ionenbeschuss außerhalb der Spannungskontakte können künstliche Nukleationszentren für Domänen geschaffen werden. Auf diese Weise lassen sich Domänennukleationen kontrolliert erzeugen und dadurch die Domänenwandbewegung im Draht besser beherrschen. Wird zusätzlich für die Zuleitungen ein nicht-magnetisches Material verwendet, so können Domänennukleationen innerhalb der Zuleitungen vermieden werden. Für eine präzisere Quantifizierung des DWMR empfiehlt sich außerdem ein Umstieg zu Co-Einzellagen auf SiO<sub>2</sub>. Damit kann der Pt-Shunt direkt mit Hilfe der Daten aus Abb. 3.11 (a) bestimmt werden.

Weiterhin kann durch eine Variation der Co-Schichtdicke (und damit auch der Anisotropie) die Abhängigkeit des DWMR von der Domänenwandbreite untersucht werden. Es sei allerdings darauf hingewiesen, dass solche Messungen nur für Sys-

## 7. Domänenwandwiderstand in Co/Pt

teme mit ausreichend großen Domänen durchführbar und folglich nur auf einen engen Co-Schichtdickenbereich begrenzt sind. Weiterhin können DWMR-Messungen durchgeführt werden, in denen die Richtung des Feldes innerhalb der Probenebene gedreht wird. Auf diese Weise lässt sich näherungsweise die Orientierung der Spins innerhalb der Domänenwand vorgeben. Damit kann insbesondere die Größe des Verhältnisses  $\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CPW})/\Delta\rho_{\text{DWMR}}(\text{CIW})$  bestimmt und mit den Ergebnissen von Aziz *et al.* verglichen werden [Azi06b].

Für zukünftige Messungen am Kerr-Mikroskop wird außerdem ein neues Magnetfeldsystem bereit stehen, das in polarer Geometrie Feldstärken bis zu 300 mT am Ort der Probe ermöglicht. Damit kann überprüft werden, ob sich in rein polaren Feldern vergleichbare Werte für den DWMR ergeben. Da im Fall von polarer Feldorientierung keine transversale Feldkomponente vorliegt, die die Spins innerhalb der Domänenwand in eine Vorzugsrichtung zwingt, ist zu erwarten, dass sich Änderungen der Domänenwandorientierung während der Creep-Prozesse im Widerstandsverhalten beobachten lassen.

Des Weiteren wäre es aufschlussreich, den DWMR von „natürlichen“ Domänenwänden mit „künstlichen“ Domänenwänden zu vergleichen. Dafür müsste der DWMR in einer Probe, in der mittels Ionenbeschuss im Draht Nukleationszentren für Domänen geschaffen werden, gemessen werden. Zu Vergleichszwecken kann anschließend der DWMR in einer unbehandelten Probe gemessen werden, in der die Anisotropie so groß ist wie im bestrahlten Bereich der mittels Ionenbeschuss behandelten Probe. Da sich die Nukleation von Domänen sowie die Wandbewegung in mittels Ionenbeschuss behandelten Drähten besser kontrollieren und vorhersagen lässt, sind solche Systeme für die Anwendung in zukünftigen Speichermedien gut geeignet. Aus diesem Grund ist es wichtig zu erfahren, in wie weit der DWMR durch lokalen Ionenbeschuss verändert wird.

# Literaturverzeichnis

- [Ack07] G. K. Ackermann and J. Eichler, *Holography: A Practical Approach*, Wiley-VCH (2007)
- [Aha96] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Oxford University Press (1996)
- [All79] S. P. McAllister and C. M. Hurd, *Hall effect in 3d transition metals and alloys*, Journal of Applied Physics **50**, 7526 (1979)
- [All05] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit and R. P. Cowburn, *Magnetic Domain-Wall Logic*, Science **309**, 1688 (2005)
- [Alv10] L. San Emeterio Alvarez, K.-Y. Wang, S. Lepadatu, S. Landi, S. J. Bending and C. H. Marrows, *Spin-Transfer-Torque-Assisted Domain-Wall Creep in a Co/Pt Multilayer Wire*, Physical Review Letters **104**, 137205 (2010)
- [And08] G. Andersson and B. Hjörvarsson, *Effects of strain on magnetic anisotropy in Fe- and Co-based heterostructures*, Phase Transitions **81**, 679 (2008)
- [Aok72] S. Aoki, Y. Ichihara, and S. Kikuta, *X-Ray Hologram Obtained by Using Synchrotron Radiation*, Japanese Journal of Applied Physics **11**, 1857 (1972)
- [Azi06a] A. Aziz, S. J. Bending, H. Roberts, S. Crampin, P. J. Heard and C. H. Marrows, *Investigation of artificial domains realized by local gallium focused ion-beam modification of Pt/Co/Pt trilayer structures*, Journal of Applied Physics **99**, 08C504 (2006)
- [Azi06b] A. Aziz, S. J. Bending, H. G. Roberts, S. Crampin, P. J. Heard, and C. H. Marrows, *Angular Dependence of Domain Wall Resistivity in Artificial Magnetic Domain Structures*, Physical Review Letters **97**, 206602 (2006)
- [Bad91] S. D. Bader, *SMOKE*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **100**, 440 (1991)
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, R. Eitenne, G. Creuzet and J. Chazelas, *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*, Physical Review Letters **61**, 2472 (1988)
- [Bar19] H. Barkhausen, *Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen*, Physikalische Zeitschrift **20**, 401 (1919)

## Literaturverzeichnis

- [Bat46] L. F. Bates, *The magneto-resistance of high coercivity alloys*, Proceedings of the Physical Society **58**, 153 (1946)
- [Ber70] L. Berger, *Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets*, Physical Review B-Solid State **2**, 4559 (1970)
- [Ber78] L. Berger, *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*, Journal of Applied Physics **49**, 2156 (1978)
- [Ber84] G. Bergmann, *Weak localization in thin films - a time-of-flight experiment with conduction electrons*, Physics Reports **107**, 1 (1984)
- [Ber92] L. Berger, *Motion of a magnetic domain wall traversed by fast-rising current pulses*, Journal of Applied Physics **71**, 2721 (1992)
- [Ber96] L. Berger, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Physical Review B **54**, 9353 (1996)
- [Ber97] A. Berger and M. R. Pufall, *Generalized magneto-optical ellipsometry*, Applied Physics Letters **71**, 965 (1997)
- [Ber99] A. Berger and M. R. Pufall, *Quantitative vector magnetometry using generalized magneto-optical ellipsometry*, Journal of Applied Physics **85**, 4583 (1999)
- [Ber02] F. S. Bergeret, A. F. Volkov and K. B. Efetov, *Resistance of a domain wall in the quasiclassical approach*, Physical Review B **66**, 184403 (2002)
- [Ber07] L. Berger, *Relation between damping, current-induced torques, and wall resistance for domain walls in magnetic nanowires*, Physical Review B **75**, 174401 (2007)
- [Bet79] W. Betteridge, *Properties of metallic cobalt*, Progress in Materials Science **24**, 51 (1979)
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic-structures with antiferromagnetic inter-layer exchange*, Physical Review B **39**, 4828 (1989)
- [Bit32] F. Bitter, *Experiments on the nature of ferromagnetism*, Physical Review **41**, 507 (1932)
- [Blo28] F. Bloch, *Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern*, Zeitschrift für Physik A, **52**, 555 (1928)
- [Blo30] F. Bloch *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeitschrift für Physik **3**, 61 (1930)
- [Blo32] F. Bloch, *Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika*, Zeitschrift für Physik **74**, 295 (1932)



- [Blü99] S. Blügel, *Magnetische Anisotropie und Magnetorestriktion*, Forschungszentrum Jülich GmbH (1999)
- [Blu01] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, Oxford University Press (2001)
- [Bog09] L. K. Bogart and D. Atkinson, *Domain wall anisotropic magnetoresistance in planar nanowires*, Applied Physics Letters **94**, 042511 (2009)
- [Bou08] O. Boule, J. Kimling, P. Warnicke, M. Kläui, U. Rüdiger, G. Malinowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse and G. Faini, *Nonadiabatic Spin Transfer Torque in High Anisotropy Magnetic Nanowires with Narrow Domain Walls*, Physical Review Letters **101**, 216601 (2008)
- [Bou09] O. Boule, L. Heyne, J. Rhensius, M. Kläui, U. Rüdiger, L. Joly, L. Le Guyader, F. Nolting, L. J. Heyderman, G. Malinowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse and G. Faini, *Reversible switching between bidomain states by injection of current pulses in a magnetic wire with out-of-plane magnetization*, Journal of Applied Physics **105**, 07C106 (2009)
- [Bra99] A. Brataas, G. Tatara and G. E. W. Bauer, *Ballistic and diffuse transport through a ferromagnetic domain wall*, Physical Review B **60**, 3406 (1999)
- [Bra04] S. Brazovskii and T. Nattermann, *Pinning and sliding of driven elastic systems: from domain walls to charge density waves*, Advances in Physics **53**, 177 (2004)
- [Bro91] F. J. A. den Broeder, W. Hoving and P. J. H. Bloemen, *Magnetic anisotropy of multilayers*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **93**, 562 (1991)
- [Bru88] P. Bruno, *Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Néel's model*, Journal of Physics F: Metal Physics **18**, 1291 (1988)
- [Bur10] C. Burrowes, A. P. Mihai, D. Ravelosona, J.-V. Kim, C. Chappert, L. Vila, A. Marty, Y. Samson, F. Garcia-Sanchez, L. D. Buda-Prejbeanu, I. Tudosa, E. E. Fullerton and J.-P. Attané, *Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls*, Nature Physics **6**, 17 (2010)
- [Cab74a] G. G. Cabrera and L. M. Falicov, *Theory of the Residual Resistivity of Bloch Walls - I. Paramagnetic Effects*, Physica Status Solidi (b) **61**, 539 (1974)
- [Cab74b] G. G. Cabrera and L. M. Falicov, *Theory of the Residual Resistivity of Bloch Walls - II. Inclusion of Diamagnetic Effects*, Physica Status Solidi (b) **62**, 217 (1974)
- [Cam70] I. A. Campbell, A. Fert and O. Jaoul, *The spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys*, Journal of Physics C: Solid State Physics **3**, S95 (1970)

## Literaturverzeichnis

- [Car85] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt and A. Suna, *Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures*, Applied Physics Letters **47**, 178 (1985)
- [Car88] P. F. Carcia, *Perpendicular magnetic-anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin- film layered structures*, Journal of Applied Physics **63**, 5066 (1988)
- [Cay04] F. Cayssol, D. Ravelosona, C. Chappert, J. Ferré and J. P. Jamet, *Domain Wall Creep in Magnetic Wires*, Physical Review Letters **92**, 107202 (2004)
- [Cha98] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet and H. Launois, *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*, Science **280**, 1919 (1998)
- [Cha00] P. Chauve, T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Creep and depinning in disordered media*, Physical Review B **62**, 6241 (2000)
- [Cha07] C. Chappert, A. Fert and F. Nguyen Van Dau, *The emergence of spin electronics in data storage*, Nature Materials **6**, 813 (2007)
- [Che72] T. T. Chen and V. A. Marsocci, *Transverse Magnetoresistivity Anisotropy Measurements and the Geometrical Size Effect in Nickel Thin Films*, Journal of Applied Physics **43**, 1554 (1972)
- [Che95] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin and F. Sette, *Experimental Confirmation of the X-Ray Magnetic Circular Dichroism Sum Rules for Iron and Cobalt*, Physical Review Letters **75**, 152 (1995)
- [Che05] X. M. Cheng, S. Urazhdin, O. Tchernyshyov and C. L. Chien, *Antisymmetric Magnetoresistance in Magnetic Multilayers with Perpendicular Anisotropy*, Physical Review Letters **94**, 017203 (2005)
- [Chi96] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford Science Publications (1996)
- [Cla07] D. Clarke, O. A. Tretiakov and O. Tchernyshyov, *Stripes in thin ferromagnetic films with out-of plane anisotropy*, Physical Review B **75**, 174433 (2007)
- [Col58] B. R. Coles, *Spin-disorder effects in the electrical resistivities of metals and alloys*, Advances in Physics **7**, 40 (1958)
- [Cor10] M. Cormier, A. Mougín, J. Ferré, A. Thiaville, N. Charpentier, F. Piéchon, R. Weil, V. Baltz and B. Rodmacq, *Effect of electrical current pulses on domain walls in Pt/Co/Pt nanotracks with out-of-plane anisotropy: Spin transfer torque versus Joule heating*, Physical Review B **81**, 024407 (2010)

- [Dan02] R. Danneau, P. Warin, J. P. Attané, I. Petej, C. Beigné, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson and M. Viret, *Individual Domain Wall Resistance in Submicron Ferromagnetic Structures*, Physical Review Letters **88**, 157201 (2002)
- [Dev00] T. Devolder, *Light ion irradiation of Co/Pt systems: Structural origin of the decrease in magnetic anisotropy*, Physical Review B **62**, 5794 (2000)
- [Dev01] T. Devolder, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, J.-P. Jamet and V. Mathet, *Magnetic properties of He<sup>+</sup>-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films*, Physical Review B **64**, 064415 (2001)
- [Din00] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen and J. Kirschner, *Experimental method for separating longitudinal and polar Kerr signals*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **212**, L5 (2000)
- [Din01] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen and J. Kirschner, *Spin-reorientation transition in thin films studied by the component-resolved Kerr effect*, Physical Review B **63**, 134425 (2001)
- [Dör38] W. Döring, *Die Abhängigkeit des Widerstandes von Nickelkristallen von der Richtung der spontanen Magnetisierung*, Annalen der Physik **424**, 259 (1938)
- [Dra87] H. J. G. Draaisma and W. J. M. de Jonge, *Magnetic curves of Pd/Co multilayers with perpendicular anisotropy*, Journal of Applied Physics **62**, 3318 (1987)
- [Dra88] H. J. G. Draaisma, F. J. A. den Broeder and W. J. M. de Jonge, *Perpendicular anisotropy in Pd/Co multilayers*, Journal of Applied Physics **63**, 3479 (1988)
- [Dru00] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Annalen der Physik **306**, 566 (1900)
- [Duc11] T. A. Duckworth, F. Ogrin, S. S. Dhesi, S. Langridge, A. Whiteside, T. Moore, G. Beutier and G. van der Laan, *Magnetic imaging by x-ray holography using extended references*, Optics Express **19**, 16223 (2011)
- [Dug77] J. S. Dugdale, *The Electrical Properties of Metals and Alloys*, Edward Arnold (1977)
- [Dug03] V. K. Dugaev, J. Barnas, A. Lusakowski and L. A. Turski, *Accumulation of spin and charge and transport properties of ferromagnets with domain walls*, Physica Status Solidi (a) **196**, 177 (2003)
- [Dum04] G. Dumpich, B. Leven and M. Brands, *Electron transport in magnetic nanostructures*, Physica Status Solidi (a) **201**, 3237 (2004)

## Literaturverzeichnis

- [Eis04] S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lörger, O. Hellwig, W. Eberhardt and J. Stöhr, Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography, *Nature* **432**, 885 (2004)
- [Ele10] D. Elefant and R. Schäfer, *Giant negative domain wall resistance in iron*, *Physical Review B* **82**, 134438 (2010)
- [Eng32] E. Englert, *Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften VI. Mitteilung: Longitudinale und transversale ferromagnetische Widerstandsänderungen*, *Annalen der Physik* **406**, 589 (1932)
- [Eym88] J. P. Eymery, A. Fnidiki, R. Krishnan, M. Tessier and J. P. Vitton, *Conversion-electron Mössbauer spectroscopy studies in amorphous Tb-Fe films*, *Physical Review B* **38**, 11931 (1988)
- [Fal04] P. E. Falloon, R. A. Jalabert, D. Weinmann, R. L. Stamps, *Circuit model for domain walls in ferromagnetic nanowires: Application to conductance and spin transfer torques*, *Physical Review B* **70**, 174424 (2004)
- [Fas08] J. Fassbender, J and McCord, *Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 579 (2008)
- [Fel67] E. Feldtkeller und K. U. Stein, *Verbesserte Kerr-Technik zur Beobachtung magnetischer Domänen*, *Zeitschrift für angewandte Physik* **23**, 100 (1967)
- [Fer04] J. Ferré, V. Repain, J.-P. Jamet, A. Mougin, V. Mathet, C. Chappert and H. Bernas, *Magnetisation reversal dynamics in an ultrathin magnetic film and the creep phenomenon*, *Physica Status Solidi (a)* **201**, 1386 (2004)
- [Fon53] S. Foner and E. M. Pugh, *Hall Effects of the Cobalt Nickel Alloys and of Armco Iron*, *Physical Review* **91**, 20 (1953)
- [Fra12a] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen and H. J. M. Swagten, *Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips*, *Journal of Physics: Condensed Matter* **24**, 024216 (2012)
- [Fra12b] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, H. J. M. Swagten and B. Koopmans, *Tunable Resistivity of Individual Magnetic Domain Walls*, *Physical Review Letters* **108**, 037205 (2012)
- [Fra12c] J. H. Franken, H. J. M. Swagten and B. Koopmans, *Shift registers based on magnetic domain wall ratchets with perpendicular anisotropy*, *Nature Nanotechnology* **7**, 499 (2012)
- [Fre09] R. H. French and H. V. Tran, *Immersion Lithography: Photomask and Wafer-Level Materials*, *Annual Review of Materials Research* **39**, 93 (2009)

- [Frö07] R. Frömter, C. Menk, H. Stillrich and H. P. Oepen, *Imaging the domain pattern of the canted magnetization state in Co/Pt multilayer films*, *Vacuum* **82**, 395 (2007)
- [Frö08] R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, and H. P. Oepen, *Imaging the Cone State of the Spin Reorientation Transition*, *Physical Review Letters* **100**, 207202 (2008)
- [Fuc38] K. Fuchs and H. H. Wills, *The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals*, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **34**, 100 (1938)
- [Gab48] D. Gabor, *A New Microscope Principle*, *Nature* **161**, 777 (1948)
- [Gab71] D. Gabor, W. E. Kock and G. W. Stroke, *Holography*, *Science* **173**, 11 (1971)
- [Gil04] W. Gil, *Magnetowiderstand polykristalliner Kobalt-Filme*, Dissertation, Universität Hamburg (2004)
- [Gil05] W. Gil, D. Görlitz, M. Horisberger and J. Kötzler, *Magnetoresistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects*, *Physical Review B* **72**, 134401 (2005)
- [Gor99] R. P. van Gorkom, A. Brataas and G. E. W. Bauer, *Negative Domain Wall Resistance in Ferromagnets*, *Physical Review Letters* **83**, 4401 (1999)
- [Gra68] U. Gradmann and J. Müller, *Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of Few Atomic Layers*, *Physica Status Solidi* **27**, 313 (1968)
- [Gre96] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S. M. Thompson and J. M. D. Coey, *Giant Magnetoresistance in a Single Element Magnetic Thin Film*, *Physical Review Letters* **77**, 1580 (1996)
- [Gub02] G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. G. Pini, P. Politi, A. Rettori, P. Vavassori, M. Ciria and R. C. O’Handley, *Absence of stable collinear configurations in Ni(001) ultrathin films: Canted domain structure as ground state*, *Physical Review B* **65**, 214420 (2002)
- [Gue10] E. Guehrs, C. M. Günter, B. Pfau, T. Rander, S. Schaffert, W. F. Schlotter and S. Eisebitt, *Wavefield back-propagation in high-resolution X-ray holography with a movable field of view*, *Optics Express* **18**, 18922 (2010)
- [Gui75] T. R. McGuire and R. I. Potter, *Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys*, *IEEE Transactions on Magnetics* **11**, 1018 (1975)
- [Gui07] M. Guizar-Sicairos and J. R. Fienup, *Holography with extended reference by autocorrelation linear differential operation*, *Optics Express* **15**, 17592 (2007)

## Literaturverzeichnis

- [Gui10] M. Guizar-Sicairos, D. Zhu, J. R. Fienup, B. Wu, A. Scherz and J. Stöhr, *Holographic x-ray image reconstruction through the application of differential and integral operators*, Optics Letters **35**, 928 (2010)
- [Guo06] V. W. Guo, B. Lu, X. W. Wu, G. P. Ju, B. Valcu and D. Weller, *A survey of anisotropy measurement techniques and study of thickness effect on interfacial and volume anisotropies in Co/Pt multilayer media*, Journal of Applied Physics **99**, 08E918 (2006)
- [Gut10] O. Gutfleisch and J. McCord, *Magneto-optical Kerr Microscope & Magnetometer Standard Technical Specification*, evico magnetics GmbH, Dresden (2010)
- [Ha00] K. Ha and R. C. O’Handley, *Magnetization canting in epitaxial Cu/Ni/Cu/Si(001) films*, Journal of Applied Physics **87**, 5944 (2000)
- [Hal79] E. H. Hall, *On a New Action of the Magnet on Electric Currents*, American Journal of Mathematics **2**, 287 (1879)
- [Hal81] E. H. Hall, *On the "Rotational Coefficient" in Nickel and Cobalt*, Philosophical Magazine **12**, 157 (1881)
- [Ham11] A. B. Hamida, O. Rousseau, S. Petit-Watelot and M. Viret, *Positive domain wall resistance in atomic-sized constrictions*, Europhysics Letters **94**, 27002 (2011)
- [Har91] J. V. Harzer, B. Hillebrands, R. L. Stamps, G. Güntherodt, C. D. England and C. M. Falco, *Magnetic properties of Co/Pd multilayers determined by Brillouin light scattering and SQUID magnetometry*, Journal of Applied Physics **69**, 2448 (1991)
- [Has06] C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck and G. Dumpich, *Resistance of a Single Domain Wall in (Co/Pt)<sub>7</sub> Multilayer Nanowires*, Physical Review Letters **97**, 226805 (2006)
- [Has09] C. Hassel, S. Stienen, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich and J. Lindner, *Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires*, Applied Physics Letters **95**, 032504 (2009)
- [Has11] C. Hassel, F. M. Römer, N. Reckers, F. Kronast, G. Dumpich and J. Lindner, *Domain wall resistance in epitaxial Fe wires*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **323**, 1027 (2011)
- [Hay08] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, *Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register*, Science **320**, 209 (2008)
- [Hei28] W. Heisenberg, *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeitschrift für Physik **49**, 619 (1928)

- [Hei88] B. Heinrich, K. B. Urquhart, J. R. Dutcher, S. T. Purcell, J. F. Cochran, A. S. Arratt, D. A. Steigerwald and W. F. Egelhoff Jr., *Large surface anisotropies in ultrathin films of bcc and fcc Fe(001)*, Journal of Applied Physics **63**, 3863 (1988)
- [Hel03] O. Hellwig, G. P. Denbeaux, J. B. Kortright and E. E. Fullerton, *X-ray studies of aligned magnetic stripe domains in perpendicular multilayers*, Physica B: Condensed Matter **336**, 136 (2003)
- [Hel07] O. Hellwig, A. Berger, J. B. Kortright and E. E. Fullerton, *Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **319**, 13 (2007)
- [Her08] H. C. Herper and P. Entel, *Influence of domain wall scattering on the magnetoresistance of Co and Co<sub>80</sub>Pt<sub>20</sub> film systems*, Physical Review B **77**, 174406 (2008)
- [Heß08] S. Heße, *Untersuchung magnetischer Nanostrukturen mittels Anomalen Hall-Effekts und Anisotropen Magnetowiderstands*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008)
- [Hon92] S. Honda, Y. Ikegawa and T. Kusuda, *Magnetostatic energy and magnetization process in multilayers with perpendicular anisotropy*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **111**, 273 (1992)
- [Hub00] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer (2000)
- [Hur72] C. M. Hurd, *The Hall Effect in metals and Alloys*, Plenum Press, New York (1972)
- [Hur74] C. M. Hurd, *Galvanomagnetic effects in anisotropic metals*, Advances in Physics **23**, 315 (1974)
- [Hyn01] R. Hyndman, P. Warin, J. Gierak, J. Ferré, J. N. Chapman, J. P. Jamet, V. Mathet and C. Chappert, *Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation-Part 1: The effect on structural and magnetic properties*, Journal of Applied Physics **90**, 3843 (2001)
- [Iba02] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer (2002)
- [Iba06] H. Ibach, *Physics of Surfaces and Interfaces*, Springer (2006)
- [IBM56] [http://www-03.ibm.com/ibm/history/exhibits/storage/storage\\_PH0305-.html](http://www-03.ibm.com/ibm/history/exhibits/storage/storage_PH0305-.html) (1956)
- [Isi66] A. Isin and R. V. Coleman, *Temperature Dependence of Magnetoresistance in Iron*, Physical Review **142**, 372 (1966)
- [Jac02] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, De Gruyter (2002)

## Literaturverzeichnis

- [Jan57] J. P. Jan, *Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals*, Solid State Physics: Advances in Research and Application, **5**, 1 (1957)
- [Jan07] K. Janicka, J. D. Burton and E. Y. Tsymbal, *Effects of magnetostatic coupling on stripe domain structures in magnetic multilayers with perpendicular anisotropy*, Journal of Applied Physics **101**, 113921 (2007)
- [Jaw09] J. Jaworowicz, A. Maziewski, P. Mazalski, M. Kisielewski, I. Sveklo, M. Tekielak, V. Zablotskii, J. Ferré, N. Vernier, A. Mougin, A. Henschke, and J. Fassbender, *Spin reorientation transitions in Pt/Co/Pt films under low dose Ga<sup>+</sup> ion irradiation*, Applied Physics Letters **95**, 022502 (2009)
- [Joh95] M. T. Johnson, R. Jungblut, P. J. Kelly and J. A. den Broeder, *Perpendicular magnetic-anisotropy of multilayers - recent insights*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **148**, 118 (1995)
- [Joh96] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder and J. J. de Vries, *Magnetic anisotropy in metallic multilayers*, Reports on Progress in Physics **59**, 1409 (1996)
- [Jur98] J. Juraszek, A. Fnidiki and J. Teillet, *Structural and magnetic transformations of annealed Tb/Fe multilayers*, Journal of Applied Physics **84**, 379 (1998)
- [Kap29] P. Kapitza, *The Change of Electrical Conductivity in Strong Magnetic Fields. Part I. Experimental Results*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A **123**, 292 (1929)
- [Kap93] B. Kaplan and G.A. Gehring, *The domain structure in ultrathin magnetic films*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **128**, 111 (1993)
- [Kar54] R. Karplus and J. M. Luttinger, *Hall Effect in ferromagnetics* Physical Review **95**, 1154 (1954)
- [Kav84] M. Kaveh and N. Wiser, *Electron-electron scattering in conducting materials*, Advances in Physics, **33**, 257 (1984)
- [Kea09] P. S. Keatley, V. V. Kruglyak, A. Neudert, M. Delchini, R. J. Hicken, J. R. Childress and J. A. Katine, *Time- and vector-resolved magneto-optical kerr effect measurements of large angle precessional reorientation in a  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  ferromagnet*, Journal of Applied Physics **105**, 07D308 (2009)
- [Ken01] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger and S. S. P. Parkin, *Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures*, Journal of Physics: Condensed Matter **13**, R461 (2001)
- [Ker77] J. Kerr, *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*, Philosophical Magazine **3**, 321 (1877)
- [Ker78] J. Kerr, *On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet*, Philosophical Magazine **5**, 162 (1878)



- [Kim96] J. H. Kim and S. H. Shin, *Interface roughness effects on the surface anisotropy in Co/Pt multilayer films*, Journal of Applied Physics **80**, 3121 (1996)
- [Kim98] W.-S. Kim, W. Andrä and W. Kleemann, *Influence of interfaces on the perpendicular magnetic anisotropy in Tb/Fe multilayers*, Physical Review B **58**, 6346 (1998)
- [Kim09] J. Kim, K.-J. Kim, and S.-B. Choe, *Temperature Dependence of Domain-Wall Creep in Pt/CoFe/Pt Films*, IEEE Transactions on Magnetics **45**, 3909 (2009)
- [Kin94] T. Kingetsu, *Molecular-beam-epitaxial growth and magnetic properties of (111)Pt/Co/Ag, Pt/Co, and Ag/Co/Pt superlattices*, Journal of Applied Physics **76**, 4267 (1994)
- [Kis03] M. Kisielweski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet and C. Chappert, *Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **260**, 231 (2003)
- [Kni04] I. Knittel and U. Hartmann, *Interplay between domain-wall resistance and surface scattering in ferromagnetic thin films*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **78**, 359 (2004)
- [Kni05] I. Knittel and U. Hartmann, *Lorentz magnetoresistance of thin films in the presence of surface scattering and domain structures*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **294**, 16 (2005)
- [Kob11] A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpainter, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer and H. P. Oepen, *Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches*, Physical Review Letters **106**, 217207 (2011)
- [Kob12] A. Kobs, S. Heße, H. P. Oepen and P. Weinberger, *Anisotropic interface magnetoresistances in Pt(111)/Co<sub>n</sub>/Pt(111)*, Philosophical Magazine **92**, 2835 (2012)
- [Kob13] A. Kobs, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Dissertation, Universität Hamburg (2013)
- [Köt05] J. Kötzler and W. Gil, *Anomalous Hall resistivity of cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect*, Physical Review B **72**, 060412 (2005)
- [Kok12] S. Kokado, M. Tsunoda, K. Harigaya and A. Sakuma, *Anisotropic magnetoresistance effects in Fe, Co, Ni, Fe<sub>4</sub>N, and half-metallic ferromagnet: A systematic analysis*, Journal of the Physical Society of Japan **81**, 024705 (2012)

## Literaturverzeichnis

- [Koy11] T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi and T. Ono, *Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire*, Nature Materials **10**, 194 (2011)
- [Kra63] J. Kranz und A. Hubert, *Die Möglichkeiten der Kerr-Technik zur Beobachtung magnetischer Bereiche*, Zeitschrift für angewandte Physik **15**, 220 (1963)
- [Kre87] J. J. Krebs, B. T. Jonker and G. A. Prinz, *Magnetic properties of single-crystal Fe films grown on ZnSe epilayers by molecular-beam epitaxy*, Journal of Applied Physics **61**, 3744 (1987)
- [Kru01] L. Krusin-Elbaum, T. Shibauchi, B. Argyle, L. Gignac and D. Weller, *Stable ultrahigh-density magneto-optical recordings using introduced linear defects*, Letters to Nature **410**, 444 (2001)
- [Kry09] M. Kryder and C. S. Kim, *After Hard Drives – What Comes Next?*, IEEE Transactions on Magnetics **45**, 3406 (2009)
- [Krz08] P. Krzysteczko and G. Dumpich, *Magnetoresistance of Co nanoconstrictions fabricated by means of electron beam lithography*, Physical Review B **77**, 144422 (2008)
- [Lan35] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion **8**, 153 (1935)
- [Lan85] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, *Elektrodynamik der Kontinua*, Akademie-Verlag Berlin (1985)
- [Lee85] P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Disordered electronic systems*, Reviews of Modern Physics **57**, 287 (1985)
- [Lee02] J. W. Lee, J. R. Jeong, S. C. Shin, J. Kim and S. K. Kim, *Full vectorial spin-reorientation transition and magnetization reversal study in ultrathin ferromagnetic films using magneto-optical Kerr effects*, Physical Review B **66**, 172409 (2002)
- [Lee06] W. L. Lee, F. Q. Zhu and C. L. Chien, *Determination of domain wall resistance in a cobalt thin film by thickness modulation*, Applied Physics Letters **88**, 122503 (2006)
- [Lem98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Domain Wall Creep in an Ising Ultrathin Magnetic Film*, Physical Review Letters **80**, 849 (1998)
- [Lev97] R. M. Levy and S. Zhang, *Resistivity due to Domain Wall Scattering*, Physical Review Letters **79**, 5510 (1997)

- [Lev05] B. Leven and G. Dumpich, *Resistance behavior and magnetization reversal analysis of individual Co nanowires*, Physical Review B **71**, 064411 (2005)
- [Li92] Z. G. Li and P. F. Garcia, *Microstructural Dependence of magnetic-properties of Pt/Co multilayer thin-films*, Journal of Applied Physics **71**, 842 (1992)
- [Li11] S. Li, T. Amagai, X. Liu and A. Morisako, *High domain wall magneto-resistance in amorphous TbFeCo wires*, Applied Physics Letters **99**, 122501 (2011)
- [Lil50] B. A. Lilley, *Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics*, Philosophical Magazine **41**, 792 (1950)
- [Lou97] L. Louail, K. Ounadjela and R. L. Stamps, *Temperature-dependent thin-film cone states in epitaxial Co/Pt multilayers*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **167**, L189 (1997)
- [Lüh59] B. Lüthi, *Longitudinal magnetoresistance of metals in high fields*, Physical Review Letters **2**, 503 (1959)
- [Lyb00] A Lyberatos and J Ferré, *Domain wall velocity in ultra-thin magnetic films with perpendicular anisotropy*, Journal of Physics D: Applied Physics **33**, 1060 (2000)
- [Mac94] J. M. MacLaren and R. H. Victora, *Theoretical predictions of interface anisotropy in the presence of interdiffusion (invited)*, Journal of Applied Physics **76**, 6069 (1994)
- [Mar04] C. H. Marrows and B. C. Dalton, *Spin Mixing and Spin-Current Asymmetry Measured by Domain Wall Magnetoresistance*, Physical Review Letters **92**, 097206 (2004)
- [Mar05] C. H. Marrows, *Spin-polarised currents and magnetic domain walls*, Advances in Physics **54**, 585 (2005)
- [Mas76] M. Masuda, S. Yoshino, H. Tomita and S. Uchiyama, *Transverse Magnetoresistance Effect in C-plane of MnBi Film*, AIP Conference Proceedings **34**, 58 (1976)
- [Met07] P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny and R. L. Stamps, *Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy*, Physical Review Letters **99**, 217208 (2007)
- [Mia11] B. F. Miao, L. Sun, B. You, An Hu and H. F. Ding, *Probe the spin-reorientation transition with magnetic susceptibility - a theoretical analysis*, Journal of Applied Physics **109**, 13902 (2011)

- [Mih08] A. P. Mihai, J. P. Attané, A. Marty, P. Warin and Y. Samson, *Electron-magnon diffusion and magnetization reversal detection in FePt thin films*, Physical Review B **77**, 060401(R) (2008)
- [Mil96] Y. T. Millev and J. Kirschner, *Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows*, Physical Review B **54**, 4137 (1996)
- [Mil98a] Y. T. Millev, H. P. Oepen and J. Kirschner, *Influence of external field on spin reorientation transitions in uniaxial ferromagnets. I. General analysis for bulk and thin-film systems*, Physical Review B **57**, 5837 (1998)
- [Mil98b] Y. T. Millev, H. P. Oepen and J. Kirschner *Influence of external fields on spin reorientation transitions in uniaxial ferromagnets. II. Ultrathin ferromagnetic films*, Physical Review B **57**, 5848 (1998)
- [Mit64] E. N. Mitchell, H. B. Haukaas, H. D. Bale and J. B. Streeper, *Compositional and Thickness Dependence of the Ferromagnetic Anisotropy in Resistance of IronNickel Films*, Journal of Applied Physics **35**, 2604 (1964)
- [Miy89] T. Miyazaki, T. Ajima, and F. Sato, *Dependence of magnetoresistance on thickness and substrate-temperature for 82Ni-Fe alloy film*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **81**, 86 (1989)
- [Moo81] E. R. Moog and S. D. Bader, *SMOKE signals from ferromagnetic monolayers:  $p(1 \times 1)$  Fe/Au(100)*, Superlattices and Microstructures **1**, 543 (1981)
- [Moo08] T. A. Moore, I. M. Miron, G. Gaudin, G. Serret, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel and M. Bonfim, *High domain wall velocities induced by current in ultrathin Pt/Co/AlO<sub>x</sub> wires with perpendicular magnetic anisotropy*, Applied Physics Letters **93**, 262504 (2008)
- [Mot35] N. F. Mott, *A discussion of the transition metals on the basis of quantum mechanics*, Proceedings of the Physical Society **47**, 571 (1935)
- [Mot36] N. F. Mott, *The electrical conductivity of the transition metals*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences **153**, 699 (1936)
- [Mot64] N. F. Mott, *Electrons In Transition Metals*, Advances in Physics **13**, 325 (1964)
- [Mur97] A. Murayama, K. Hyomi, J. Eickmann and C. M. Falco, *Spin-wave Brillouin study of ultra-thin Co/Au(111) films with perpendicular magnetic anisotropy*, Journal of Applied Physics **82**, 6186 (1997)
- [Nag10] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald and N. P. Ong, *Anomalous Hall effect*, Reviews of Modern Physics **82**, 1539 (2010)

- [Nat01] T. Nattermann, V. Pokrovsky and V. M. Vinokur, *Hysteretic Dynamics of Domain Walls at Finite Temperatures*, Physical Review Letters **87**, 197005 (2001)
- [Née54] L. Néel, *Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation*, Journal de Physique et le Radium **15**, 225 (1954)
- [Née55] L. Néel, *Energie des parois de bloch dans les couches minces*, Comptes rendus hebdomadaires des seances de L'Academie des Sciences **41**, 533 (1955)
- [Née88a] L. Néel, *Selected Works of Louis Néel - Surface magnetic anisotropy and orientational superlattices*, Gordon and Breach Science Publishers (1988)
- [Née88b] L. Néel, *Selected Works of Louis Néel - Bloch wall energy in thin films*, Gordon and Breach Science Publishers (1988)
- [Nul92] I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E. H. Anderson, M. R. Howells and D. P. Kern, *High-Resolution Imaging by Fourier Transform X-ray Holography*, Science **256**, 1009 (1992)
- [Oep97a] H. P. Oepen, Y. T. Millev and J. Kirscher, *The reorientation transition in Co/Au(111)*, Journal of Applied Physics **81**, 5044 (1997)
- [Oep97b] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. T. Millev and J. Kirschner, *Unified approach to thickness-driven magnetic reorientation transitions*, Physical Review B **55**, 2752 (1997)
- [O'H00] R. O'Handley, *Modern Magnetic Materials - Principles and Applications*, Wiley (2000)
- [Oka74] K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai, *Galvanomagnetic effects in Gd-Co sputtered films*, AIP Conference Proceedings **24**, 113 (1974)
- [Oka76] K. Okamoto, M. Tanaka, S. Matsushita, Y. Sakurai, S. Honda and T. Kusuda, *Galvanomagnetic Effects in MnBi Films*, AIP Conference Proceedings **34**, 55 (1976)
- [Ols62] J. L. Olsen, *Electron Transport in Metals*, Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, New York-London (1962)
- [Ons31a] L. Onsager, *Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I.*, Physical Review **37**, 405 (1931)
- [Ons31b] L. Onsager, *Reciprocal Relations in Irreversible Processes. II.*, Physical Review **38**, 2265 (1931)
- [Pan69] O. A. Panchenko, P. P. Lutsishin and Yu. G. Ptushinskii, *Galvanomagnetic effects in thin films of some transition metals*, Soviet Physics JEPT **29**, 76 (1969)

## Literaturverzeichnis

- [Pap86] D. A. Papaconstantopoulos, *Handbook of the Band Structure of Elemental Solids*, Plenum Press, New York (1986)
- [Par08] S. S. P. Parkin, M. Hayashi and L. Thomas, *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*, *Science* **320**, 190 (2008)
- [Pei31] R. Peierls, *Zur Theorie der magnetischen Widerstandsänderung*, *Annalen der Physik* **402**, 97 (1931)
- [Pir07] S. N. Piramanayagam, *Perpendicular recording media for hard disk drives*, *Journal of Applied Physics* **102**, 011301 (2007)
- [Pop08] A. P. Popov, N. V. Skorodumova and O. Eriksson, *Phenomenological model of the magnetic states of ferromagnetic film with competing surface and bulk anisotropies*, *Physical Review B* **77**, 014415 (2008)
- [Pot74] R. I. Potter, *Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys*, *Physical Review B* **10**, 4626 (1974)
- [Pri03] J. L. Prieto, M. G. Blamire and J. E. Evetts, *Magnetoresistance in a Constricted Domain Wall*, *Physical Review Letters* **90**, 027201 (2003)
- [Pug30] E. M. Pugh, *Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials*, *Physical Review* **36**, 1503 (1930)
- [Rad00] A. Radulescu, U. Ebels, Y. Henry, K. Ounadjela, J.-L. Duvail and L. Piraux, *Magnetoresistance of a Single Domain Wall in Co and Ni Nanowires*, *IEEE Transactions on Magnetics* **36**, 0018 (2000)
- [Raq01] B. Raquet, M. Viret, P. Warin, E. Sondergard and R. Mamy, *Negative high field magnetoresistance in 3d ferromagnets*, *Physica B* **294**, 102 (2001)
- [Raq02a] B. Raquet, M. Viret, J. M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes and R. Mamy, *Magnetic resistivity and electron–magnon scattering in 3d ferromagnets*, *Journal of Applied Physics* **91**, 8129 (2002)
- [Raq02b] B. Raquet, M. Viret, J. M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes and R. Mamy, *Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets*, *Physical Review B* **66**, 024433 (2002)
- [Rav87] W. Rave, R. Schäfer and A. Hubert, *Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **65**, 7 (1987)
- [Rav99] D. Ravelosona, A. Cebollada, F. Briones, C. Diaz-Pangiagua, M. A. Hidalgo and F. Batallan, *Domain-wall scattering in epitaxial FePd ordered alloy films with perpendicular magnetic anisotropy*, *Physical Review B* **59**, 4322 (1999)

- [Rep04] V. Repain, M. Bauer, J.-P. Jamet, J. Ferré, A. Mougin, C. Chappert and H. Bernas, *Creep motion of a magnetic wall: Avalanche size divergence*, Europhysics Letters **68**, 460 (2004)
- [Ric96] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, P. Auric and P. Houdy, *Experimental study of the structural and magnetic properties of Fe/Tb multilayers*, Physical Review B **54**, 419 (1996)
- [Ric07] H. J. Richter, *The transition from longitudinal to perpendicular recording*, Journal of Physics D: Applied Physics **40**, R149 (2007)
- [Rij97] T. G. S. M. Rijks, S. K. J. Lenczowski, R. Coehoorn and W. J. M. DeJonge, *In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in  $Ni_{80}Fe_{20}$  thin films*, Physical Review B **56**, 362 (1997)
- [Rod10] G. Rodríguez-Rodríguez, J. L. Menéndez, A. Hierro-Rodríguez, A. Pérez-Junquera, N. Montenegro, D. Ravelosona, J. M. Alameda and M. Vélez, *Interplay between collective pinning and artificial defects on domain wall propagation in Co/Pt multilayers*, Journal of Physics D: Applied Physics **43**, 305002 (2010)
- [Rüd98] U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang and A. D. Kent, *Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires*, Physical Review Letters **80**, 5639 (1998)
- [Rüd99] U. Rüdiger, J. Yu L. Thomas, S. S. P. Parkin and A. D. Kent, *Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hcp Co films*, Physical Review B **59**, 11914 (1999)
- [San99a] D. Sander, A. Enders and J. Kirschner, *Stress and magnetic properties of surfaces and ultrathin films*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **200**, 439 (1999)
- [San99b] D. Sander, *The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films*, Reports on Progress in Physics **62**, 809 (1999)
- [San04] D. Sander, *The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films*, Journal of Physics: Condensed Matter **16**, R603 (2004)
- [San07] R. L. Sandberg, A. Paul, D. A. Raymondson, S. Hädrich, D. M. Gaudiosi, J. Holtsnider, R. I. Tobey, O. Cohen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, C. Song, J. Miao, Y. Liu and F. Salmassi, *Lensless Diffractive Imaging Using Tabletop Coherent High-Harmonic Soft-X-Ray Beams*, Physical Review Letters **99**, 098103 (2007)
- [San09] R. L. Sandberg, D. A. Raymondson, C. La-o-vorakiat, A. Paul, K. S. Raines, J. Miao, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn and W. F. Schlotter, *Tabletop soft-x-ray Fourier transform holography with 50 nm resolution*, Optics Letters **34**, 1618 (2009)

- [Sbi10] R. Sbiaa, Z. Bilin, M. Ranjbar, H. K. Tan, S. J. Wong, S. N. Piramanayagam and T. C. Chong, *Effect of magnetostatic energy on domain structure and magnetization reversal in (Co/Pd) multilayers*, Journal of Applied Physics **107**, 103901 (2010)
- [Sch86] F. Schmidt and A. Hubert, *Domain observations on CoCr-Layers with a digital enhanced Kerr-Microscope*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **61**, 307 (1986)
- [Sch87] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, and G. Materlik, *Absorption of circularly polarized x rays in iron*, Physical Review Letters **58**, 737 (1987)
- [Sch06] W. F. Schlotter, R. Rick, K. Chen, A. Scherz, J. Stöhr, J. Luning, S. Eisebitt, C. Gunther, W. Eberhardt, O. Hellwig and I. McNulty, *Multiple reference Fourier transform holography with soft x rays*, Applied Physics Letters **89**, 163112 (2006)
- [Sch07] F. Schwabl, *Quantenmechanik (QM 1): Eine Einführung*, Springer (2007)
- [Shu70] P. W. Shumatz Jr., R. V. Coleman and R. C. Fivaz, *Resistivity of Iron as a Function of Magnetization and Stress*, Physical Review **1**, 3940 (1970)
- [Sim01] E. Simanek, *Spin accumulation and resistance due to a domain wall*, Physical Review B **63**, 224412 (2001)
- [Six31] K. J. Sixtus and L. Tonks, *Propagation of large Barkhausen discontinuities*, Physical Review **37**, 930 (1931)
- [Slo96] J. C. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **159**, L1 (1996)
- [Smi51] J. Smit, *Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures*, Physica A **17**, 612 (1951)
- [Son52] E. H. Sondheimer, *The mean free path of electrons in metals*, Advances in Physics **1**, 1 (1952)
- [Son91] S. N. Song, C. Sellers and J. B. Ketterson, *Anomalous hall-effect in (110)Fe/(110)Cr multilayers*, Applied Physics Letters **59**, 479 (1991)
- [Spö91] K. Spörl and D. Weller, *Interface anisotropy and chemistry of magnetic multilayers - Au/Co, Pt/Co and Pd/Co*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **93**, 379 (1991)
- [Sta97] R. L. Stamps, L. Louail, M. Hehn, M. Gester and K. Ounadjela, *Anisotropies, cone states, and stripe domains in Co/Pt multilayers*, Journal of Applied Physics **81**, 4751 (1997)



- [Sta08] L.-M. Stadler, C. Gutt, T. Autenrieth, O. Leupold, S. Rehbein, Y. Chushkin and G. Grübel, *Hard X-Ray Holographic Diffraction Imaging*, Physical Review Letters **100**, 245503 (2008)
- [Ste86] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Volume 19a, Springer (1986)
- [Sti07] H. Stillrich, *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*, Dissertation, Universität Hamburg (2007)
- [Sti09] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter and H. P. Oepen, *Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films*, Journal of Applied Physics **105**, 07C308 (2009)
- [Sti10a] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter and H. P. Oepen, *Magnetic anisotropy and spinreorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **322**, 1353 (2010)
- [Sti10b] D. Stickler, *Abbildung von magnetischen Mikrostrukturen mittels Fourier-Transformations-Holografie*, Dissertation, Universität Hamburg (2010)
- [Sti10c] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, M. Sprung, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grübel and H. P. Oepen, *Soft x-ray holographic microscopy*, Applied Physics Letters **96**, 042501 (2010)
- [Sti11] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, H. P. Oepen, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, G. Grubel, C. Tieg, and F. Yakhou-Harris, *Domain size in systems with canted magnetization*, Physical Review B **84**, 104412 (2011)
- [Stö95] J. Stöhr, *X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films*, Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena **75**, 253 (1995)
- [Stö99] J. Stöhr, *Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **200**, 470 (1999)
- [Stö06] J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer (2006)
- [Str64] G. W. Stroke and D. G. Falconer, *Attainment of high resolutions in wavefront-reconstruction imaging*, Physics Letters **13**, 306 (1964)
- [Str65] G. W. Stroke, *Lensless Fourier-Transform Method for Optical Holography*, Applied Physics Letters **6**, 201 (1965)

- [Suc54] W. Sucksmith and J. E. Thompson, *The Magnetic Anisotropy of Cobalt*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences **225**, 362 (1954)
- [Sum93] S. Sumi, Y. Kusumoto, Y. Teragaki, K. Torazawa, S. Tsunashima and S. Uchiyama, *Thermal stability of Pt/Co multilayered films*, Journal of Applied Physics **73**, 6835 (1993)
- [Tan99] T. Taniyama, I. Nakatani, T. Namikawa and Y. Yamazaki, *Resistivity due to Domain Walls in Co Zigzag Wires*, Physical Review Letters **82**, 2780 (1999)
- [Tan04] H. Tang and M. L. Roukes, *Electrical transport across an individual magnetic domain wall in (Ga,Mn)As microdevices*, Physical Review B **70**, 205213 (2004)
- [Tat97] G. Tatara and H. Fukuyama, *Resistivity due to a Domain Wall in Ferromagnetic Metal*, Physical Review Letters **78**, 3773 (1997)
- [Tat04] G. Tatara and H. Kohno, *Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer*, Physical Review Letters **92**, 086601 (2004)
- [Tay68] G. R. Taylor, A. Isin and R. V. Coleman, *Resistivity of Iron as a Function of Temperature and Magnetization*, Physical Review **165**, 621 (1968)
- [Tek11] M. Tekielak, R. Gieniusz, M. Kisielewski, P. Mazalski and A. Maziewski, *The effect of magnetostatic coupling on spin configurations in ultrathin multilayers*, Journal of Applied Physics **110**, 043924 (2011)
- [Ter98] I. S. Tereshina, I. V. Telegina and K. P. Skokov, *Investigation of spin-reorientation phase transitions in single-crystal DyFe<sub>11</sub>Ti*, Physics of the Solid State **40**, 643 (1998)
- [Ter07] B. D. Terris, T. Thomson and G. Hu, *Patterned media for future magnetic data storage*, Microsystem Technologies **13**, 189 (2007)
- [Tho57] W. Thomson, *On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron*, Proceedings of the Royal Society of London **8**, 546 (1857)
- [Tho08] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Perturbation of spin-valve nanowire reference layers during domain wall motion induced by nanosecond-long current pulses*, Applied Physics Letters **92**, 112504 (2008)
- [Tie10a] C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, S. Hankemeier, A. Kobs, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, G. Grübel and H. P. Oepen, *Imaging the in-plane magnetization in a Co microstructure by Fourier transform holography*, Optics Express **18**, 27251 (2010)

- [Tie10b] C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Menk, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, C. Gutt, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel and H. P. Oepen, *Overcoming the field-of-view restrictions in soft x-ray holographic imaging*, Journal of Physics: Conference Series **211**, 012024 (2010)
- [Tos04] [http://www.toshiba.co.jp/about/press/2004\\_12/pr1401.htm](http://www.toshiba.co.jp/about/press/2004_12/pr1401.htm) (2004)
- [Tra92] G. Traegerl, L. Wenzel and A. Hubert, *Computer Experiments on the Information Depth and the Figure of Merit in Magnetooptics*, Physica Status Solidi (a) **131**, 201 (1992)
- [Trä65] H. Träuble, O. Boster, H. Kronmüller and A. Seeger, *Ferromagnetische Eigenschaften hexagonaler Kobalt-Einkristalle*, Physica Status Solidi (b) **10**, 283 (1965)
- [Van07] A. Vanhaverbeke and M. Viret, *Simple model of current-induced spin torque in domain walls*, Physical Review B **75**, 024411 (2007)
- [Van09] S. Vandezande, C. van Haesendonck and K. Temst, *The intrinsic domain wall resistance of Fe films with a periodic domain pattern*, Applied Physics Letters **94**, 192501 (2009)
- [Vav00] P. Vavassori, *Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry*, Applied Physics Letters **77**, 1605 (2000)
- [Vie02] C. Vieu, J. Gierak, H. Launois, T. Aign, P. Meyer, J. P. Jamet, and J. Ferré, C. Chappert, T. Devolder, V. Mathet and H. Bernas, *Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation*, Journal of Applied Physics **91**, 3103 (2002)
- [Vir96] M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, J. M. D. Coey, W. Allen, D. S. Daniel and J. F. Gregg, *Spin scattering in ferromagnetic thin films*, Physical Review B **53**, 8464 (1996)
- [Vir00] M. Viret, Y. Samson, P. Warin, A. Marty, F. Ott, E. Søndergård, O. Klein and C. Fermon, *Anisotropy of Domain Wall Resistance*, Physical Review Letters **85**, 3962 (2000)
- [Vol99] R. Vollmer, *Lineare und nichtlineare Magnetooptik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, Vorlesungsmanuskripte zum 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung 1999, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Vol07] C. A. Volkert and A. M. Minor, *Focused Ion Beam - Microscopy and Micromachining*, MRS Bulletin **32**, 389 (2007)
- [Wai04] X. Waintal and M. Viret, *Current-induced distortion of a magnetic domain wall*, Europhysics Letters **65**, 427 (2004)

## Literaturverzeichnis

- [Wan93] Y. J. Wang, C. P. Luo, W. Kleemann, B. Scholz, R. A. Brand and W. Keune, *The variation of anisotropy and magnetization orientation with temperature in Tb/Fe multilayers*, Journal of Applied Physics **73**, 6907 (1993)
- [Wat03] N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohigashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki and S. Aoki, *Optical holography in the hard X-ray domain*, Journal de Physique IV France **104**, 551 (2003)
- [Wei07] P. Weiss, *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*, Journal de Physique et le Radium **6**, 661 (1907)
- [Wei26] P. Weiss and G. Foex, *Le Magnétisme*, Armand Colin (1926)
- [Wel99] D. Weller and A. Moser, *Thermal Effect Limits in Ultrahigh-Density Magnetic Recording*, IEEE Transactions on Magnetics **33**, 4423 (1999)
- [Wic09] C. Wickles and W. Belzig, *Electronic transport in ferromagnetic conductors with inhomogeneous magnetic order parameter and domain-wall resistance*, Physical Review B **80**, 104435 (2009)
- [Win65] J. T. Winthrop and C.R. Worthington, *X-ray microscopy by successive fourier transformation*, Physics Letters **15**, 124 (1965)
- [Wu01] J. C. Wu, C. S. Wu, Te-ho Wu, B.-M. Chen and H.-P. D. Shieh, *Magnetoresistance anomaly in DyFeCo thin films*, Journal of Applied Physics **89**, 7209 (2001)
- [Xia05] G. Xiang, A. W. Holleitner, B. L. Sheu, F. M. Mendoza, O. Maksimov, M. B. Stone, P. Schiffer, D. D. Awschalom and N. Samarth, *Magnetoresistance anomalies in (Ga,Mn)As epilayers with perpendicular magnetic anisotropy*, Physical Review B **71**, 241307(R) (2005)
- [Xia06] J. Xiao, A. Zangwill and M. D. Stiles, *Spin-transfer torque for continuously variable magnetization*, Physical Review B **73**, 054428 (2006)
- [Xia07] G. Xiang and N. Samarth, *Theoretical analysis of the influence of magnetic domain walls on longitudinal and transverse magnetoresistance in tensile strained (Ga,Mn)As epilayers*, Physical Review B **76**, 054440 (2007)
- [Yam05] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, K. Mibu and T. Shinjo, *Effect of Joule heating in current-driven domain wall motion*, Applied Physics Letters **86**, 012511 (2005)
- [Yok08] T. Yokoyama, T. Nakagawa, and Y. Takagi, *Magnetic circular dichroism for surface and thin film magnetism: Measurement techniques and surface chemical applications*, International Reviews in Physical Chemistry **27**, 449 (2008)

- [You06] C.-Y. You, I. M. Sung and B.-K. Joe, *Analytic expression for the temperature of the current-heated nanowire for the current-induced domain wall motion*, Applied Physics Letters **89**, 222513 (2006)
- [You07] C.-Y. You and S.-S. Ha, *Temperature increment in a current-heated nanowire for current-induced domain wall motion with finite thickness insulator layer*, Applied Physics Letters **91**, 022507 (2007)
- [Zak90a] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and S. D. Bader, *Fundamental magneto-optics*, Journal of Applied Physics **68**, 4203 (1990)
- [Zak90b] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and S. D. Bader, *Universal approach to magneto-optics*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **89**, 107 (1990)
- [Zha95] S. Zhang, *Extraordinary hall effect in magnetic multilayers*, Physical Review B **51**, 3632 (1995)
- [Zha03] Z. Y. Zhang and S. J. Xiong, *Domain wall distribution and magnetoresistance of a zigzag magnetic wire*, Physical Review B **67**, 094412 (2003)
- [Zhu10] D. Zhu, M. Guizar-Sicairos, B. Wu, A. Scherz, Y. Acremann, T. Tyliczszak, P. Fischer, N. Friedenberger, K. Ollefs, M. Farle, J. R. Fienup and J. Stöhr, *High-Resolution X-Ray Lensless Imaging by Differential Holographic Encoding*, Physical Review Letters **105**, 043901 (2010)



# Anhang

## A. Herstellung dünner Filme mittels Sputterdeposition

Die in dieser Arbeit untersuchten Co/Pt-Schichtsysteme wurden allesamt bei Raumtemperatur mit dem Sputter-Depositionsverfahren hergestellt. Beim Sputtern, dem physikalischen Ionenzerstäuben, handelt es sich um ein Verfahren zum Abtragen von Materialien. Wird das abgetragene Material zum Herstellen dünner Schichten verwendet, wird von Sputterdeposition gesprochen. Dabei wird in einem Hochvakuum ein Edelgasplasma erzeugt und durch Anlegen eines elektrischen Feldes die Ionen zu einer Metallquelle, dem sogenannten Target, beschleunigt. Aufgrund der hohen kinetischen Energie der Ionen werden die Atome aus dem Target herausgeschlagen und lagern sich auf einem ebenfalls in der Vakuumkammer platzierten Substrat ab. Bei der Herstellung der Co/Pt-Filme wurden zwei verschiedene Sputterdepositionsverfahren miteinander kombiniert. Im ersten Schritt wurde mittels Elektron Zyklotron Resonanz<sup>1</sup>-Sputterdeposition eine 4 nm Pt-Wachstumsschicht hergestellt. Die anschließenden Pt und Co-Schichten wurden dann mit Hilfe des Gleichstrom<sup>2</sup>-Magnetronsputters aufgedampft. In früheren Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass auf diese Weise die senkrechte magnetische Anisotropie signifikant verbessert wird [Sti07, Sti10a]. Im Folgenden werden beide Methoden kurz vorgestellt.

Beim ECR-Sputter-Verfahren erzeugt ein Magnetron Mikrowellen, die über eine Antenne in die mit Argon geflutete Plasmakammer geführt werden. In der Plasmakammer befinden sich Permanentmagnete, die so angeordnet sind, dass Elektronen, die aus Kollisionen von Ar-Atomen freigesetzt werden, aufgrund der Lorentzkraft auf eine Kreisbahn gelenkt werden. Durch Stoßprozesse der Elektronen mit den Ar-Atomen wird das Gas ionisiert. Die Ionen werden mit einer Spannung von 1,2 kV aus der Plasmakammer und auf das Target hin beschleunigt und lösen dort durch Stoßprozesse Atome heraus. Die zerstäubten Target-Atome lagern sich anschließend auf einem 5 cm entfernten, parallel ausgerichteten Substrat an. Der Arbeitsdruck bei diesem Verfahren beträgt  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar.

Beim DC-Magnetronsputter wird das Plasma direkt vor dem Target erzeugt. Dabei generieren Permanentmagnete ein Magnetfeld vor dem Target, welches die aus Kollisionsprozessen entstandenen Elektronen auf eine Kreisbahn zwingt. Auf diese Weise wird die Ionisationswahrscheinlichkeit des Argons entlang der Kreisbahn erhöht. Durch Anlegen einer Hochspannung werden die Ionen auf das Target beschleunigt. Die Hochspannung variiert, je nach Material und Sputterrate, von 0,25 kV - 0,5 kV

---

<sup>1</sup>Englisch: Electron cyclotron resonance (ECR)

<sup>2</sup>Englisch: Direct current (DC)

und liefert auch gleichzeitig die Energie zur Aufrechterhaltung des Plasmas. Die herausgestoßenen Target-Atome lagern sich auf einem 10 cm entfernten Substrat ab. Der Ionenstrom wird während des Sputterns konstant gehalten und beträgt für Pt 30 mA und für Co 50 mA. Der Arbeitsdruck wird während des Herstellungsprozesses konstant bei  $3,4 \cdot 10^{-3}$  mbar gehalten.

## B. Strukturierung von Co/Pt-Mikrodrähten mittels UV-Lithografie

Für die Strukturierung der in dieser Arbeit untersuchten Mikrodrähte wurde die UV-Lithografie genutzt. Bei diesem Verfahren wird durch UV-Belichtung das Bild einer Fotomaske auf einen lichtempfindlichen Fotolack übertragen. Folgende Schritte müssen dafür durchgeführt werden. Zuerst wird der Co/Pt-Film mit dem positiv-Fotolack *S1813* bedeckt. Dafür wird im Rotationsbeschichtungsverfahren der Fotolack für 60 s bei einer Rate von 6000 U/min aufgeschleudert. Anschließend muss der Fotolack auf einer Heizplatte für 2 Minuten bei 100°C aushärten, damit das Lösungsmittel desorbiert. Die belackte Probe wird nun für 4 s mit UV-Licht der Wellenlänge  $\lambda = 365$  nm belichtet. Dabei wird im Strahlengang eine Fotomaske in einem direkten drucklosen Kontakt vor der Probe platziert. Bei der Fotomaske handelt es sich um eine Glasscheibe mit einer Kantenlänge von 5 cm, auf der in der Mitte eine Cr-Schicht in Form der Mikrodrahtstruktur aufgebracht ist. Beim Belichtungsvorgang wird dieses Muster auf den Fotolack übertragen. Ein 20 s langes Eintauchen in den Entwickler *MF 319* löst anschließend die belichteten Bereiche des Fotolacks von der Probe ab, so dass nur noch der von der Fotomaske verdeckte und somit unbelichtete Bereich des Fotolacks stehen bleibt. In einem darauf folgenden Argon-Sputterprozess wird die unbedeckte Co/Pt-Schicht entfernt, während der Fotolack einen Materialabtrag im bedeckten Bereich verhindert. Die bedeckende Lackschicht wird anschließend durch Eintauchen in Aceton abgelöst.

Alternativ kann zur Strukturierung auch der negativ-Fotolack *ma-N 1407* verwendet werden. In diesem Fall wird der Fotolack für 30 s bei einer Rate von 3000 U/min auf ein unbeschichtetes Substratstück aufgeschleudert. Das Aushärten bei 100°C dauert 1 Minute<sup>3</sup>, die anschließende UV-Belichtung ( $\lambda = 365$  nm) 4 s. Im Gegensatz zum positiv-Fotolack wird beim negativ-Fotolack im darauf folgenden Entwicklungsprozess (30 s in den Entwickler *ma-D 533* eintauchen) der unbelichtete Bereich vom Fotolack durch den Entwickler abgelöst. Im hier beschriebenen Fall handelt es sich um die Mikrodrahtstruktur. Mittels Sputterdeposition wird anschließend der Co/Pt-Film aufgedampft. Der bedeckende Fotolack verhindert dabei eine Materialablagerung auf dem Substrat, die nur auf dem vorher abgelösten Bereich stattfinden kann. Der mit Metall bedampfte Fotolack wird durch ein Eintauchen der Probe in Aceton entfernt, so dass nur noch der Co/Pt-Mikrodraht übrig bleibt.

---

<sup>3</sup>Wird  $\text{Si}_3\text{N}_4$  als Substrat verwendet, so findet das Aushärten bei einer Temperatur von 120°C statt.



# Eigene Veröffentlichungen

B. Pfau, S. Schaffert, L. Müller, C. Gutt, A. Al-Shemmary, F. Büttner, R. Delaunay, S. Düsterer, S. Flewett, R. Frömter, J. Geilhufe, E. Guehrs, C. M. Günther, R. Hawaldar, M. Hille, N. Jaouen, A. Kobs, K. Li, J. Mohanty, H. Redlin, W. F. Schlotter, D. Stickler, R. Treusch, B. Vodungbo, M. Kläui, H. P. Oepen, J. Lüning, G. Grübel and S. Eisebitt,

*Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls*

Nature Communications **3**, 1100 (2012)

M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Heße, R. Frömter and H. P. Oepen,  
*Direct method for measuring the canting angle of magnetization*

Journal of Applied Physics **113**, 023902 (2013)

L. Müller, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, M. Walther, S. Schaffert, B. Pfau, J. Geilhufe, F. Büttner, S. Flewett, C. M. Günther, S. Eisebitt, A. Kobs, M. Hille, D. Stickler, R. Frömter, H. P. Oepen, J. Lüning, and G. Grübel,

*Endstation for ultrafast magnetic scattering experiments at the free-electron laser in Hamburg*

Review of Scientific Instruments **84**, 013906 (2013)

L. Müller, C. Gutt, B. Pfau, S. Schaffert, J. Geilhufe, F. Büttner, J. Mohanty, S. Flewett, R. Treusch, S. Düsterer, H. Redlin, A. Al-Shemmary, M. Hille, A. Kobs, R. Frömter, H. P. Oepen, B. Ziaja, N. Medvedev, S.-K. Son, R. Thiele, R. Santra, B. Vodungbo, J. Lüning, S. Eisebitt and G. Grübel,

*Breakdown of the X-Ray Resonant Magnetic Scattering Signal during Intense Pulses of Extreme Ultraviolet Free-Electron-Laser Radiation*

Physical Review Letters **110**, 234801 (2013)

# Konferenzbeiträge

M. Hille, D. Stickler, A. Kobs, R. Frömter and H. P. Oepen,  
*Effect of the iron overlayer thickness on the first and second order anisotropy constants of a (Co/Pt)<sub>8</sub> multilayer film*  
Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society 2010, Regensburg

L. Müller, C. Gutt, S. Schaffert, B. Pfau, J. Geilhufe, F. Büttner, S. Felewett, J. Mohanty, S. Eisebitt, A. Kobs, M. Hille, D. Stickler, R. Frömter, H. P. Oepen, B. Vodungbo, J. Lüning, W. Schlotter and G. Grübel,  
*Spatially resolved ultrafast magnetization dynamics tracked via resonant magnetic scattering at the free-electron laser FLASH*  
Poster at 56th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM) 2011, Scottsdale, Arizona (USA)

J. Bach, R. Frömter, D. Stickler, M. Hille, H. P. Oepen, L. Müller, G. Grübel, C. Tieg and F. Yakhou-Harris,  
*Pushing the spatial resolution of X-ray holographic microscopy below 20 nm*  
Talk at Spring-meeting of the German Physical Society 2012, Berlin

M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Heße, R. Frömter and H. P. Oepen,  
*Determining the cone angle of magnetization via magnetoresistance measurements*  
Talk at Spring-meeting of the German Physical Society 2012, Berlin

S. Schleitzer, L. Müller, C. Gutt, R. Frömter, M. Rahbar Azad, B. Beyersdorff, M. Hille, A. Kobs, H. P. Oepen, F. Capotondi, E. Pedersoli, M. Kiskinova and G. Grübel,  
*Single-shot magnetic Fourier transform holography at FERMI@Elettra*  
Poster at Science at FELs conference 2012, Hamburg

# Danksagung

Diese Arbeit wäre so niemals zustande gekommen, wenn ich nicht die tatkräftige Unterstützung von so vielen Leuten gehabt hätte. Aus diesem Grund möchte ich die Gelegenheit nutzen, um mich bei all denen zu bedanken, die mir bei der Fertigstellung dieser Arbeit geholfen haben.

- Prof. Dr. Hans Peter Oepen für die Möglichkeit diese Dissertation in seiner Forschungsgruppe anfertigen zu können sowie für die interessante Aufgabenstellung und die vielen hilfreichen Denkanstöße.
- Prof. Dr. Kornelius Nielsch für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.
- Dr. Robert Frömter für die Zusammenarbeit im Holografie Projekt und bei den Untersuchungen zur Kippwinkel Bestimmung.
- Axel Frauen, Björn Beyersdorff, André Kobs und Simon Heße ebenfalls für die Zusammenarbeit bei den Untersuchungen zur Kippwinkel Bestimmung.
- Gerrit Winkler, André Kobs und Carsten Thönnißen für die Hilfe beim Herstellen der Proben.
- Nils Gayer für die Hilfe bei der Durchführung der Tieftemperaturmessungen.
- André Kobs, Axel Frauen, Björn Beyersdorff, Judith Bach und Gerrit Winkler für die überaus geduldige und aufmerksame Hilfe bei der Korrektur dieser Arbeit.
- Allen Kollegen der Arbeitsgruppe G für die tolle Zeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Neben der guten fachlichen Kooperation und den vielen inhaltlichen Diskussionen habe ich auch die privaten informellen Gespräche sehr zu schätzen gewusst.
- Meiner Schwester Anke Hille sowie meiner Mutter Beate Hille für die Hilfe bei der Rechtschreibkorrektur dieser Arbeit.
- Meiner Familie und meinen Freunden, sowohl für finanzielle als auch moralische Unterstützung. Gerade wenn es mal sehr stressig wurde, war der uneingeschränkte Rückhalt eine sehr große Stütze.