

Magnetische Kopplung ultradünner Doppel- und Dreifachschichten aus ferromagnetischen Ni- und antiferromagnetischen $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen

im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin
eingereichte Dissertation



vorgelegt von
Eva Miriam Katharina Stampe
aus Hamburg

im Mai 2010

1. Gutachter: Prof. Dr. W. Kuch
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Brewer

Tag der Abgabe: 20.5.2010

Tag der Disputation: 9.7.2010

Für meinen Vater

„In einem Zeitalter, wo man Früchte oft vor der Blüte erwartet und vieles darum zu verachten scheint, weil es nicht unmittelbar Wunden heilt, den Acker düngt, oder Mühlräder treibt, [...] vergißt man, daß Wissenschaften einen inneren Zweck haben und verliert das eigentlich literarische Interesse, das Streben nach Erkenntnis, als Erkenntnis, aus dem Auge.“

Alexander von Humboldt (1769-1859)

Kurzfassung

Die Kopplung an der Grenzfläche von Doppelschichten aus ferromagnetischen (FM) und antiferromagnetischen (AFM) Materialien beeinflusst die magnetischen Eigenschaften und bewirkt dadurch eine Erhöhung der Koerzitivität H_C und eine Asymmetrie der Hysteresekurve, die Austauschverschiebung. Die antiferromagnetische Ordnungstemperatur T_{AFM} in ultradünnen Filmen hängt nicht nur vom Material, sondern auch von der Schichtdicke und eventuell vorhandenen benachbarten Filmen ab. Da eine einheitliche Theorie der Mechanismen, die zu FM–AFM-Kopplung und Austauschverschiebung beitragen, noch aussteht, war bisher unklar, inwiefern die Stärke der FM–AFM-Kopplung auch T_{AFM} beeinflusst.

In einkristallinen ultradünnen Ni/Fe_xMn_{1-x}-Doppelschichten der AFM Schichtdicke im Bereich von 6–9 ML und Fe Konzentration $40\% < x < 60\%$ konnte nun anhand von temperaturabhängigen Hysteresekurven sowohl die Ordnungstemperatur T_{AFM} als auch die FM–AFM-Kopplung bestimmt werden. Dabei stellt sich heraus, dass T_{AFM} nur von der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke abhängt, während die FM–AFM-Kopplung auch durch Eisenkonzentration und Grenzflächenrauigkeit beeinflusst wird. Im Vergleich zu früheren Messungen an Co/Fe_xMn_{1-x}-Doppelschichten [1,2] zeigte sich jetzt, dass der Einfluss der benachbarten FM-Schicht auf T_{AFM} vor allem auf einer Verzerrung der 3Q-Spin-Struktur beruhen muss, die abhängig von der Magnetisierungsrichtung der angrenzenden FM-Schicht beeinflusst wird.

Die FM–AFM-Kopplung bewirkt bei Auszeichnung einer Richtung - beispielsweise durch ein äußeres Magnetfeld beim Abkühlen - eine Austauschverschiebung, die in vielen Modellen über die Kopplung an der Grenzfläche erklärt wird. In Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachschichten konnte ein Einfluss einer zusätzlichen FM-Schicht auf die Austauschverschiebung der Doppelschicht nachgewiesen werden. Die Austauschverschiebung verschwindet, sobald die zusätzliche FM-Schicht einmal ummagnetisiert wurde. Dies zeigt, dass nicht nur die Spins an der Grenzfläche, sondern die des gesamten Volumens der Fe_xMn_{1-x}-Schicht einen Einfluss auf die Austauschverschiebung haben.

Da bisherige Messungen nanostrukturierter FM/AFM-Systeme nur an polykristallinen Proben durchgeführt wurden [3–7], könnten Messungen an einkristallinen Nanostrukturen zu einem besseren Verständnis der Vorgänge an der Grenzfläche führen. Deshalb wurden erste Schritte zur Präparation und Messung nanostrukturierter Systeme im Ultrahochvakuum unternommen, bei der die Nanostrukturen durch eine Nanolochmaske hindurch aufgedampft werden.

Abstract

The coupling at the interface in bilayers consisting of ferromagnetic (FM) and antiferromagnetic (AFM) films leads to a modification of the magnetic properties such as an increase in coercivity and an asymmetry of the hysteresis loop, namely the exchange bias. The ordering temperature T_{AFM} in AFM materials is an important property of the material which is influenced not only by the film thickness but also by adjacent FM layers. Since a consistent theory which explains exchange bias and FM–AFM coupling in all systems has not yet been developed, questions arise, for example, about the effect of such a coupling on AFM properties as T_{AFM} .

This work addresses these questions in ultrathin single-crystalline Ni/Fe_xMn_{1-x} bilayers in the AFM thickness range of 6–9 ML and Fe concentration x from 40 % to 60 %. In this system, T_{AFM} was determined from the discontinuity of coercivity (H_C) in temperature-dependent hysteresis curves. The relative FM–AFM coupling strength was deduced from the increase in H_C . This enhancement of H_C reveals that T_{AFM} only depends on the thickness of the AFM layer, whereas the FM–AFM coupling strength is affected by the Fe concentration of the Fe_xMn_{1-x} layer and the interface roughness. These results show that the FM–AFM coupling strength does not influence T_{AFM} , as earlier reports for in-plane magnetized samples suggest [1,2]. This disagreement shows that the influence of an adjacent FM layer on T_{AFM} has to be attributed mainly to a distortion of the bulk AFM spin structure of 3Q type in a way that depends on the magnetization direction of the adjacent FM layer.

FM–AFM coupling leads not only to an increase in coercivity but also to an asymmetry of the hysteresis curve if one magnetization direction is preferred for instance due to an external magnetic field during cooling. This exchange bias is usually explained by uncompensated spins at the FM–AFM interface. Hysteresis loop measurements in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni trilayers now show that the exchange bias is influenced by the additional FM layer. Once the magnetization of the additional FM layer is reversed the exchange bias disappears. Hence one can conclude that not only the spins at the interface but also those in the bulk Fe_xMn_{1-x} play a crucial role for the origin of exchange bias.

Unlike previous work on polycrystalline nanostructured FM/AFM systems [3–7] showing contradictory effects, single-crystalline nanostructures might help to gain a better understanding of exchange bias. This work shows the first attempt to prepare and measure such nanostructures in ultrahigh vacuum, which were evaporated through masks patterned with nanoholes.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
Abbildungsverzeichnis	IX
Einleitung	1
1. Physikalische Grundlagen	5
1.1. Materialsystem	5
1.1.1. Ferromagnetische Ni-Schichten	7
1.1.2. Antiferromagnetische $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichten	9
1.2. Ferromagnetische–Antiferromagnetische Wechselwirkungen	13
1.2.1. Theoretische Modelle	13
1.2.2. Einfluss auf die Ordnungstemperatur T_{AFM}	18
1.3. Zwischenschicht-Austausch-Kopplung	19
1.3.1. RKKY-Kopplung	20
1.3.2. Néel-Kopplung	21
1.3.3. Direkte Kopplung über eine AFM-Zwischenschicht	23
2. Experimentelle Techniken und Probenpräparation	25
2.1. Substratvorbereitung	25
2.2. Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)	26
2.3. Beugung mittlereenergetischer Elektronen (MEED) und Probenpräparation	26
2.4. Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)	28
2.5. Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)	31
2.6. Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)	35
2.7. Rasterkraftmikroskopie	36
3. Aufbau des Ultrahochvakuum-MOKE-Messsystems	39
3.1. Konzeption und Design	39
3.2. Präparationsteil	41

3.3.	Glasfänger und Lasersystem	42
3.4.	Schleuse mit Aufbewahrungsmagazin	44
3.5.	Nanolochmoden-Annäherungsmechanismus	45
4.	Messungen ausgedehnter Doppelschichtsysteme	47
4.1.	Bestimmung der Ordnungstemperatur T_{AFM} in gekoppelten FM/AFM-Doppelschichten	50
4.2.	Antiferromagnetische Ordnungstemperatur in Ni/Fe _x Mn _{1-x} -Doppelschichten . .	53
4.2.1.	Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von Fe _x Mn _{1-x} -Schichtdicke und Fe-Konzentration in Ni/Fe _x Mn _{1-x} /Cu(001)-Filmen	54
4.2.2.	Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der Grenzflächenrauigkeit in Ni/Fe _x Mn _{1-x} /Cu(001)- und Fe _x Mn _{1-x} /Ni/Cu(001)-Filmen	59
4.3.	Magnetische Kopplung in Ni/Fe _x Mn _{1-x} -Doppelschichten	62
4.4.	Messungen unterhalb T_B in Fe _x Mn _{1-x} /Ni/Cu(001)-Filmen	67
4.5.	Fe _x Mn _{1-x} /Ni/Cu(001)-Filme mit Austauschverschiebung	68
5.	Messungen ausgedehnter Dreifachschichtsysteme	73
5.1.	Temperaturabhängige Hysteresekurven in Ni/Fe _x Mn _{1-x} /Ni-Dreifachschichten .	73
5.2.	Einfluss einer zweiten FM-Schicht auf die Austauschverschiebung in Ni/Fe _x Mn _{1-x} /Ni	77
5.3.	Magnetische Kopplungsstärke in Ni/Fe _x Mn _{1-x} /Ni-Dreifachschichten	81
5.4.	Diskussion	84
6.	Nanostrukturierung mittels Nanolochmoden	89
6.1.	Funktionsprinzip	90
6.2.	Herstellung und Charakterisierung der nanostrukturierten Folien	94
6.3.	Herstellung der aufgedampften Nanostrukturen	96
6.3.1.	Charakterisierung mit Rasterkraftmikroskopie	97
6.4.	Zusammenfassung	99
7.	Zusammenfassung	101
A.	Anhang: Technische Zeichnungen	105
A.1.	Kühlwanne	105
A.2.	Linearverstellung für AES-System	106
A.3.	Probenmagazin	109
A.4.	Zwischenstück	111
A.5.	Doppelprobenhalter	112
A.6.	Verstärker für Photodiode	117

B. Anhang: Messprogramme	119
B.1. PID-Controller zur Temperatur-Stabilisierung	119
B.2. AES-Messprogramm	122
B.3. MOKE-Messprogramm	124
B.3.1. Temperaturabhängiges MOKE-Messprogramm	127
B.4. Motorcontroller	129
B.5. AES- und MOKE-Auswertung	134
Literaturverzeichnis	137
Veröffentlichungen	147
Curriculum Vitae	149
Danksagung	151

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Hysterese-Kurve	8
1.2.	Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität	9
1.3.	fcc-Struktur	10
1.4.	AFM-Spin-Strukturen in einem fcc-Kristall	11
1.5.	Makroskopische Erklärung der Austausch-Verschiebung	14
1.6.	Makroskopische Erklärung der Koerzitivitäts-Vergrößerung	15
1.7.	Néel-Kopplung für in-plane-Magnetisierung	21
1.8.	Néel-Kopplung für out-of-plane-Magnetisierung	22
1.9.	Direkte Kopplung über AFM-Schicht	24
2.1.	MEED-Oszillationen einer $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Probe	27
2.2.	Beispiel AES-Spektrum: $\text{Fe}_{59}\text{Mn}_{41}$ auf Cu	30
2.3.	Auftragung der relativen Auger-Intensitäten für $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$	30
2.4.	MOKE-Geometrien	32
2.5.	Schematischer Aufbau des MOKE-Lasersystems	34
3.1.	Schematischer Aufbau der MOKE-Kammer (Seitenansicht)	40
3.2.	Schematischer Aufbau der MOKE-Kammer (Ansicht von oben)	42
3.3.	Schematischer Aufbau des UHV-MOKE-Lasersystems	43
3.4.	Probenplättchen und Probenmagazin	45
3.5.	Nanolochmasken-Annäherungsmechanismus	46
4.1.	MEED-Oszillationen auf getemperter und unbehandelter Ni-Schicht	49
4.2.	Temperaturabhängige Hysteresekurven in Zweifachlagen	51
4.3.	Bestimmung von T_{AFM}	52
4.4.	Schematische Darstellung der Proben aus Serie (A) und (B)	53
4.5.	T_{AFM} bei unterschiedlicher $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke	54
4.6.	Übersicht $T_{\text{AFM}}(t_{\text{FeMn}}, x)$ der Probenserie (A)	55
4.7.	T_{AFM} bei unterschiedlicher Grenzflächenrauigkeit	60
4.8.	Kopplung an glatter und rauer Ni- $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Grenzfläche	61
4.9.	H_C als Funktion der Temperatur bei unterschiedlicher Fe-Konzentration	63

4.10. Verzerrung der 3Q-Spinstruktur	65
4.11. Blockingtemperatur in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Filmen	67
4.12. Schematische Darstellung der Proben aus Serie (C)	69
4.13. H_C und H_{EB} als Funktion von der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke	70
5.1. Schematische Darstellung der Dreifachschichten	74
5.2. Temperaturabhängige Hysteresekurven in Dreifachlagen	75
5.3. H_C als Funktion der Temperatur in Dreifachlagen	76
5.4. $H_{C,2}$, $H_{C,1}$ und H_V als Funktion der Temperatur in Dreifachlagen	78
5.5. H_{EB} bei Ummagnetisierung der FM_2 -Schicht bei RT	80
5.6. Hysteresekurve mit minor loop	82
5.7. H_{FM} als Funktion der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke in Dreifachlagen	83
6.1. Querschnitt der Si_3N_4 -Masken	91
6.2. REM-Aufnahme einer Al_2O_3 -Maske	92
6.3. REM-Aufnahmen der Si_3N_4 -Masken	93
6.4. TEM-Aufnahme einer geätzten Glimmer-Folie	95
6.5. TEM-Aufnahme einer geätzten Makrofol-Folie	96
6.6. Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen der durch Glimmer aufgedampften Nano- punkte	98
6.7. Rasterkraftmikroskop-Aufnahme der durch Makrofol aufgedampften Nanopunkte	99
A.1. Konstruktionszeichnung der Kühlfalle	105
A.2. Konstruktionszeichnung eines Flansches der Linearverstellung für das AES- System	106
A.3. Konstruktionszeichnung des zweiten Flansches der Linearverstellung für das AES-System	107
A.4. Konstruktionszeichnung der Linearverstellung für das AES-System im Quer- schnitt	108
A.5. Konstruktionszeichnung des Probenmagazins	109
A.6. Konstruktionszeichnung der Haltefeder des Probenmagazins	110
A.7. Konstruktionszeichnung des UHV-Zwischenstücks	111
A.8. Konstruktionszeichnung der Basisplatte des Doppelprobenhalters	112
A.9. Konstruktionszeichnung der oberen Platte des Doppelprobenhalters	113
A.10. Konstruktionszeichnung der Blattfedern zum Halten der Probenplättchen	114
A.11. Konstruktionszeichnung der vier Gewindestifte des Doppelprobenhalters	115
A.12. Konstruktionszeichnung der vier Hutmuttern	116
A.13. Schaltplan des Verstärkers für die Photodiode	117

B.1. Frontpanel des PID-Controllers zur Temperatur-Stabilisierung	119
B.2. Blockdiagramm des PID-Controllers zur Temperatur-Stabilisierung	121
B.3. Frontpanel des AES-Messprogramms	122
B.4. Blockdiagramm des AES-Messprogramms	123
B.5. Frontpanel des MOKE-Messprogramms	124
B.6. Blockdiagramm des MOKE-Messprogramms - Teil 1	125
B.7. Blockdiagramm des MOKE-Messprogramms - Teil 2	126
B.8. Frontpanel des temperaturabhängigen MOKE-Messprogramms	127
B.9. Blockdiagramm des temperaturabhängigen MOKE-Messprogramms	128

Einleitung

Ultradünne Filme aus ferromagnetischen (FM) und antiferromagnetischen (AFM) Materialien spielen heutzutage eine führende Rolle auf dem Gebiet der Datenspeicherung. Diese wurde durch eine Entdeckung aus dem Jahr 1988 von P. Grünberg [8] und A. Fert [9] revolutioniert. Damals wurde gleichzeitig in den beiden Gruppen um P. Grünberg und A. Fert der Riesenmagnetowiderstand (GMR - *giant magnetoresistance*) entdeckt, für den beide gemeinsam den Physik-Nobelpreis 2007 erhielten. Ab Mitte der 90er Jahre wurde die GMR-Technik zuerst von IBM in den Leseköpfen von Festplatten kommerziell eingesetzt. Bei der GMR-Technik wird der elektrische Widerstand zwischen zwei durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht getrennten Ferromagneten gemessen. Der Widerstand hängt von der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen beider Ferromagneten ab: Sind beide parallel ausgerichtet, so ist der Widerstand deutlich kleiner als bei antiparalleler Ausrichtung. Während die Magnetisierung auf einer Festplatte zuvor mittels Induktion oder mit Hilfe des anisotropen magnetoresistiven Effektes [10] nachgewiesen wurde, wurden die Leseköpfe durch die GMR-Technik kleiner und empfindlicher, so dass die Fläche für eine Speichereinheit immer weiter verkleinert werden konnte. Zur Zeit wird ein Bit durch die Magnetisierung in einer Domäne gespeichert, die aus etwa $20\text{--}50 \approx 100 \text{ nm}^2$ großen magnetischen CoCrPt-Körnern besteht [11,12]. Der GMR-Lesekopf besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch einen Nichtmagneten getrennt sind. Wird er über die Festplatte gefahren, so ändert sich die Magnetisierungsrichtung einer der beiden Schichten des Lesekopfes durch das Streufeld, das zwischen den magnetischen Domänen austritt [13]. Damit die zweite FM-Schicht des Lesekopfes nicht ebenfalls ummagnetisiert wird, muss deren Magnetisierungsrichtung festgehalten werden. Dies wird meist dadurch erreicht, dass ein Antiferromagnet in direkten Kontakt gebracht wird [14], was diese FM-Schicht unempfindlicher gegenüber magnetischen Feldern macht (eine genauere Erklärung folgt in Abschnitt 1.2).

Um die Speicherdichte in Festplatten immer weiter erhöhen zu können, muss die Partikelgröße einer Speichereinheit immer weiter herabgesetzt werden. Eine wichtige Eigenschaft, die Langzeitstabilität, soll dabei auf jeden Fall erhalten bleiben. Werden nun die Partikel immer weiter verkleinert, so sinkt auch deren Anisotropie, was dazu führt, dass thermische Fluktuationen eine immer größere Rolle spielen. Die Magnetisierungsrichtung könnte dann unbeabsichtigt durch thermische Einflüsse umgekehrt werden und die gespeicherten Daten gingen verloren. Die ferromagnetischen Eigenschaften gehen je nach Material in 5–10 nm großen Partikeln ver-

loren, die sich daraufhin quasi paramagnetisch verhalten. Die Größe, ab der dieser Effekt auftritt, wird deshalb *superparamagnetische Grenze* genannt [15]. Eine Möglichkeit, diese Grenze herabzusetzen, ist die Kopplung an einen benachbarten Antiferromagneten. Dieser induziert eine zusätzliche Anisotropie, so dass auch sehr kleine Partikel ihre Magnetisierungsrichtung beibehalten und die gespeicherten Daten über einen langen Zeitraum erhalten bleiben [16].

Sollen die Speicherpartikel nun beim Datenschreibprozess ummagnetisiert werden, so sind aufgrund der hohen Anisotropie relativ hohe Magnetfelder nötig. Ein Ansatz, die zum Ummagnetisieren benötigten Magnetfelder herabzusetzen, ist das *Heat Assisted Magnetic Recording* (aus dem Englischen *wärmeunterstützte magnetische Datenspeicherung*). Bei dieser Technik wird gezielt der zu schreibende Speicherpartikel durch Laserstrahlung erhitzt, wodurch dessen Anisotropie herabgesetzt wird und das Ummagnetisieren bereits bei niedrigeren Feldern möglich wird [17].

Bisher wurde das Heat Assisted Magnetic Recording vor allem auf rein ferromagnetische Speichermedien angewendet, wird allerdings noch nicht kommerziell eingesetzt. Die Temperatur, auf die die Partikel zum Schreiben erhitzt werden, muss dann nahe der ferromagnetischen Ordnungstemperatur T_C (Abschnitt 1.1.1) liegen, die in Materialien hoher Anisotropie typischerweise im sehr hohen Bereich von 500–1400 K liegt [18,19].

Ein weiterer Ansatz könnte deshalb der sein, die Kopplung an einen benachbarten Antiferromagneten mit dem Heat Assisted Magnetic Recording zu kombinieren. Die Temperatur beim Schreiben müsste dann nicht mehr auf die sehr hohe Ordnungstemperatur des Ferromagneten, sondern nur auf die Ordnungs- bzw. Blockingtemperatur des Antiferromagneten (siehe Abschnitt 1.1.2) erhöht werden. Durch eine geschickte Wahl der Materialien könnte die zum Schreiben benötigte Temperatur herabgesetzt werden ohne auf eine hohe Anisotropie verzichten zu müssen.

Die Ordnungs- und Blockingtemperatur von Materialien hängt allerdings nicht nur vom Material, sondern über den *proximity*-Effekt (Abschnitt 1.2.2) auch von benachbarten Schichten und durch *finite size*-Effekte (Abschnitt 1.1.1) von der Größe der Strukturen ab. Deshalb ist ein genaueres Verständnis der Mechanismen, wie sich benachbarte ferromagnetische und antiferromagnetische Schichten verhalten und miteinander wechselwirken nicht nur für die Grundlagenforschung, sondern auch für neuartige Ansätze der magnetischen Datenspeicherung, wie zum Beispiel MRAM [20] oder Racetrack-Memory [21], von großem Interesse.

Obwohl die von einem AFM induzierte Anisotropie in einem FM-Material schon vor über 50 Jahren entdeckt wurde [22], konnten die mikroskopischen Ursachen bis heute nicht vollständig geklärt werden. Es wurden über die Jahre sehr unterschiedliche Theorien zur Erklärung entwickelt, die sich in einigen Punkten widersprechen [23–25]. Eine ungeklärte Frage ist die des Einflusses von unkompensierten Spins an der Grenzfläche von AFM zu FM auf die induzierte

Anisotropie.

Die ersten Untersuchungen von FM–AFM-Systemen wurden in Co/CoO-Systemen durchgeführt [22], aber nachdem das Phänomen auf Interesse gestoßen war, folgten schnell Untersuchungen an anderen Materialien wie beispielsweise $(\text{Ni,Fe})_3\text{Mn}$ [26], FeCo [27] oder CuMn [28]. Neuere Untersuchungen finden häufig an dünnen metallischen Filmsystemen wie FeMn/Ni [29], FeMn/Co [30], Ni/Co₃O₄ [31], Fe/MnPd [32], MnIr/CoFe [33] oder CoFe/Ni₅₀Mn₅₀ [34] statt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem einkristallinen System aus ferromagnetischen Ni- und antiferromagnetischen Fe_xMn_{1-x}-Schichten. Die Spins in der Fe_xMn_{1-x}-Legierung ordnen sich in dicken Schichten in der 3Q-Struktur an [35] (Abschnitt 1.1.2). Die Ordnungstemperatur des AFM-Materials Fe_xMn_{1-x} wird signifikant von der Magnetisierungsrichtung eines angrenzenden Ferromagneten beeinflusst. Unklar war bisher, ob diese Beeinflussung aufgrund einer unterschiedlichen magnetischen Kopplungsstärke für unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen zu Stande kommt [2] oder ob eine Änderung der Spinstruktur an der Oberfläche eine größere Rolle spielt [36]. Zur Klärung dieser Fragestellung wurden daher einkristalline Doppelschichtsysteme aus Ni und Fe_xMn_{1-x} präpariert und deren Hysteresekurven mittels des magneto-optischen Kerr-Effekts (Abschnitt 2.5) aufgenommen. In den Filmen wurde sowohl die Ordnungstemperatur des Antiferromagneten (Abschnitt 4.2) als auch die magnetische Kopplung (Abschnitt 4.3) bestimmt und systematisch auf ihre Abhängigkeit von Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke, Fe-Konzentration und Grenzflächenrauigkeit hin untersucht.

Des Weiteren beschäftigt sich diese Arbeit mit der Fragestellung, ob eine durch einen AFM induzierte Anisotropie im FM ein Effekt ist, der ausschließlich durch die FM–AFM-Grenzfläche hervorgerufen wird. Zur Klärung dieser Frage wurden Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachlagen präpariert und wie die Doppelschichten mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts vermessen. In der FM–AFM-Doppelschicht bewirkt die induzierte Anisotropie eine Austauschverschiebung in der Hysteresekurve (Abschnitt 1.2). In den Dreifachschichten konnte untersucht werden (Abschnitt 5.2), ob diese Austauschverschiebung ausschließlich durch die FM–AFM-Grenzfläche oder zusätzlich durch eine zweite FM-Schicht beeinflusst wird.

Schließlich wurden erste Schritte zur Präparation und Messung einkristalliner nanostrukturierter Systeme, die durch Nanolochmasken auf großen Flächen aufgedampft werden sollen, realisiert (Kapitel 6). Dieser Ansatz wurde gewählt, weil die Herstellung solcher Strukturen mit herkömmlichen elektronenstrahlolithographischen Methoden sehr zeitaufwändig ist. Die physikalischen Eigenschaften von diesen in einer weiteren Dimension eingeschränkten Systemen sind weitgehend unbekannt und bisherige experimentelle Untersuchungen an polykristallinen Proben liefern sehr unterschiedliche Daten [3–7]. Deshalb könnte eine systematische Untersuchung an einkristallinen nanostrukturierten Schichtsystemen sehr hilfreich für das Verständnis der unterschiedlichen Effekte sein.

Zur Gliederung: In dieser Arbeit werden zunächst in Kapitel 1 die physikalischen Grundlagen der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schichten vorgestellt. Danach folgen in Kapitel 2 die Präparation der Proben und die benutzten Messmethoden. Da im Rahmen dieser Arbeit eine Ultrahochvakuum-Kammer mit einem MOKE-Lasersystem aufgebaut wurde, findet sich in Kapitel 3 eine detaillierte Beschreibung des Präparations- und Messaufbaus. Die Messergebnisse werden in den Kapiteln 4–6 vorgestellt und diskutiert: Kapitel 4 beschäftigt sich mit Messungen an den Doppelschichtsystemen, Kapitel 5 mit denen der Dreifachschichten und in Kapitel 6 wird die Nanostrukturierung mittels Nanolochmasken vorgestellt. In Kapitel 7 werden die Resultate dieser Arbeit zusammengefasst. Im Anhang finden sich die Konstruktionszeichnungen der im Rahmen dieser Arbeit gefertigten Bauteile (Anhang A) sowie die zur Steuerung, Messung und Auswertung geschriebenen Programme (Anhang B).

1. Physikalische Grundlagen

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der magnetischen Kopplung in ultradünnen Doppel- und Dreifachschichten aus ferromagnetischen Ni- und antiferromagnetischen $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen. Die zur magnetischen Charakterisierung benutzte Messmethode ist der magneto-optische Kerr-Effekt, mit dem Hysteresekurven der unterschiedlichen Systeme bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen wurden. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Materialien sowie ihrer Wechselwirkungen. Die technischen Details und eine Beschreibung der Messmethoden inklusive des magneto-optischen Kerr-Effekts finden sich im anschließenden Kapitel.

1.1. Materialsystem

Um die in ferromagnetischen–antiferromagnetischen Mehrfachschichten auftretenden Effekte zu verstehen, müssen die Eigenschaften der einzelnen Schichten bekannt sein. Deshalb werden hier zunächst die Eigenschaften des ferromagnetischen Nickels und der aus Eisen und Mangan zusammengesetzten antiferromagnetischen Legierung beschrieben.

Der Magnetismus ist eine kollektive Eigenschaft, die durch die Wechselwirkung der magnetischen Momente einzelner Atome entsteht. Die magnetischen Momente wiederum entstehen durch Spin und Bahndrehimpuls der Elektronen, die sich zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} addieren. Das magnetische Moment errechnet sich dann zu

$$\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{J}, \quad (1.1)$$

wobei der Landésche g -Faktor g vom Spin S , Bahndrehimpuls L und Gesamtdrehimpuls J der Elektronen abhängt und μ_B das Bohrsche Magneton bezeichnet. Liegen die einzelnen Atome in einem Festkörper vor, so sind Spin und Bahndrehimpuls durch die Bänder vorgegeben und nicht mehr so einfach zu bestimmen. Die Magnetisierung \vec{M} des Festkörpers ergibt sich durch die Summierung aller magnetischen Momente pro Volumen $\vec{M} = \frac{1}{V} \sum \vec{\mu}$.

Befinden sich magnetische Materialien in einem externen Magnetfeld, so richten sich die Spins nach diesem Feld aus. Die Stärke dieser Ausrichtung ist durch die Suszeptibilität $\chi(T) = \partial M / \partial H$ gegeben. Eine negative Suszeptibilität entsteht aufgrund der *Lenzschen Regel*, nach der sich die elektrischen Ladungen so verhalten, dass ein äußeres Magnetfeld abgeschirmt

wird. Da dies für sämtliche Stoffe gilt, liegt der Diamagnetismus ($\chi < 0$) in allen Materialien vor, wird aber häufig vom paramagnetischen Anteil ($\chi > 0$) überdeckt. So richten sich in Materialien, deren Elektronenschalen nicht ganz gefüllt sind, die magnetischen Momente trotz des kleinen diamagnetischen Anteils der Suszeptibilität in Feldrichtung aus ($\chi > 0$). Die Suszeptibilität solcher paramagnetischer Materialien verhält sich nach dem *Curieschen Gesetz* [nach Pierre Curie (1859–1906)] umgekehrt proportional zur Temperatur

$$\chi(T) = \frac{C}{T} \quad (1.2)$$

mit der Curie-Konstanten C als Proportionalitätskonstante

$$C = \frac{\mu_0 N \mu^2}{3k_B} \quad (1.3)$$

mit der Vakuum-Permeabilität μ_0 , der Anzahl N der magnetischen Momente μ pro Einheitsvolumen und der Boltzmannkonstanten k_B [37].

Nach dem von Wolfgang Pauli (1900–1958) entdeckten und nach ihm benannten *Pauli-Prinzip* können zwei Fermionen niemals in all ihren Quantenzahlen übereinstimmen. Aus diesem Grund ist die Gesamtwellenfunktion, die sich aus Orts- und Spinwellenfunktion zusammensetzt, für ein Mehrelektronensystem stets antisymmetrisch. Im *Heisenberg-Modell*, das von Werner Heisenberg (1901–1976) und Paul Dirac (1902–1984) aufgestellt wurde, wird diese Wellenfunktion für auf einem Gitter sitzende Spins, die nur mit ihren nächsten Nachbarn direkt wechselwirken, berechnet. Es ergibt sich die Austauschwechselwirkung

$$\mathcal{H} = \sum_{i \neq j} \left(J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right) \quad (1.4)$$

mit der Austauschkonstante J_{ij} der benachbarten Spins \vec{S}_i und \vec{S}_j . Größe und Vorzeichen der Austauschkonstante richtet sich nach dem Überlapp der Wellenfunktionen der beteiligten Elektronen, wobei das Vorzeichen aus der Forderung der Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion abgeleitet wird. Ist der Überlapp der Wellenfunktionen sehr klein, $J_{ij} \approx 0$, so sind die Spins ohne äußeres Feld zufällig ausgerichtet, die Magnetisierung ist Null und man spricht von einem *Paramagneten*. Für $J_{ij} \neq 0$ richten sich benachbarte Spins bei $T = 0$ K je nach Vorzeichen der Austauschkonstante parallel ($J_{ij} > 0$) oder antiparallel ($J_{ij} < 0$) aus, um die Austauschenergie zu minimieren. Ausgehend von der relativen Orientierung der Spins spricht man von *Ferromagneten* (alle Spins stehen parallel), *Antiferromagneten* (benachbarte Spins stehen antiparallel und die Nettomagnetisierung verschwindet) oder *Ferrimagneten* (es gibt zwei antiparallel ausgerichtete Untergitter, deren magnetische Momente sich nicht, wie beim Antiferromagneten, ganz aufheben). Auf die Eigenschaften ferromagnetischer Ni-Filme und antiferromagnetischer $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme wird in den folgenden Unterkapiteln eingegangen, Ferrimagnete werden nicht weiter behandelt, da sie in dieser Arbeit nicht untersucht wurden.

1.1.1. Ferromagnetische Ni-Schichten

Die in dieser Arbeit untersuchten ferromagnetischen Schichten bestehen aus dem 3d-Übergangsmetall Nickel, dessen Austauschkonstante, wie die von Eisen und Cobalt positiv ist, so dass es sich um ferromagnetische Materialien handelt.

Neben der kurzreichweitigen Austauschwechselwirkung, die für die Ausrichtung benachbarter Spins sorgt, wechselwirken magnetische Momente auch als Dipole über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Im Kristall wird außerdem die Bewegung der Elektronen, also der Bahndrehimpuls, und über die Spin-Bahn-Wechselwirkung auch das Spinmoment, vom Kristallfeld beeinflusst. Beide Effekte hängen von der kristallinen Struktur und von der Richtung im Kristall ab. Es entsteht eine Anisotropie, die dafür sorgt, dass nicht nur die Spins untereinander eine bevorzugte (parallele) Ausrichtung haben, sondern dass es auch eine bevorzugte Richtung in Bezug auf den Kristall gibt, die *leichte Richtung*. Sind die Spins nicht in dieser ausgerichtet, so ist die freie Energie erhöht, es muss also Arbeit aufgewendet werden, um Spins aus der leichten Richtung herauszudrehen. Zeigen die Spins gerade in die Richtung, in der die freie Energie am größten ist, so spricht man von der *schweren Richtung*.

Steht die Magnetisierung senkrecht auf einer Probenoberfläche, so bildet sich zusätzlich ein Entmagnetisierungsfeld aus, das entgegengesetzt der Magnetisierung ausgerichtet ist und ebenfalls die Energie des Systems erhöht. Für dünne Filme ist es daher meistens energetisch günstiger, wenn die Spins parallel zur Oberfläche verlaufen (man nennt dies *in-plane*-Magnetisierung). Für dickere Filme, in denen die Oberflächeneffekte nicht mehr überwiegen, kann je nach Kristallstruktur eine senkrecht zur Oberfläche verlaufende *out-of-plane*-Magnetisierung trotz des Entmagnetisierungsfeldes günstiger sein. So liegt für wenige Monolagen (ML) dünne Nickel-Filme auf Cu(001) die leichte Richtung in der Ebene, bis es bei einer Dicke von etwa 10–11 ML zu einem *Spinreorientierungsübergang* kommt und dickere Filme out-of-plane magnetisiert sind [38]. Ab einer Dicke von etwa 37 ML wird dann wiederum die in-plane-Magnetisierung bevorzugt [39]. Nickel-Filme einer Dicke von 15–30 ML, wie sie in dieser Arbeit vermessen wurden, weisen also stets eine out-of-plane-Magnetisierung auf.

Zusätzlich kann es energetisch günstig sein, wenn sich *Domänen* ausbilden. Spins in den einzelnen Domänen sind dann parallel ausgerichtet, während solche in verschiedenen Domänen in unterschiedlichen Richtungen orientiert sind. Am Rand der Domänen kommt es dadurch zu *Domänenwänden*, in denen die Magnetisierung gedreht wird, wodurch diese nicht in der leichten Richtung liegt und benachbarte Spins nicht parallel (bzw. antiparallel für $J_{ij} < 0$) ausgerichtet sind. Domänenwände sind also energetisch ungünstig und entstehen deshalb nur dann, wenn dadurch eine andere Energie, meist die des Entmagnetisierungsfeldes, eingespart werden kann, oder eine Störstelle im Kristall vorliegt.

Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, so richten sich die Spins je nach Stärke dieses externen Feldes H_{ext} nach diesem aus. Wird das äußere Magnetfeld verändert, so verändert sich also

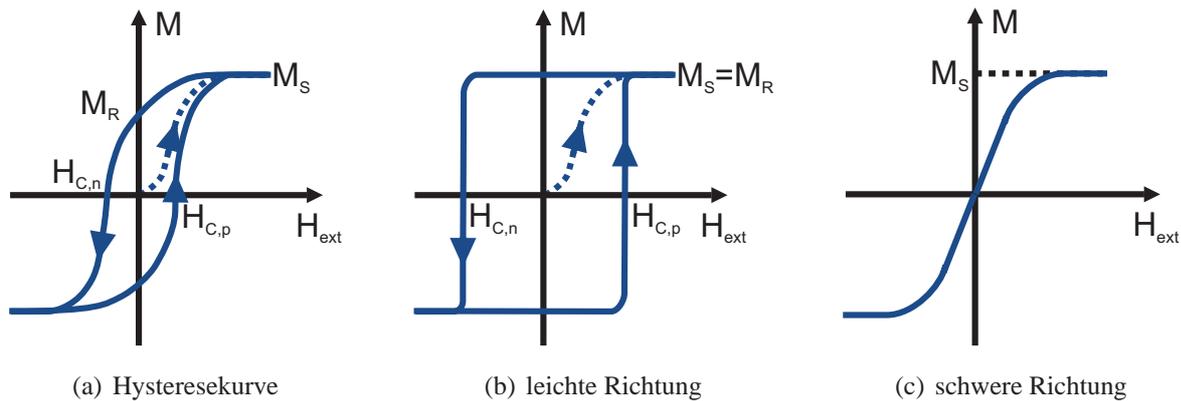


Abbildung 1.1.: Typischer Verlauf einer Hysteresekurve sowie die Hysterese in leichter und schwerer Richtung. Man erkennt die Koerzitivfelder $H_{C,n}$ und $H_{C,p}$, die Sättigungsmagnetisierung M_S sowie die Remanenz M_R . Gestrichelt dargestellt ist die Neukurve.

auch die Magnetisierung des Materials. Da diese Magnetisierungsänderung im Allgemeinen nicht nur vom äußeren Feld, sondern auch vom vorigen Zustand des Systems abhängt, spricht man von einer *Hysteresekurve*. Der typische Verlauf einer solchen Kurve beim Durchfahren der Stärke eines äußeren Feldes ist mit den charakteristischen Größen in Abb. 1.1 (a) gezeigt. Die *Neukurve* ist gestrichelt dargestellt; sie stellt die $M(H)$ -Kurve dar, wenn die Probe zuvor nicht magnetisiert war. Erhöht man nun ein Feld in positiver Richtung, so erhöht sich auch die Magnetisierung der Probe bis zu einem maximalen Wert, der *Sättigungsmagnetisierung* M_S . Wird das äußere Feld ausgeschaltet, so verbleibt die Probe magnetisiert, man spricht von der *Remanentmagnetisierung*, oder einfach *Remanenz*, M_R . Legt man nun ein Feld in zur Magnetisierung entgegengesetzter Richtung an, so gibt es ein charakteristisches Feld, das *Koerzitivfeld* H_C , an dem die Magnetisierung verschwindet. Bei diesem Feld werden in der leichten Richtung die meisten Spins gleichzeitig umgeklappt [Abb. 1.1 (b)]. In einem reinen Ferromagneten ist der Betrag des Koerzitivfeldes bei negativem Feld $H_{C,n}$ gleich dem Koerzitivfeld bei positivem Feld $H_{C,p}$. Die Unterscheidung der beiden Koerzitivitäten wird deshalb eingeführt, weil die Felder in FM/AFM-Systemen unterschiedlich sein können (siehe Abschnitt 1.2.1). Legt man das äußere Magnetfeld in schwerer Richtung an, so klappen die Spins nicht gleichzeitig um, sondern drehen je nach Feldstärke zwischen leichter Richtung und Feldrichtung. Es entsteht eine reversible Hysteresekurve ohne Remanenz und Koerzitivfeld. Der typische Verlauf ist in Abb. 1.1 (c) gezeigt.

Bei einer charakteristischen Temperatur, der Curie-Temperatur T_C , findet in einem Ferromagneten ein Phasenübergang 2. Ordnung statt [40–42]. Oberhalb dieser Temperatur sind die Spins durch die thermische Anregung nicht mehr in der Lage, ihre parallele Anordnung beizubehalten. Durch die entstehende zufällige Orientierung verhält sich das Material paramagnetisch.

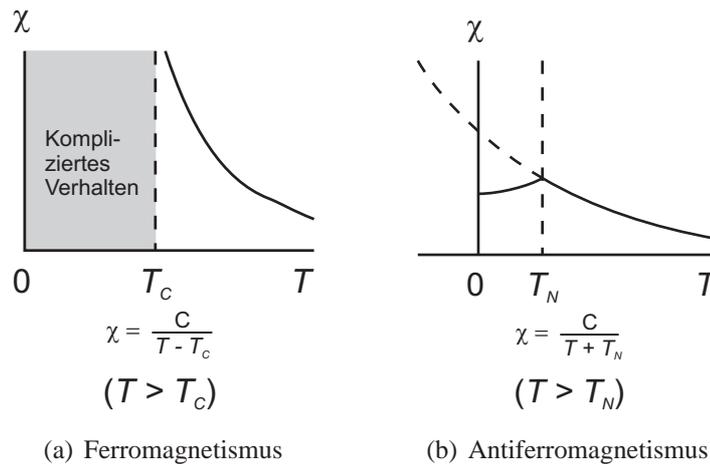


Abbildung 1.2.: Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität von (a) Ferromagneten und (b) Antiferromagneten (nach [43]).

Nach dem *Curie-Weiss-Gesetz*, von Pierre-Ernest Weiss (1865–1940) aus dem Curie-Gesetz (1.2) weiterentwickelt, verhält sich somit auch die Suszeptibilität oberhalb von T_C wie ein Paramagnet mit der gleichen Curie-Konstanten C :

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}. \quad (1.5)$$

Dieser temperaturabhängige Verlauf der Suszeptibilität ist in Abb. 1.2 dargestellt.

Die Curie-Temperatur hängt vom Material selbst, aber auch von der Dicke der Filme sowie vom Vorhandensein einer angrenzenden Schicht, ab [44]. So nimmt die Curie-Temperatur von Ni/Cu(001), die für Volumenmaterial bei etwa 630 K liegt, ab, je dünner die Ni-Filme werden. Man spricht bei derartigen Änderungen physikalischer Eigenschaften in sehr dünnen Schichten, dadurch dass im Verhältnis mehr Oberflächen- als Volumenatome vorhanden sind, von *finite-size* Effecten (aus dem Englischen *begrenzte-Größe*-Effekte). Durch zusätzliches Aufdampfen einer Cu-Deckschicht wird die Curie-Temperatur noch weiter reduziert [45].

1.1.2. Antiferromagnetische $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichten

Da die Austauschkonstante einer $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Legierung für $x < 80\%$ negativ ist, handelt es sich hierbei um ein antiferromagnetisches Material, benachbarte Spins richten sich also antiparallel zueinander aus. Diese Ausrichtung wird allerdings von der Gitterstruktur blockiert, denn $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ liegt für $0,35 < x < 0,8$ in der *fcc-Struktur* vor (aus dem Englischen *face-centered cubic - kubisch flächenzentriert*) [46]. Bei dieser Struktur handelt es sich um ein kubisches Gitter, in dem zusätzliche Atome auf der Mitte der Außenflächen sitzen.

Jedes Atom hat in dieser Kristallstruktur zwölf nächste Nachbarn, von denen jeweils drei auf einem Tetraeder liegen (in Abb. 1.3 für das Atom vorn-oben-rechts in gelb dargestellt,

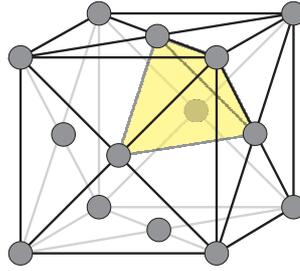


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung der fcc-Struktur. Jeweils drei der zwölf nächsten Nachbarn liegen auf einem Tetraeder (gelb).

die übrigen neun nächsten Nachbarn sind nicht zu sehen). Durch diese Konfiguration sind die nächsten Nachbarn eines Atoms gleichzeitig untereinander nächste Nachbarn, was dazu führt, dass nicht alle benachbarten Spins antiparallel ausgerichtet sein können, man spricht deshalb von *Frustration*.

Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten, wie sich Spins mit negativer Austauschkonstante in einem fcc-Gitter anordnen können. Die einfachste mögliche Spin-Ausrichtung ist die *1Q-Struktur*, in der jeweils alle Spins einer (100)-Ebene in dieselbe Richtung zeigen, während Spins in aneinander grenzenden (100)-Ebenen antiparallel ausgerichtet sind [Abb. 1.4 (a)]. Etwas komplizierter ist die *2Q-Struktur*, in der Spins innerhalb einer (100)-Ebene jeweils antiparallel zu ihren Nachbarn ausgerichtet sind. Spins in angrenzenden Ebenen sind jeweils um 90° gedreht angeordnet [Abb. 1.4 (b)]. In der *3Q-Struktur* zeigen jeweils vier auf einem Tetraeder liegende Spins auf dessen Mittelpunkt [Abb. 1.4 (c)]. Betrachtet man nur die direkte Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn, so sind 1Q-, 2Q- und 3Q-Struktur energetisch entartet.

Auf eine Besonderheit der drei Spin-Konfigurationen soll bereits an dieser Stelle hingewiesen werden, da sie für die spätere Betrachtung wichtig sein wird. In der in Abb. 1.4 (a) dargestellten 1Q-Struktur ist leicht zu erkennen, dass die Spins jeder (100)-Ebene ausschließlich eine resultierende out-of-plane-Orientierung aufweisen. Dies trifft auch auf die 3Q-Struktur zu, in der sich durch die besondere Anordnung der Spins die in-plane-Komponenten jeweils aufheben, während die out-of-plane-Komponente nicht kompensiert wird. Die resultierenden Spins in aneinandergrenzenden (100)-Ebenen weisen damit jeweils entgegengesetzt ausgerichtete out-of-plane-Orientierungen auf. Für die 2Q-Struktur gilt dies auch in (001)- und (010)-Ebenen, während sich in den (100)-Ebenen die out-of-plane-Komponenten vollständig aufheben.

Welche der möglichen Spin-Anordnungen in einem bestimmten Material bevorzugt vorkommt, lässt sich aus der Minimierung der Energie bestimmen. In der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Legierung mit Fe-Konzentrationen um 50 % zeigen theoretische Rechnungen und Experimente mit Neutronenbeugung, dass die 3Q-Struktur gegenüber 1Q und 2Q bevorzugt ist [35,47]. Neuere Berechnungen, in denen auch verzerrte Spin-Strukturen in Betracht gezogen werden, zeigen sogar, dass durch eine leicht verzerrte 3Q-Struktur die Energie noch weiter vermindert wird [48]. Allerdings

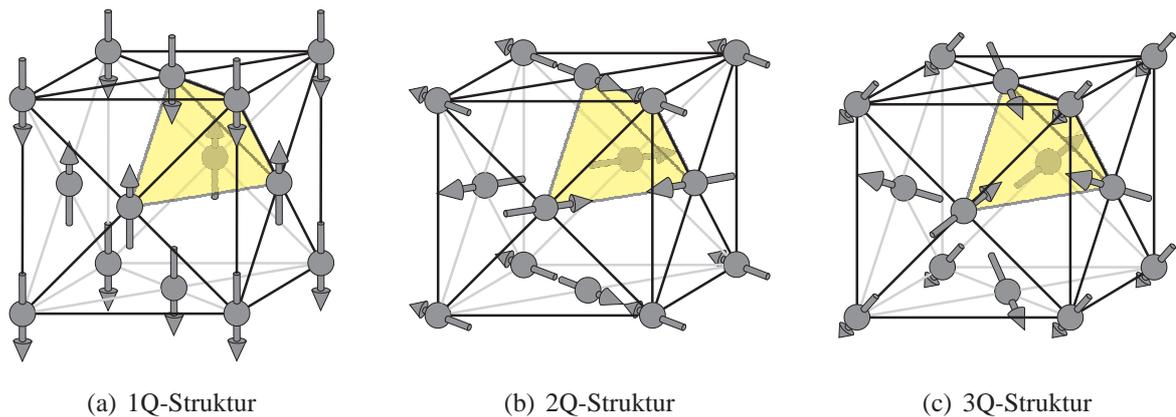


Abbildung 1.4.: Schematische Darstellung der drei möglichen Spin-Strukturen 1Q, 2Q und 3Q in einem fcc-Kristall.

sind die jeweiligen Unterschiede sehr gering, so dass in nicht ganz perfekten Gittern durchaus verschiedene Spin-Konfigurationen auftreten könnten.

Analog zu der für Ferromagneten eingeführten Curie-Temperatur gibt es auch in Antiferromagneten eine Ordnungstemperatur, oberhalb derer sich die Spins im Material nicht ausrichten und sich dieses somit paramagnetisch verhält. Die Temperatur, bei der dieser Phasenübergang stattfindet, wird nach dem französischen Physiker Louis Néel (1904–2000) als Néel-Temperatur T_N bezeichnet. Die Suszeptibilität oberhalb von T_N verhält sich analog zu ferromagnetischen Materialien nach dem Curie-Weiss-Gesetz [Gl. (1.5)]:

$$\chi = \frac{C}{T + T_N}. \quad (1.6)$$

Der Verlauf der temperaturabhängigen Suszeptibilität für Antiferromagneten ist ebenfalls in Abb. 1.2 dargestellt.

T_N hängt ähnlich wie die Curie-Temperatur von Schichtdicke und angrenzenden Schichten ab. Die Néel-Temperatur für sehr dicke $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme beträgt für $x = 50\%$ etwa 500 K [46]. Da sich die Ordnungstemperatur für an ferromagnetische Schichten gekoppelte Antiferromagneten unter Umständen stark von der Néel-Temperatur für ungekoppelte Systeme unterscheidet, wird sie im folgenden für gekoppelte Systeme als T_{AFM} bezeichnet.

Bei Antiferromagneten spricht man ferner von der *Blocking-Temperatur* T_B , welches diejenige Temperatur ist, bei der in FM/AFM-Systemen eine *Austauschverschiebung* (*Exchange Bias*) auftritt, die in Kapitel 1.2 näher beschrieben wird. Die Blocking-Temperatur kann vor allem in dünnen Filmen deutlich unterhalb der Néel-Temperatur liegen, da hier durch finite-size-Effekte die Anisotropie im AFM, die für das Entstehen einer Austauschverschiebung vorhanden sein muss, herabgesetzt wird [49].

Messmethoden für Antiferromagneten

Aufgrund der definierenden Eigenschaft des Antiferromagneten, dass die Spins so ausgerichtet sind, dass sie sich gegenseitig aufheben, ist die direkte Messung recht kompliziert. Während die Wirkung von ferromagnetischen Materialien schon vor über 2000 Jahren bekannt war, gelang die erste direkte Messung eines Antiferromagneten erst Mitte des letzten Jahrhunderts. Nach theoretischen Vorarbeiten [50] gelang es C. G. Shull und J. Samuel Smart erstmalig 1949, den Antiferromagnetismus von MnO durch Neutronenbeugung zu detektieren [51]. Da Neutronen nicht elektrisch geladen sind, ist die mittlere freie Weglänge relativ hoch, weshalb Neutronen sich - im Gegensatz zu Elektronen (siehe Kapitel 2.2 und 2.3) - nicht nur für oberflächennahe, sondern auch für volumenspezifische Untersuchungen eignen. Die Wellenlänge der Neutronen liegt nach dem Welle-Teilchen-Dualismus im 0,1–1 nm-Bereich und eignet sich damit, um die Abstände einzelner Atome im Festkörper detektieren zu können. Da Neutronen zudem ein magnetisches Kernmoment besitzen, hängt die Streuung auch von den magnetischen Eigenschaften des zu untersuchenden Materials ab. Somit ist es möglich, auch die antiparallele Ausrichtung der Spins in Antiferromagneten nachzuweisen. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt von Neutronen relativ gering, weshalb das Messsignal für sehr dünne antiferromagnetische Filme, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden sollen, zu gering ist.

Eine andere Möglichkeit, die Ausrichtung der antiferromagnetischen Spins zu beobachten, ist die Mikroskopie. Sowohl bei der Rastertunnelmikroskopie als auch bei der Rasterkraftmikroskopie (siehe auch Kapitel 2.7) kann mit Hilfe von magnetischen Spitzen nicht nur die Topologie einer Oberfläche, sondern auch die Magnetisierung der einzelnen Atome aufgezeichnet werden. Der Nachteil dieser Methode liegt darin, dass dabei nur die obere Schicht detektiert wird und keine Aussage über die Spinausrichtung im Volumen getroffen werden kann.

Eine dritte Messmethode für Antiferromagneten ist die der *Photonenspektroskopie*, bei der aufgrund der Spinausrichtung im Material ein Signalunterschied in Messungen mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen eines linear polarisierten Strahls auftritt. Misst man diesen Signalunterschied, den *magnetischen linearen Dichroismus*, kann man umgekehrt auf das Quadrat der Magnetisierung M^2 schließen. In Antiferromagneten funktioniert dies allerdings nur bei kollinearere Spinausrichtung, weshalb die Messmethode für die 3Q-Struktur in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ ungeeignet ist.

Eine etwas andere Herangehensweise ist die, den Antiferromagneten indirekt zu vermessen. So beeinflusst die Spinkonfiguration eines Antiferromagneten die Spins in einem benachbarten ferromagnetischen Film. Dessen Hysteresekurve kann auf einfachere Weise beispielsweise mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts gemessen werden. So können durch den Vergleich der temperaturabhängigen Hysteresekurven eines reinen Ferromagneten mit denen einer FM–AFM-Doppelschicht die Ordnungstemperatur T_{AFM} und die Blocking-Temperatur T_{B} des Antiferromagneten ermittelt werden (siehe Kapitel 4).

Da dieser Ansatz zur Messung der wenige ML dicken $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichten in dieser Arbeit gewählt wurde, werden hier die theoretischen Grundlagen solcher FM–AFM-Doppelschichten und der in ihnen vorkommenden Wechselwirkungen erläutert.

1.2. Ferromagnetische–Antiferromagnetische Wechselwirkungen

Befindet sich ein Ferromagnet in direktem Kontakt mit einem Antiferromagneten, so werden dessen magnetische Eigenschaften durch die Wechselwirkung beider Schichten beeinflusst. Erstmals gezeigt wurde ein solcher Effekt 1956 von W. H. Meiklejohn und C. P. Bean [22] beim Vergleich von Hysteresekurven, die an Co-Partikeln und an austauschgekoppelten Partikeln, bestehend aus einem ferromagnetischen Co-Kern und einer äußeren antiferromagnetischen Co-Oxid-Schicht, gemessen wurden. Werden die austauschgekoppelten Partikel in einem äußeren Magnetfeld auf 77 K gekühlt, so weist die Hysteresekurve eine Verschiebung zu negativem Feld auf. Es entsteht also eine einzige Vorzugsrichtung, die *unidirektionale Anisotropie*. Wird das gleiche mit Co-Partikeln ohne Co-Oxid-Schicht durchgeführt, so resultiert eine *uniaxiale Anisotropie* (zwei auf einer Achse liegende Vorzugsrichtungen). Die unidirektionale Anisotropie muss also vom Antiferromagneten verursacht werden. Über die genauen mikroskopischen Ursprünge dieser vom Antiferromagneten induzierten unidirektionalen Austausch-Anisotropie sind seit seiner Entdeckung verschiedene Modelle aufgestellt worden, von denen im Folgenden einige diskutiert werden.

1.2.1. Theoretische Modelle

Modell von Meiklejohn und Bean

Das erste Modell zur Erklärung der Austausch-Anisotropie wurde von W. H. Meiklejohn und C. P. Bean selbst aufgestellt [52] und basiert auf der Annahme einer perfekt glatten Grenzfläche und perfekt durchgängiger ferromagnetischer bzw. antiferromagnetischer Spinanordnung ohne Domänen.

Nimmt man an, dass $T_C > T_{\text{AFM}}$ ist, und wird während des Kühlens von $T_C > T > T_{\text{AFM}}$ auf $T < T_{\text{AFM}}$ ein äußeres Magnetfeld angelegt (oder befindet sich der Ferromagnet in Remanenz), so sind die Spins des Ferromagneten stets in diesem Magnetfeld ausgerichtet. Durch die Wechselwirkung an der Grenzfläche richten sich die antiferromagnetischen Spins, die sich an dieser Grenzfläche befinden, unterhalb T_{AFM} nach den ferromagnetischen aus, wie schematisch in Abb. 1.5 rechts oben gezeigt ist. Unter der Annahme einer sehr hohen AFM-Anisotropie bleiben die Spins des Antiferromagneten während des Durchfahrens einer Hysteresekurve in dieser Konfiguration stehen (man spricht davon, dass sie *gepinnt* sind). Wird nun ein Magnetfeld in

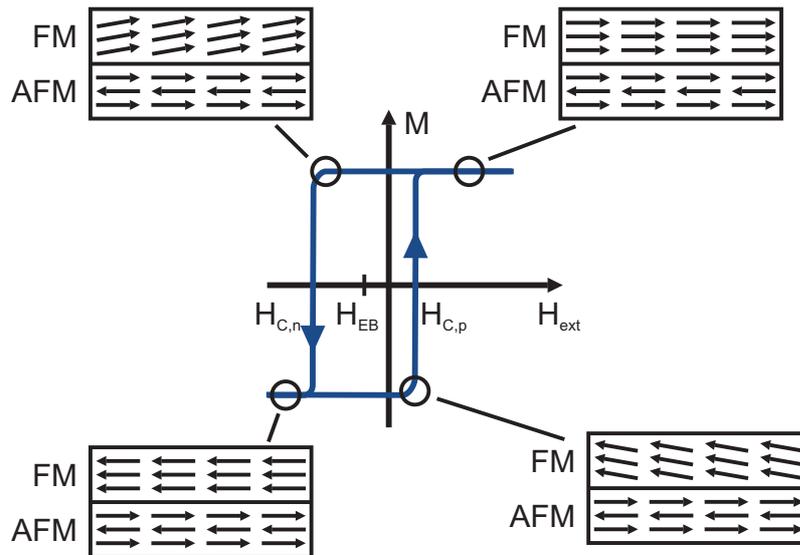


Abbildung 1.5.: Schematische Darstellung zur Erklärung der Austausch-Verschiebung durch Meiklejohn und Bean (nach [49]).

umgekehrter Richtung angelegt, so ist zum Umklappen der ferromagnetischen Spins eine zusätzliche Energie erforderlich, da in dieser Konstellation Antiferromagnet und Ferromagnet in einer energetisch ungünstigeren Ausrichtung zueinander stehen. Der Betrag des Koerzitivfeldes in negativer Richtung ist also erhöht (Abb. 1.5 links). Auf dem Weg zurück zu positivem Magnetfeld wird die Ausrichtung der ferromagnetischen Spins in Feldrichtung durch die Wechselwirkung mit dem Antiferromagneten begünstigt, das Koerzitivfeld in positiver Richtung ist also erniedrigt oder sogar ganz bis in den negativen Bereich verschoben (Abb. 1.5 rechts unten). Insgesamt resultiert eine zu negativem Feld verschobene Hysteresekurve, deren Zentrum als Verschiebungsfeld $H_{EB} = \frac{1}{2}(|H_{C,p}| - |H_{C,n}|)$ bezeichnet wird. Die Koerzitivität wird analog zum nicht verschobenen Fall als halbe Breite der Hysteresekurve $H_C = \frac{1}{2}(|H_{C,p}| + |H_{C,n}|)$ bezeichnet.

Ist die AFM-Anisotropie klein, so dass die antiferromagnetischen Spins während der Hysterese nicht gepinnt bleiben, so ergibt sich ein anderer Effekt: Die Hysteresekurve wird nicht verschoben, sondern verbreitert. Dies kann im einfachen Modell anhand von Abb. 1.6 erklärt werden. Die Ausgangssituation (oben rechts) ist die gleiche wie im vorherigen Fall: Der Antiferromagnet hat sich beim Abkühlen unter T_{AFM} am Ferromagneten ausgerichtet. Werden nun die ferromagnetischen Spins durch ein äußeres Feld umgedreht, so drehen sich die antiferromagnetischen aufgrund der Kopplung mit. Da somit zusätzliche Spins gedreht werden, wird mehr Energie benötigt, der Betrag des Koerzitivfeldes $H_{C,n}$ ist also erhöht. Bei sehr hohem negativem Feld liegt nun der um 180° gedrehte Fall zur Spinkonfiguration bei hohem positivem Magnetfeld vor. Die Hysteresekurve ist somit symmetrisch, $H_{EB} = 0$, aber die Koerzitivität ist gegenüber der ungekoppelten ferromagnetischen Schicht erhöht.

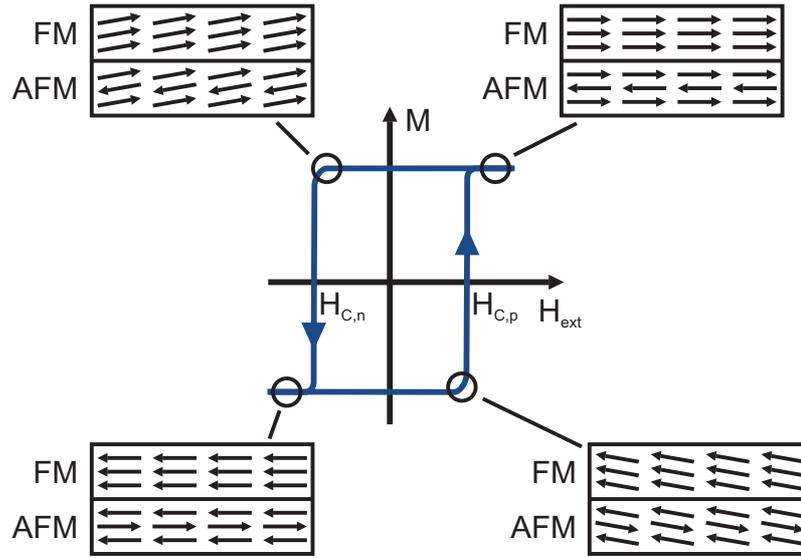


Abbildung 1.6.: Schematische Darstellung zur Erklärung der Vergrößerung der Koerzitivität nach Meiklejohn und Bean (nach [49]).

Eine quantitative Erklärung liefert die Betrachtung der vorhandenen Energien [23,53]. Be-
 findet sich eine ferromagnetische Schicht mit Magnetisierung M und Dicke t_{FM} in direktem
 Kontakt mit einer t_{AFM} dicken antiferromagnetischen, so lautet die Energie pro Fläche

$$\frac{E}{A} = -HMt_{\text{FM}} \cos \theta_{\text{FM}} + K_{\text{FM}}t_{\text{FM}} \sin^2 \theta_{\text{FM}} + K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}} \sin^2 \theta_{\text{AFM}} - J_{\text{ex}} \cos(\theta_{\text{FM}} - \theta_{\text{AFM}}). \quad (1.7)$$

Dabei soll das externe Magnetfeld H parallel zur (gleichen) Anisotropieachse von Ferromagnet
 und Antiferromagnet liegen. K_{FM} und K_{AFM} sind die jeweiligen Anisotropiekonstanten, M die
 Magnetisierung der FM-Schicht, J_{ex} die FM–AFM-Kopplungskonstante und die Winkel θ_{FM}
 und θ_{AFM} liegen zwischen den FM- bzw. AFM-Spins und der Anisotropieachse.

Der erste Term stellt dabei die Zeeman-Energie eines Ferromagneten im äußeren Feld dar.
 In den beiden nächsten Termin steht die Anisotropieenergie des FM (zweiter Term) bzw. des
 AFM (dritter Term). Der letzte Term mit der Kopplungskonstante bezeichnet die Austausch-
 energie zwischen FM und AFM und ist verantwortlich für die Austauschverschiebung.

Gilt für das betrachtete System, dass die Kopplungskonstante J_{ex} größer ist als die Aniso-
 tropie des Antiferromagneten K_{AFM} , so enthält das System dann die geringste Energie, wenn
 $\cos(\theta_{\text{FM}} - \theta_{\text{AFM}}) = 1$. Dies ist genau dann der Fall, wenn $\theta_{\text{FM}} - \theta_{\text{AFM}} = 0$, sich also die
 antiferromagnetischen Spins stets mit denen des Ferromagneten gemeinsam drehen. Dafür ist
 allerdings eine zusätzliche Energie erforderlich, weshalb die Koerzitivität erhöht ist, wie oben
 (Abb. 1.5) dargestellt wurde.

Ist hingegen K_{AFM} groß gegenüber der Kopplungskonstante J_{ex} , so wird die Energie mini-

mal für $\sin^2 \theta_{\text{AFM}} = 0$. Es folgt also, wie oben angenommen $\theta_{\text{AFM}} = 0$, die antiferromagnetischen Spins bewegen sich also nicht. Die Energie des Systems wird dann zu

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} &= -H M t_{\text{FM}} \cos \theta_{\text{FM}} + K_{\text{FM}} t_{\text{FM}} \sin^2 \theta_{\text{FM}} - J_{\text{ex}} \cos \theta_{\text{FM}} \\ &= -(H + J_{\text{ex}}/M t_{\text{FM}}) M t_{\text{FM}} \cos \theta_{\text{FM}} + K_{\text{FM}} t_{\text{FM}} \sin^2 \theta_{\text{FM}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

und entspricht damit der Energie einer reinen FM-Schicht, deren Hysterese um

$$H_{\text{EB}} = -J_{\text{ex}}/M t_{\text{FM}} \quad (1.9)$$

verschoben ist. Die Austauschverschiebung nimmt also mit $1/t_{\text{FM}}$ bei steigender Dicke der ferromagnetischen Schicht ab. Oberhalb der Blocking-Temperatur T_{B} verschwindet die Austauschverschiebung ganz und es kann nur eine Vergrößerung der Koerzitivität beobachtet werden.

Da ein Kristall nie hundertprozentig perfekt aufgebaut ist, wird man auch unterhalb T_{B} in der Regel Regionen finden, an denen sich AFM-Anisotropie und Stärke der FM–AFM-Kopplung unterscheiden, so dass man eine Mischung beider Effekte (die Verschiebung um H_{EB} der Hysteresekurve und die Vergrößerung der Koerzitivität) beobachten kann.

Da die experimentell beobachteten Werte der Austauschverschiebung um Größenordnungen kleiner sind als die nach Gl. (1.9) berechneten, und zudem von der Kristallrichtung abhängen [54], wurden weitere Modelle entwickelt, die die beobachteten Werte besser erklären sollten.

Modell von Mauri

So wird im Modell von Mauri *et al.* [55] die Einschränkung aufgehoben, dass sämtliche Spins im Volumen parallel zur Grenzfläche ausgerichtet sind. Es resultiert eine spiralförmige Domänenwand im Antiferromagneten, die dadurch zu Stande kommt, dass die antiferromagnetischen Spins im Inneren ihre Ausrichtung in der Anisotropierichtung beibehalten, während die Spins an der Grenzfläche von der Drehung der ferromagnetischen Spins mitgezogen werden. Dadurch, dass diese Spins nun nicht entlang der Anisotropieachse stehen, resultiert eine zusätzliche Energie, von der Mauri *et al.* auf das Austauschverschiebungsfeld H_{EB} schließen:

$$H_{\text{EB}} = \frac{2\sqrt{A_{\text{AFM}}K_{\text{AFM}}}}{M t_{\text{FM}}}, \quad (1.10)$$

wobei A_{AFM} die Austauschsteifigkeit der FM–AFM-Kopplung bezeichnet. Die Größenordnung des so berechneten Austauschverschiebungsfeldes stimmt mit experimentellen Daten überein. Allerdings beruht auch dieses Modell auf der häufig unrealistischen Annahme, dass die AFM-Spins an der Grenzfläche alle parallel ausgerichtet sind. Man spricht dabei von *unkompensierten Spins*, da sich in einer solchen Konfiguration die Spins nicht, wie im

Antiferromagneten üblich, gegenseitig ausgleichen. Für Proben mit sehr dünnen Schichten ist die Anwendung des Modells außerdem schwierig, weil sich in sehr wenigen ML dicken Filmen keine Domänenwände ausbilden können.

Modell von Malozemoff

Das Zustandekommen solch unkompensierter Spins wird im Modell von Malozemoff [24] erklärt. Dieses Modell basiert auf der Annahme, dass eine Grenzflächenrauigkeit des Ferromagneten chaotische Felder induziert, die auf den Antiferromagneten wirken und diesen in Domänen zerfallen lassen. Durch diese Domänenaufspaltung entstehen Bereiche unterschiedlicher Spin-Einstellungen, die zu unkompensierten Spins führen. Die Domänen führen mit Hilfe von energetischen Betrachtungen zu einem ähnlichen Ausdruck für die Austauschverschiebung wie das Modell von Mauri *et al.*:

$$H_{\text{EB}} \propto \frac{\sqrt{A_{\text{AFM}}K_{\text{AFM}}}}{Mt_{\text{FM}}}, \quad (1.11)$$

wobei der genaue Wert der Proportionalitätskonstante von der Kristallstruktur und von Austauschkopplung J_{ex} sowie der Anisotropie von Ferromagnet K_{FM} und Antiferromagnet K_{AFM} abhängt [56].

Da Defekte nicht nur im Ferromagneten und an der Grenzfläche, sondern auch im Antiferromagneten auftreten können, wurde das Modell von Malozemoff später von Nowak *et al.* zum *Domain-State*-Modell weiterentwickelt [57]. Hierbei werden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, in denen die Entstehung der Austausch-Verschiebung wieder auf die unkompensierten Spins zurückgeführt wird, die durch Störstellen entstehen.

Modell von Koon

Ein anderer Ansatz von Koon [58] verzichtet komplett auf unkompensierte Spins. Seine mikromagnetischen Rechnungen zeigen eine starke FM–AFM-Kopplung bei senkrecht aufeinander stehenden antiferromagnetischen und ferromagnetischen Spins. Durch diese 90°-Kopplung führt auch eine kompensierte AFM-Oberfläche zu einer Kopplung, die sogar für perfekt kompensierte Spins am größten ist. Da die Zunahme der Oberflächenrauigkeit mit einer weniger kompensierten Oberfläche einhergeht, führt Koons Modell somit zu einer Abnahme der Austausch-Verschiebung bei steigender Rauigkeit, während Modelle, die auf unkompensierten Spins aufbauen, stets ein größeres H_{EB} bei großer Grenzflächenrauigkeit vorhersagen.

Wird allerdings die von Koon gewählte Einschränkung der Bewegung der antiferromagnetischen Spins in der Grenzflächenebene aufgehoben, so wurde gezeigt, dass aus der 90°-Kopplung keine Austauschverschiebung, wohl aber eine Vergrößerung der Koerzitivität resultiert [25].

Werden wiederum zusätzlich Defekte an der Grenzfläche berücksichtigt oder zusätzlich das Modell von Mauri hinzugezogen, so entsteht auch eine Austauschverschiebung.

Dass es diese vielen unterschiedlichen Modelle - und weitere hier nicht vorgestellte (unter anderem für polykristalline Proben) - zur Erklärung und Berechnung der Austauschverschiebung gibt, zeigt, dass es noch immer keine einheitliche Theorie gibt, mit der Austauschverschiebung und/oder Koerzitivitäts-Erhöhung für jedes beliebige System berechnet werden kann [59]. Somit ist es schwierig, die optimalen Materialien für mögliche Anwendungen zu finden, da in den Modellen oft weder auf Filmdicke noch auf Korngröße in polykristallinen Materialien eingegangen wird. Ebenso wenig ist klar, wie Anisotropie oder Grenzfläche die Austausch-Eigenschaften beeinflussen. Die bisherigen Theorien befassen sich außerdem stets mit Systemen, die sich unterhalb der Blocking-Temperatur befinden, während die Koerzitivitätsvergrößerung für $T_B < T < T_{AFM}$ in den Modellen unberücksichtigt bleibt.

1.2.2. Einfluss auf die Ordnungstemperatur T_{AFM}

Durch die Kopplung von Antiferromagnet und Ferromagnet wird nicht nur die Hysteresekurve, also die Abhängigkeit der Magnetisierung von einem äußeren Feld, beeinflusst, sondern auch intrinsische Eigenschaften wie die Anisotropie können verändert werden. Da eine solche Veränderung aufgrund eines benachbarten Filmes auftritt, wird sie als *proximity*-Effekt (aus dem Englischen *Nachbarschaftseffekt*) bezeichnet.

So wird beispielsweise die Schichtdicke, bei der in Ni-Filmen der Spinreorientierungsübergang stattfindet, die Spins sich also von der in-plane- in die out-of-plane-Magnetisierung drehen, in $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Schichten durch den benachbarten antiferromagnetischen Fe_xMn_{1-x} -Film vergrößert [29]. Das Ausmaß dieser Vergrößerung hängt wiederum von der Schichtdicke des Fe_xMn_{1-x} -Filmes ab. Der Spinreorientierungsübergang findet in $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Schichten mit sehr dünner Fe_xMn_{1-x} -Deckschicht bei etwa 7,5 ML statt und wird bis zu einer Fe_xMn_{1-x} -Dicke von etwa 7 ML nicht beeinflusst. Bei steigender Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke steigt dann auch die Spinreorientierungs-Schichtdicke der Ni-Schicht. Ab einer Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke von etwa 8 ML bleibt die Spinreorientierungs-Schichtdicke dann bei etwa 10,5 ML konstant. Die Veränderung der Spinreorientierungs-Schichtdicke tritt damit gerade in dem Bereich auf, in dem die Fe_xMn_{1-x} -Schicht vom paramagnetischen in den antiferromagnetischen Zustand übergeht. Die Vergrößerung wird deshalb damit erklärt, dass die Fe_xMn_{1-x} -Schicht eine gewisse Rauigkeit aufweist, die zu einer Frustration der out-of-plane-Komponenten führt: Da sich die out-of-plane-Komponenten der Spins in Fe_xMn_{1-x} nicht gegenseitig kompensieren (siehe Abschnitt 1.1.2), resultieren in benachbarten Schichten entgegengesetzte Spin-Komponenten. Diese führen zu einer Frustration im Ferromagneten, dessen Spins deshalb die in-plane-Orientierung bevorzugen.

Da in der vorliegenden Arbeit stets Ni-Filme der Dicke 15 ML vermessen wurden, wirkt sich der Spinreorientierungsübergang zwar nicht auf die Messungen aus, das Beispiel zeigt aber, dass an FM-Filme grenzende AFM-Spins diejenigen im Ferromagneten beeinflussen. Ebenso werden auch die Spins der antiferromagnetischen Schicht von einer angrenzenden ferromagnetischen beeinflusst, was sich beispielsweise in einer Änderung der Ordnungstemperatur des AFM auswirken kann.

Für $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme konnte in früheren Messungen gezeigt werden, dass die Ordnungstemperatur des Antiferromagneten stets kleiner ist, wenn die angrenzende ferromagnetische Schicht in-plane magnetisiert ist, als wenn die Magnetisierung in out-of-plane-Richtung zeigt [2]. Durch die Präparation von $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ -Schichtsystemen, auf deren eine Hälfte eine zusätzliche Co-Schicht aufgedampft wurde, konnten andere Effekte wie eine unterschiedliche Grenzflächenrauigkeit oder $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Zusammensetzung als Ursache für die Veränderung von T_{AFM} ausgeschlossen werden. Die Co-Deckschicht bewirkt ein Umklappen der out-of-plane-orientierten Ni-Spins in die in-plane-Richtung, so dass in der selben Probe die Ordnungstemperatur sowohl für die in-plane- als auch für out-of-plane-magnetisierte FM-Schicht bestimmt werden konnte. Damit konnte zwar gezeigt werden, dass die Ordnungstemperatur von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ durch die Magnetisierungsrichtung einer angrenzenden FM-Schicht beeinflusst wird, weiterhin bleibt aber unklar, wodurch dieser Effekt zu Stande kommt. Denkbare Mechanismen wären einerseits, dass sich (i) die Stärke der FM–AFM-Kopplung für die beiden Magnetisierungsrichtungen unterscheidet und damit zu unterschiedlichen Ordnungstemperaturen führt, oder dass (ii) die Spin-Struktur im AFM beeinflusst wird und damit die unterschiedlichen Ordnungstemperaturen bewirkt. Um die Frage beantworten zu können, welcher der beiden Mechanismen hauptverantwortlich ist, wurden in dieser Arbeit systematische Messungen an Doppelschichten durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 4 vorgestellt werden.

1.3. Zwischenschicht-Austausch-Kopplung

Zusätzlich zur Untersuchung der Doppelschichten wurden auch Messungen an $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachschichten durchgeführt. In diesen tritt an beiden FM–AFM-Grenzflächen die im Abschnitt 1.2 beschriebene Kopplung auf, zusätzlich wechselwirken auch die beiden ferromagnetischen Schichten untereinander. Dabei ist bislang ungeklärt, ob Magnetisierung und/oder Kopplung an der Grenzfläche der zusätzlichen FM-Schicht Auswirkungen auf die Kopplung und/oder die Austauschverschiebung der ersten FM-Schicht haben. Die zur Klärung dieser Frage hergestellten Proben sowie die ausgeführten Messungen und Schlussfolgerungen finden sich in Kapitel 5. Zunächst sollen hier die verschiedenen Kopplungsmechanismen erklärt werden, die zur Wechselwirkung der beiden FM-Schichten untereinander beitragen.

1.3.1. RKKY-Kopplung

Sind zwei ferromagnetische Filme durch eine Zwischenschicht getrennt, so können diese über die Leitungselektronen der Zwischenschicht miteinander wechselwirken. Die Möglichkeit einer solchen Wechselwirkung wurde Mitte der 1950er Jahre zunächst von M. A. Ruderman und C. Kittel vorgestellt, die damit eine ungewöhnlich breite Kernresonanz in Silber erklären konnten [60]. Ruderman und Kittel führten dabei die von F. Fröhlich und F. R. N. Nabarro eingeführte Hyperfeinwechselwirkung weiter [61]. Die Verbreiterung der Kernresonanz wurde in der Betrachtung von Ruderman und Kittel auf die indirekte Wechselwirkung der Kerne zurückgeführt. Aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung wird die Spinausrichtung der Leitungselektronen durch das magnetische Kernmoment beeinflusst. Die Ausrichtung des Kernmomentes induziert eine magnetische Störung, die sich punktwellenförmig ausbreitet [62]. Die Richtung, in die der Spin des Leitungselektrons ausgerichtet wird, hängt vom Abstand zum Kernmoment ab und zeigt ein oszillatorisches Verhalten. Da die Leitungselektronen mit allen Kernmomenten wechselwirken, entsteht so eine indirekte Wechselwirkung der Kernmomente untereinander.

Die Idee dieser Ruderman-Kittel-Wechselwirkung wurde wenige Jahre später von sowohl von T. Kasuya als auch von K. Yosida weiterentwickelt und auf die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit kernnahen d-Elektronen übertragen [63,64]. Diese sind verantwortlich für den Magnetismus in den 3-d-Übergangsmetallen Co, Fe und Ni. Die magnetischen Momente zweier durch eine Zwischenschicht getrennte ferromagnetischer Schichten wechselwirken damit ebenfalls indirekt über die Leitungselektronen.

Die Berechnung der Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY)-Kopplung erfolgt mittels Störungstheorie 2. Ordnung. Ihre Stärke J_{RKKY} errechnet sich dabei durch die Summierung über alle Leitungselektronen zu [65]:

$$J_{\text{RKKY}} = \frac{16A^2 m_e k_F}{(2\pi)^3 \hbar^2} \left[\frac{\cos(2k_F R)}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin(2k_F R)}{(2k_F R)^4} \right] \quad (1.12)$$

mit dem Austauschparameter A , der Elektronenmasse m_e , dem Fermi-Wellenvektor k_F und dem Abstand R zwischen den magnetischen Momenten.

Diese Wechselwirkung gilt allerdings richtungsunabhängig, während es in metallischen Schicht-Systemen eine ausgezeichnete Richtung gibt. Dies kann als ein Flächendefekt behandelt werden, mit dem sich die RKKY-Wechselwirkung in metallischen Multilagen mit einer nichtmagnetischen Zwischenschicht reduziert auf

$$J_{\text{RKKY}, \text{Multilagen}} \propto \frac{\sin(2k_F d_Z)}{d_Z^2} \quad (1.13)$$

mit dem Fermi-Wellenvektor k_F und der Zwischenschichtdicke d_Z [66].

Da die RKKY-Kopplung mit Hilfe von Blochwellen beschrieben wird, tritt sie nur in kristallinen Proben auf. Durch das oszillatorische Verhalten ist die Kopplung zweier ferromagne-

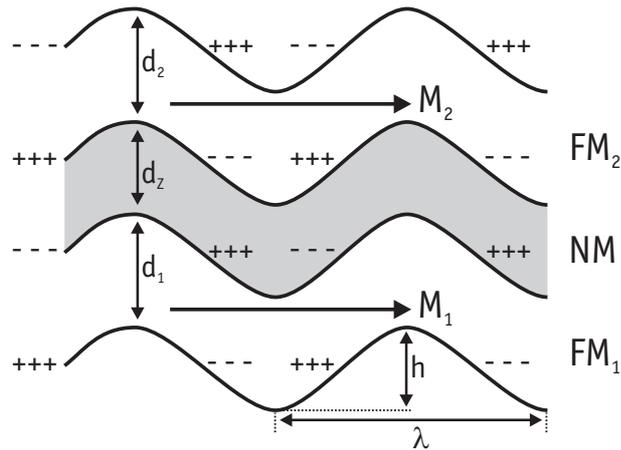


Abbildung 1.7.: Schematische Zeichnung der Néel-Kopplung für in-plane-Magnetisierung. Die Kopplung hängt von Wellenlänge λ und Höhe h der Rauigkeit ab (nach [68]).

tischer Filme je nach Dicke der Zwischenschicht parallel (FM-Kopplung) oder antiparallel (AFM-Kopplung). Die Periode der Oszillation hängt vom Fermi-Wellenvektor k_F [Gl. (1.12)] und damit vom Material der Zwischenschicht ab. In einigen Materialien (z. B. Cu) können aufgrund der Gestalt der Fermifläche mehrere Wellenvektoren existieren [67]. Die RKKY-Wechselwirkung wird dann durch die Überlagerung der verschiedenen Anteile gebildet, so dass die Oszillation aus einer Überlagerung mehrerer Schwingungen unterschiedlicher Perioden besteht. In Metallen liegt die Größenordnung typischerweise im 10–50 nm-Bereich, parallele (FM) und antiparallele (AFM) Ausrichtung der FM-Schichten wechseln sich also bei Variation der Zwischenschichtdicke um wenige ML ab.

1.3.2. Néel-Kopplung

Ein zweiter Kopplungsmechanismus, der über eine nichtmagnetische Zwischenschicht auftritt, ist die Néel-Kopplung. Bei dieser Kopplung handelt es sich um eine magnetostatische Kopplung, die durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu Stande kommt. Für diese Art der Kopplung muss die Grenzfläche eine gewisse Rauigkeit aufweisen, durch die Streufelder entstehen, die zu einer parallelen Ausrichtung der beiden FM-Schichten führen.

Wenn die beiden Grenzflächen eine korrelierte Rauigkeit aufweisen, entstehen in in-plane-magnetisierten Schichten an der Krümmung der Grenzfläche magnetische Dipole, wie sie schematisch in Abb. 1.7 dargestellt sind. Durch die Dipole entsteht ein Streufeld, durch das eine parallele Ausrichtung der beiden ferromagnetischen Schichten bevorzugt wird.

Die Kopplungsstärke J_N hängt dabei von den Magnetisierungen M_1 und M_2 der FM-Schichten, Wellenlänge λ und Amplitude h der Rauigkeit, die als sinusförmig und an beiden Grenzflächen ideal korreliert angenommen wird, sowie von den Schichtdicken d_1 , d_2 und d_z

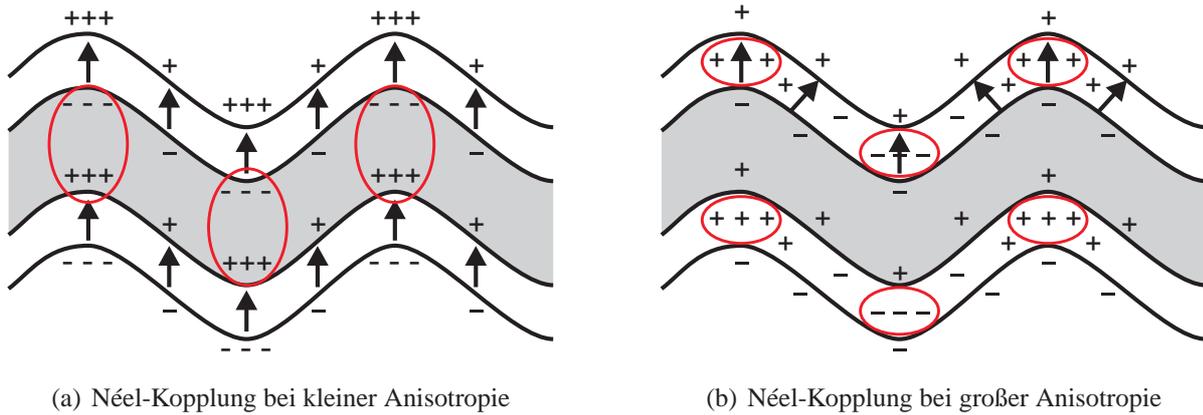


Abbildung 1.8.: Schematische Zeichnung der Néel-Kopplung für out-of-plane-Magnetisierung. Die Kopplung hängt von den entstehenden magnetischen Ladungen ab (nach [70]).

der beiden FM-Schichten und der Zwischenschicht ab [69]:

$$J_N = \frac{\mu_0 \pi^2 h^2}{\sqrt{2} \lambda} M_1 M_2 \left[1 - \exp \left(-2\pi \sqrt{2} \frac{d_1}{\lambda} \right) \right] \left[1 - \exp \left(-2\pi \sqrt{2} \frac{d_2}{\lambda} \right) \right] \exp \left(-2\pi \sqrt{2} \frac{d_Z}{\lambda} \right). \quad (1.14)$$

Die Néel-Kopplung ist also umso stärker, je dicker die FM-Filme bei großer Magnetisierung sind. Zusätzlich muss die Grenzfläche eine Rauigkeit mit hoher Amplitude bei gleichzeitig kleiner Wellenlänge aufweisen. Die Kopplung nimmt bei steigender Zwischenschichtdicke exponentiell ab, ist dabei aber stets von ferromagnetischer Natur.

Diese Betrachtung trifft allerdings nur auf in-plane-magnetisierte FM-Filme zu, die Idee der magnetostatischen Kopplung wurde erst 2004 von Moritz *et al.* auf out-of-plane-magnetisierte Filme erweitert [70]. Für diesen Fall ist die Kopplung jedoch nicht in jedem Fall ferromagnetisch, sondern es kann abhängig von der Stärke der Anisotropie in den FM-Schichten auch die antiparallele Ausrichtung der beiden Schichten bevorzugt werden.

Bei der Betrachtung wird angenommen, dass die Anisotropie jeweils senkrecht zur Oberfläche steht. Die Ausrichtung der Spins passt sich deshalb je nach Anisotropie dem Verlauf der Grenzfläche an. Dadurch treten magnetische Ladungen auf, die die magnetostatische Energie bestimmen, wie im folgenden ausführlicher dargestellt wird.

Dabei werden zwei Fälle unterschieden: Ist die Anisotropie sehr niedrig, so bleiben die Spins alle parallel ausgerichtet [Abb. 1.8 (a)], weil so die Oberflächenladungen möglichst gering gehalten werden. Da die Magnetisierung in diesem Fall uniform ist, entstehen keine Volumensladungen und die vorherrschende Wechselwirkung (als Ellipsen dargestellt) ist die zwischen den Ladungen, die an den Grenzflächen entstehen. Da diese Ladungen bei paralleler Ausrichtung der FM-Schichten entgegengesetzt ausfallen, richten sich die Magnetisierungen bevorzugt parallel aus.

Ist die Anisotropie hingegen sehr hoch, so richten sich die Spins jeweils senkrecht zur Grenzfläche aus und es entsteht eine Konfiguration, die in Abb. 1.8 (b) gezeigt ist. In diesem Fall verteilen sich die Ladungen gleichmäßig an der Grenzfläche, während diejenigen im Volumen ungleichmäßig verteilt sind. Es entstehen Ladungsüberschüsse dort, wo die Grenzfläche die größte Krümmung aufweist (mit Ellipsen markiert). Diese Ladungsüberschüsse sind an übereinanderliegenden Punkten gleich, wenn die FM-Schichten parallel ausgerichtet sind. Deshalb ist in diesem Fall die antiparallele Ausrichtung, bei der die Ladungen an übereinanderliegenden Punkten entgegengesetzt sind, energetisch begünstigt.

Die Stärke der Néel-Kopplung für out-of-plane-magnetisierte Filme ist analog zum Fall der in-plane-Magnetisierung abhängig von Schichtdicke und Magnetisierung der FM-Schichten [siehe Gl. (1.14)]. Ebenso ist die Kopplung stärker für eine Grenzflächenrauigkeit, die eine hohe Amplitude bei kleiner Wellenlänge aufweist, während eine zunehmende Zwischenschichtdicke zu exponentiell abklingender Kopplung führt.

1.3.3. Direkte Kopplung über eine AFM-Zwischenschicht

Besteht die Zwischenschicht aus einem antiferromagnetischen Material, so gibt es neben der indirekten RKKY- und der Néel-Kopplung auch die Möglichkeit einer direkten Kopplung. Da die Atome der Zwischenschicht in diesem Fall ein magnetisches Moment tragen, koppeln sie direkt über die Austausch-Wechselwirkung an ihre nächsten Nachbarn. Im einfachsten Fall einer glatten Oberfläche und perfekter AFM-Spin-Struktur koppeln die AFM-Spins antiparallel an ihre Nachbarn im AFM, und direkt an der Oberfläche parallel (oder je nach System antiparallel) an die Spins der FM-Schicht. Somit koppeln die Spins der einen FM-Schicht durch die gesamte Zwischenschicht hindurch an die zweite FM-Schicht wie in Abb. 1.9 (a) dargestellt. Da die Ausrichtung der Spins der AFM-Zwischenschicht gerade in jeder Monolage abwechselt, ist die Kopplung der beiden FM-Schichten über die direkte Kopplung mit einer Periode von $2ML$ abwechselnd parallel und antiparallel.

Diese Kopplung funktioniert allerdings nur dann so perfekt wie beschrieben, wenn die Grenzflächen sehr glatt und FM- und AFM-Schichten eindomänig sind. Ist die Grenzfläche rau, so existieren Bereiche unterschiedlicher AFM-Schichtdicke nebeneinander. Da der Unterschied einer ML des AFM-Materials gerade den Unterschied von paralleler zu antiparalleler Kopplung ausmacht, entsteht also eine Frustration an der Grenzfläche zwischen FM und AFM [Abb. 1.9 (b)]. Diese kann dazu führen, dass entweder in der AFM-Schicht [Abb. 1.9 (c)] oder in beiden FM-Schichten [Abb. 1.9 (d)] Domänen gebildet werden. Da in den hier untersuchten Systemen die Ordnungstemperatur des AFM unterhalb der Curie-Temperatur des FM liegt, ist die Anisotropie der ferromagnetischen Schichten im allgemeinen größer, so dass eine Domänenbildung in diesen Schichten unwahrscheinlicher ist als in der AFM-Schicht. In jedem Fall ist die Energie aber gegenüber der bei glatter Oberfläche erhöht und der Energiegewinn durch

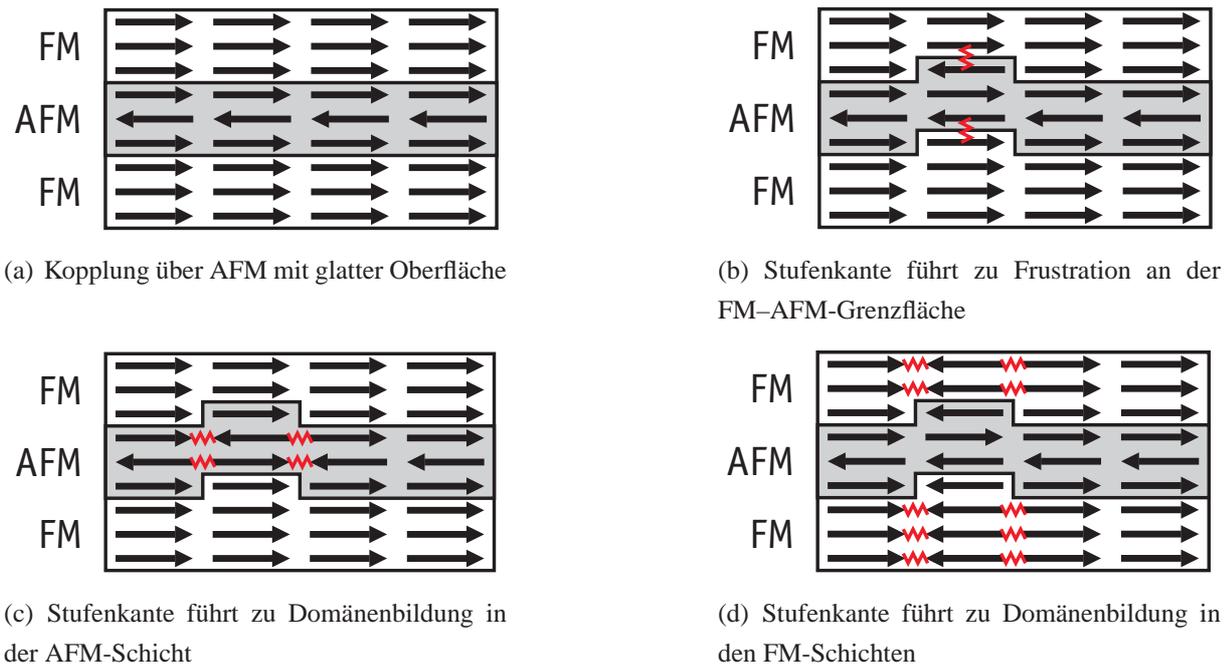


Abbildung 1.9.: Schematische Zeichnung der Spinkonfigurationen für direkte Kopplung über die AFM-Schicht (nach [71]). Die Stellen, an denen zwischen den Spins eine Frustration auftritt, sind rot markiert.

die direkte Kopplung reduziert, so dass diese schwächer ausfällt als bei glatter Grenzfläche.

In FM/AFM/FM-Dreifachlagen liegen also die indirekte RKKY-Kopplung über Leitungselektronen, die Néel-Kopplung über Streufelder und die direkte Kopplung über den AFM vor. Welche der drei Kopplungen zu welchen Teilen beteiligt sind, lässt sich schwer abschätzen und hängt von den beteiligten Materialien und von der Topologie der Schichtstruktur ab. Im Allgemeinen wird eine Überlagerung der drei Kopplungsmechanismen auftreten, wobei die direkte Wechselwirkung insbesondere im Fall einer glatten Grenzfläche überwiegen sollte. Ist die Grenzfläche rau, so kann die Energieminimierung auch dazu führen, dass eine Spinkonfiguration, bei der die Magnetisierungen beider FM-Schichten um 90° verdreht zueinander sind, bevorzugt ist [72]. Der Winkel zwischen den beiden Schichten hängt dann von der relativen Fläche, bei der die Zwischenschicht eine geradzahlige ML-Anzahl hat, und von den Kopplungsstärken bei jeweils ideal glatter Grenzfläche, ab. Wie sich die Kopplung in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachlagen auswirkt, wird anhand der Messungen in Kapitel 5 näher erläutert. Dort wird außerdem der Einfluss der dritten (FM-)Schicht auf die Austauschkopplung, die in FM–AFM-Doppelschichten auftritt, untersucht.

2. Experimentelle Techniken und Probenpräparation

Nachdem im vorigen Kapitel die für diese Arbeit benötigten physikalischen Grundlagen vorgestellt wurden, sollen im Folgenden die verwendeten Techniken beschrieben und die Probenpräparation und -messung im Ultrahochvakuum erklärt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene metallische Doppel- und Dreifachschichtsysteme auf ein Substrat aufgedampft und auf ihre magnetischen Eigenschaften hin untersucht. Als Substrat diente dabei ein Cu(001)-Einkristall mit einer Dicke von 2 mm und einem Durchmesser von 10 mm, der in der fcc-Struktur mit einer Gitterkonstante von 0,361 nm vorliegt. Die Techniken zur Präparation und Charakterisierung der Mehrfachschichtsysteme werden in Abschnitt 2.1 bis 2.4 beschrieben, die magnetische Charakterisierung mittels des magneto-optischen Kerr-Effekts folgt in Abschnitt 2.5.

Der letzte Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Vorhaben, die Doppel- und Dreifachschichtsysteme nanostrukturiert aufzudampfen. Dafür wurde ein Probenhalter konzipiert (siehe Abschnitt 3.5), mit dem Folien mit Löchern im Bereich von 20–200 nm Durchmesser für den Aufdampfprozess bis auf einige μm an den Kristall angenähert werden können. Das Aufdampfen soll dann wie bei den ausgedehnten Filmen erfolgen, so dass einkristalline nanometergroße ultradünne Säulen entstehen, deren magnetische Eigenschaften untersucht werden sollten. Zur Charakterisierung der durchlöcherten Folien sowie der aufgedampften Strukturen wurde die Methode der Transmissions-Elektronenmikroskopie (Abschnitt 2.6) und der Rasterkraftmikroskopie (Abschnitt 2.7) verwendet.

2.1. Substratvorbereitung

Da stets der selbe Cu-Einkristall als Substrat für die zu vermessenden Schichtsysteme verwendet wurde, musste dieser zunächst von zuvor vermessenen Filmen sowie sonstigen Verunreinigungen befreit werden. Dafür wurde der Kristall mit schnellen Ar-Ionen beschossen (*Sputtern*), die mit einer Hochspannung von 1–2 kV auf die Probenoberfläche beschleunigt werden und dort durch Impulsübertrag Teilchen aus den oberen Schichten der Kristalloberfläche ausschlagen. Die Ar-Ionen entstehen dabei aus Ar-Gas, das mit einem Partialdruck von $2\text{--}5 \cdot 10^{-5}$ mbar

in die Vakuumkammer eingelassen und mit Hilfe einer Elektronenkanone ionisiert wird. Da das Sputtern zu einer sehr rauen Kristalloberfläche führt, wird das Substrat nach Abtragen des metallischen Films für 10–20 min auf 900 K erhitzt. Dieses Tempern sorgt dafür, dass die Oberfläche geglättet wird, aber auch dafür, dass Fremdatome aus dem Volumen an die Oberfläche des Kristalls gelangen. Diese Fremdatome können dann durch erneutes Sputtern bei niedrigeren Energien abgetragen werden, so dass die saubersten und glattesten Oberflächen durch mehrmalige Sputter-Temper-Zyklen entstehen, was vor allem bei neuen Kristallen oder nach einem Belüften der UHV-Kammer wichtig ist, um eine gute Substratqualität zu bekommen.

2.2. Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)

Die Qualität der kristallinen Struktur lässt sich auf sehr einfache Art und Weise mit Hilfe der Elektronenbeugung überprüfen. In einem kristallinen Festkörper liegen die Atome auf Gitterpunkten, deren Positionen im Raum durch ganzzahlige Vielfache der Gittervektoren \vec{a}_1 , \vec{a}_2 und \vec{a}_3 dargestellt werden können. Werden nun Elektronen an diesem Kristallgitter gebeugt, so tritt genau dort konstruktive Interferenz auf, wo der Streuvektor $\vec{q} = \vec{k}_e - \vec{k}_a$ gerade einem Gitterpunkt des reziproken Raums $\vec{a}_i^* = 2\pi \frac{\vec{a}_j \times \vec{a}_k}{\vec{a}_i \cdot (\vec{a}_j \times \vec{a}_k)}$ entspricht.

Bei der 1927 erstmalig durchgeführten Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED - aus dem Englischen *Low Energy Electron Diffraction*) [73] werden Elektronen mit Energien von etwa 100–500 eV senkrecht zur Oberfläche auf den Kristall geschossen und an diesem gebeugt. Die elastisch zurückgestreuten Elektronen erzeugen dann auf einem fluoreszierenden Schirm das Bild des Gitters im reziproken Raum. Je glatter und gleichmäßiger die Oberflächenlagen beschaffen sind, desto schärfer sind die LEED-Reflexe zu sehen, so dass diese Technik eine einfache Art darstellt, Struktur und Qualität von Substrat oder Filmen zu kontrollieren.

2.3. Beugung mittlereenergetischer Elektronen (MEED) und Probenpräparation

Nutzt man die Beugung von Elektronen mittlerer Energie (≈ 2 keV) in streifendem Einfall (MEED - aus dem Englischen *Medium Energy Electron Diffraction*), so lässt sich aus der Intensität der Beugungsreflexe niedriger Ordnung auf die Rauigkeit der Kristalloberfläche schließen: Bei einer rauen Oberfläche werden an den Stufenkanten mehr Elektronen absorbiert, die Intensität ist deshalb bei perfekt glatter Oberfläche am größten und nimmt bei rauer Oberfläche ab.

Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit ausgenutzt, um während des Aufdampfens der Schichten die Wachstumsrate zu bestimmen und das Wachstum der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichten mög-

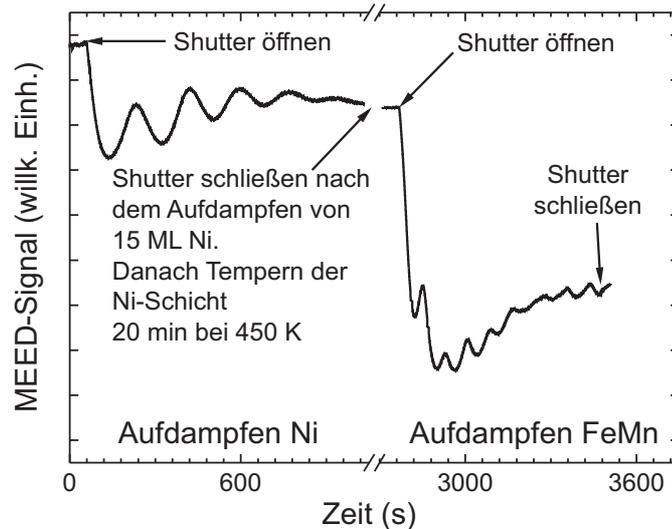


Abbildung 2.1.: MEED-Oszillationen einer 8,5 ML $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/15$ ML Ni/Cu(001)-Probe. Man erkennt die abklingenden MEED-Oszillationen für Ni/Cu(001), aus deren Periode die Aufdampfrate bestimmt wird. $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ wächst bis zuletzt monolagenweise auf, so dass das Aufdampfen sehr genau bei 8,5 ML gestoppt werden kann.

lichst exakt bei einer ganz- oder halbgefüllten Monolage abbrechen zu können.

Die Filme wurden durch thermisches Aufdampfen mit einem Dreifach-Verdampfer hergestellt, der mit hochreinen Ni-, Fe- und Mn-Stäben befüllt war. Die antiferromagnetische $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Legierung wurde dabei durch gleichzeitiges Aufdampfen von Fe und Mn erreicht, wobei die Fe-Konzentration x durch unterschiedliche Einstellung der Aufdampfraten von Fe und/oder Mn variiert werden konnte.

Beim thermischen Aufdampfen übernehmen die auftreffenden Atome die Gitterstruktur des Substrates, man spricht dabei von *epitaktischem Wachstum* (aus dem Griechischen *epi* - auf, *taxis* - Ordnung). Unterscheiden sich die Gitterkonstanten der beiden Schichten um weniger als etwa 2 % voneinander, so resultiert das *Frank-van der Merwe-Wachstum*, bei dem die Schicht Monolage für Monolage aufwächst, während die Oberfläche atomar glatt bleibt.

Ein solches Wachstum liegt beim Aufdampfen von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen auf das Cu(001)-Substrat vor, wobei sich die Gitterkonstanten kaum voneinander unterscheiden (0,361 nm für Cu und 0,363 nm für $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$). Somit bleibt die Oberfläche glatt [74] und es lassen sich *in situ* die Intensitäts-Oszillationen der MEED-Reflexe beobachten. Typischerweise wurden diese Lagen mit einer Rate von 60–90 s/ML aufgedampft. Durch Abzählen und gezieltes Stoppen des Wachstums im Maximum oder Minimum der MEED-Reflexe lassen sich so Lagen mit einer sehr exakt halb- oder ganzzahligen Anzahl von Monolagen herstellen.

Wird hingegen Ni auf die $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme oder das Cu-Substrat aufgewachsen, so entstehen durch die kleinere Gitterkonstante von Ni (0,352 nm) Verspannungen, die zu einem In-

selwachstum führen. Man beobachtet deshalb beim Wachstum von Ni auf Cu(001) nur bis zu einer Dicke von etwa 6 ML MEED-Oszillationen [75], für die typischerweise eine Rate von 120–180 s/ML eingestellt wurde. Ab dieser Schichtdicke beginnt ein stärkeres Inselwachstum und die Oberfläche ist somit so rau, dass die Intensität der MEED-Reflexe konstant bleibt. Für das Wachstum der Ni-Schichten wurde deshalb die Aufdampfrate anhand der ersten MEED-Oszillationen bestimmt und dann die benötigte Zeit für die gewünschte Schichtdicke extrapoliert.

Ein Beispiel für MEED-Oszillationen beim Aufdampfen von Ni- und $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen ist in Abb. 2.1 gezeigt. Man erkennt sowohl das monolagenweise Wachstum von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ am Ende mit einer Rate von 86 s/ML als auch das Abklingen der Amplitude der MEED-Oszillationen mit einer Rate von 175 s/ML für das Aufdampfen von Ni. Damit von Beginn des $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Verdampfens an Oszillationen zu beobachten sind, wurde die Ni-Schicht durch ein Tempern bei 450 K für 20 min geglättet. Die Amplitude nimmt nach dem Aufwachsen etwa 3–4 ML $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ zunächst ab und wenige ML später wieder zu. Da diese Abnahme immer beim Wachstum von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ auf Ni/Cu(001) zu beobachten ist, spielt vermutlich eine Umordnung der Fe- und Mn-Atome beim Wachstum eine Rolle.

2.4. Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Möchte man für die $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Legierung nicht nur die Schichtdicke, sondern auch die Fe-Konzentration x bestimmen, so ist die einfachste Methode die der Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES). Bei der AES wird der zu untersuchende Kristall durch Elektronenbeschuss mit einer Energie von etwa 3 keV angeregt, so dass ein Elektron aus einer inneren Schale emittiert wird. Der so entstandene freie Platz wird durch ein äußeres Elektron aufgefüllt, das wiederum die dadurch freiwerdende Energie in Form eines virtuellen Photons direkt an ein drittes, das Auger-Elektron überträgt. Dieses Auger-Elektron kann nun den Kristall verlassen, wobei seine Energie von den Energieniveaus der beteiligten Elektronen und damit vom Material abhängt.

Bei der Auger-Elektronen-Spektroskopie wird die kinetische Energie der Auger-Elektronen mit einem Energie-Analysator vermessen. Das sich ergebende Spektrum (oder die mit einem Lock-In-Verstärker aufgenommene Ableitung nach der Energie) ist charakteristisch für ein bestimmtes Element, so dass anhand des Auger-Elektronen-Spektrums die Zusammensetzung des Kristalls ermittelt werden kann.

Da die Anzahl der aus der Probenoberfläche austretenden Auger-Elektronen mit der Tiefe, in der sie erzeugt werden, abnimmt, lässt sich für einen Film auf einem Substrat die Schichtdicke des Films aus der relativen Intensität zweier Peaks der beiden Materialien bestimmen. Für jeden Peak setzt sich die Intensität aus sämtlichen Elektronen aus der Tiefe des Materials

zusammen [76]:

$$I_P = \int_{t_1}^{t_2} I_0 S_P e^{-t/\Lambda_P} dt. \quad (2.1)$$

Dabei steht I_P für die Intensität eines Peaks, I_0 für die Intensität des einfallenden Strahls, S_P für die Empfindlichkeit des Materials und Λ_P für die Abklingtiefe der Auger-Elektronen. Die Integrationsvariable t ist die Tiefe unterhalb der Oberfläche, aus der die Auger-Elektronen emittiert wurden. Durch Integration von Gl. (2.1) ergibt sich für einen einfachen Film (F) der Dicke d_F auf einem Substrat (S):

$$I_F = I_0 S_F (1 - e^{-d_F/\Lambda_F}) \quad (2.2)$$

$$I_S = I_0 S_S e^{-d_F/\Lambda_S} \quad (2.3)$$

wobei I_F und I_S für die Peak-Intensitäten von Film bzw. Substrat stehen, S_F und S_S für die Empfindlichkeit von Film- bzw. Substratmaterial und Λ_F für die Abklingtiefe der Auger-Elektronen im Film. Aus dem Verhältnis $R_F = I_S/I_F$ eines aufgenommenen Auger-Elektronen-Spektrums kann nun umgekehrt die Schichtdicke bestimmt werden.

Besteht der Film nicht nur aus einem, sondern wie im Fall von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ aus mehreren Materialien, so hängen die Intensitäten bzw. deren Verhältnisse nicht nur von der Schichtdicke, sondern auch vom Verhältnis der Materialien, hier also von der Fe-Konzentration x , ab:

$$R_{\text{Fe}} = \frac{I_{\text{Cu}}}{I_{\text{Fe}}} = \frac{S_{\text{Cu}}}{S_{\text{Fe}}} \cdot \frac{e^{-d_{\text{FeMn}}/\Lambda_{\text{Cu}}}}{x(1 - e^{-d_{\text{FeMn}}/\Lambda_{\text{Fe}}})} \quad (2.4)$$

$$R_{\text{Mn}} = \frac{I_{\text{Cu}}}{I_{\text{Mn}}} = \frac{S_{\text{Cu}}}{S_{\text{Mn}}} \cdot \frac{e^{-d_{\text{FeMn}}/\Lambda_{\text{Cu}}}}{(1-x)(1 - e^{-d_{\text{FeMn}}/\Lambda_{\text{Mn}}})}. \quad (2.5)$$

Die Abklingtiefen Λ_i sowie die relativen Sensitivitäten S_{Cu}/S_i lassen sich nun mit Hilfe von MEED- und AES-Spektren bestimmen. Dazu werden Schichtdicke d_{FeMn} und Fe-Konzentration x aus den MEED-Oszillationen eines reinen Fe-Filmes sowie eines $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmes mit den gleichen Einstellungen für Fe, und somit der gleichen Aufdampfrate, bestimmt, und mit den Verhältnissen der Peakhöhen R_{Fe} und R_{Mn} verglichen. Mit einer auf diese Art und Weise kalibrierten Apparatur kann dann die Fe-Konzentration ausschließlich aus den AES-Spektren bestimmt werden.

Abbildung 2.2 zeigt ein Beispiel eines AES-Spektrums. Man erkennt bei 542 eV einen der drei LMM-Hauptpeaks von Mn, der zur Bestimmung der Fe-Konzentration benutzt wird, da er als einziger mit keinem Fe-Peak überlappt. Die beiden Peaks bei nächsthöheren Energien entstehen aus einem Überlapp von Fe- und Mn-Peaks, danach folgt bei 703 eV der für die Auswertung zu benutzende Fe-Peak. Bei noch höheren Energien liegen die drei LMM-Hauptpeaks

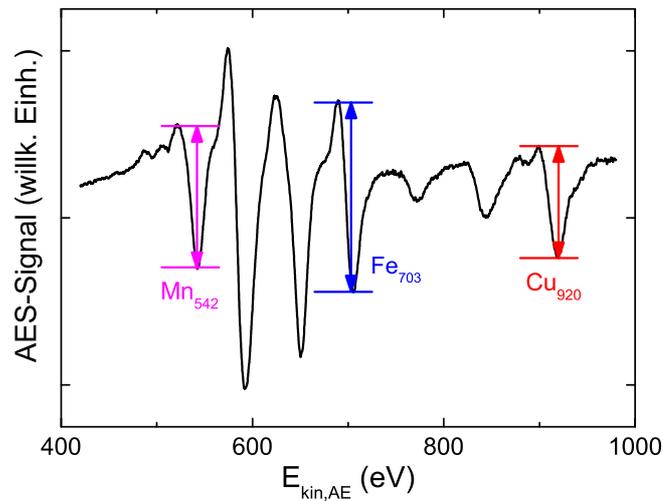


Abbildung 2.2.: Beispiel eines AES-Spektrums von 7 ML $\text{Fe}_{59}\text{Mn}_{41}/\text{Cu}(001)$. Die Intensitäten der bezeichneten Peaks werden für die Bestimmung der Fe-Konzentration genutzt.

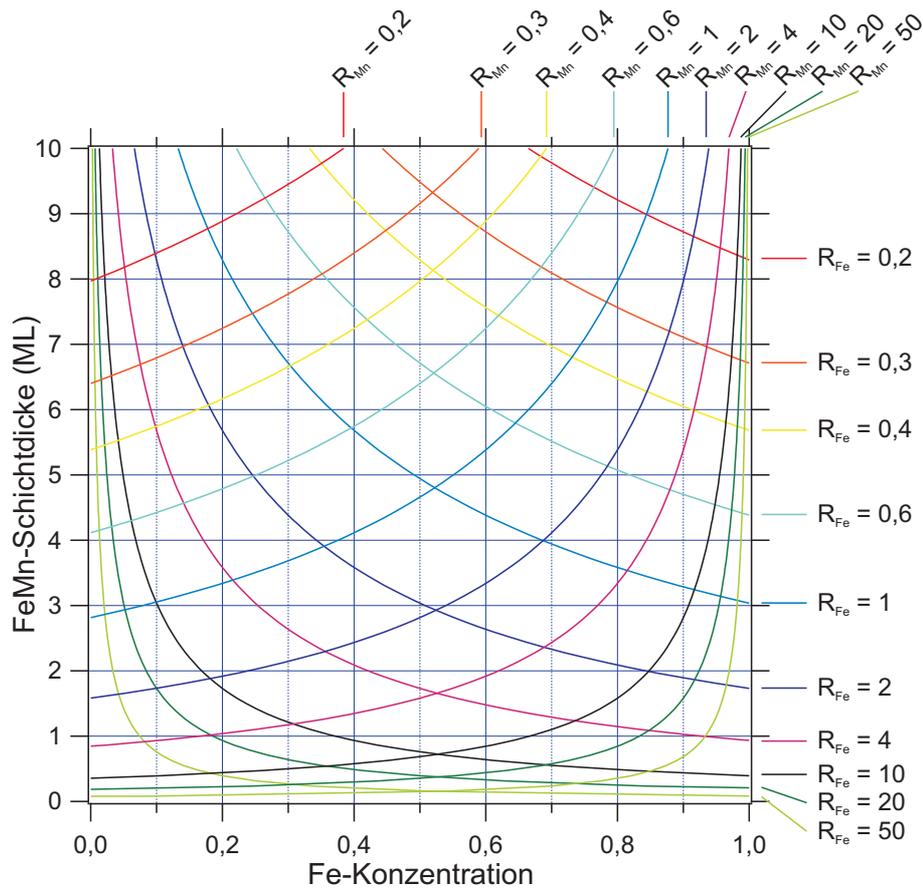


Abbildung 2.3.: Auftragung der relativen Auger-Intensitäten für $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$. Aus dem Schnittpunkt der Linien lassen sich Fe-Konzentration und $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke ablesen.

von Cu bei 776 eV, 849 eV und 920 eV, der als der größte der drei für die Auswertung benutzt wird [76].

Aus der Kalibrierung mit Hilfe von MEED-Oszillationen ergeben sich für die in dieser Arbeit benutzte Apparatur die Abklingtiefen zu $\Lambda_{\text{Cu}} = 4,8 \text{ ML}$, $\Lambda_{\text{Fe}} = 4,2 \text{ ML}$ und $\Lambda_{\text{Mn}} = 4,0 \text{ ML}$, und die relativen Sensitivitäten zu $S_{\text{Cu}}/S_{\text{Fe}} = 0,9688$ und $S_{\text{Cu}}/S_{\text{Mn}} = 0,9083$. Abbildung 2.3 zeigt die zugehörige Auftragung der relativen Peak-Intensitäten für verschiedene Werte, aus der x und d_{FeMn} abgelesen werden können. Dies wurde bei sämtlichen Messungen ausgenutzt, um nach jedem $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Aufdampfvorgang die Zusammensetzung des entstandenen Filmes bestimmen zu können.

2.5. Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)

Der magneto-optische Kerr-Effekt stellt die in dieser Arbeit verwendete Haupt-Messtechnik dar. Sie dient der magnetischen Charakterisierung der Proben und ihre Funktionsweise wird in diesem Abschnitt genauer erläutert.

Fällt Licht auf ein magnetisches Medium und wird an diesem reflektiert, so werden im Allgemeinen die Polarisationssebene und die Elliptizität des einfallenden Strahls verändert. Da diese Licht-Drehung in den 1870er Jahren von dem schottischen Physiker John Kerr (1824–1907) entdeckt wurde, wird sie heutzutage als magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE) bezeichnet.

Zur Messung des MOKE verwendet man linear polarisiertes Licht, für das es zwei verschiedene Polarisationszustände gibt: Schwingt der \vec{E} -Vektor der elektromagnetischen Welle senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes, so spricht man von s-polarisiertem Licht, schwingt \vec{E} parallel, so nennt man dies p-polarisiert.

Man unterscheidet drei verschiedene Geometrien für den MOKE, je nachdem wie Magnetisierung und Einfallsebene des Lichtes zueinander orientiert sind. Abbildung 2.4 zeigt die drei möglichen Orientierungen, wobei die transversale Geometrie nur mit p-polarisiertem Licht gemessen werden kann. Da die Ni-Schichten, die im Rahmen dieser Arbeit vermessen wurden, *out-of-plane*-magnetisiert sind, wurde hauptsächlich mit dem polaren Kerr-Effekt gearbeitet, obwohl der Messaufbau auch die longitudinale Geometrie zulässt.

In Ferromagneten ist sowohl die Änderung der Polarisationssebene θ_K als auch die Änderung der Elliptizität ϵ_K proportional zur Magnetisierung. Beide Größen hängen allerdings nicht nur von der Magnetisierung, sondern auch von den optischen Eigenschaften des untersuchten Materials ab, weshalb eine Messung der absoluten Magnetisierung recht kompliziert ist und eine Kalibrierung durch eine Probe bekannter Magnetisierung erfordert.

Der magneto-optische Kerr-Effekt eignet sich daher besser für relative Messungen, wie der Messung einer Hysteresekurve ohne die Bestimmung der absoluten Magnetisierung. Da es in dieser Arbeit jedoch hauptsächlich um die Ermittlung von Koerzitiv- und Verschiebungsfeldern

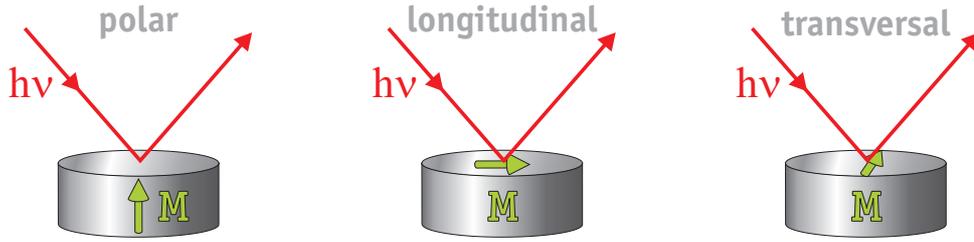


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der verschiedenen Geometrien (polar, longitudinal und transversal) des magneto-optischen Kerr-Effektes.

sowie der qualitativen Form der Hysteresekurven ging, ist der MOKE als Messmethode bestens geeignet.

In der Theorie kann der Effekt mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichung

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \cdot \vec{E} \quad (2.6)$$

erklärt werden. Dabei ist $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ die dielektrische Konstante [65] und ϵ der dielektrische Tensor

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{yx} & \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{zy} \\ \epsilon_{xz} & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

in den sowohl die Polarisierbarkeit der gebundenen Elektronen als auch die Leitfähigkeit des magnetischen Mediums einfließt. Dieser dielektrische Tensor lässt sich für unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen vereinfachen [77,78]: Da die Lorentz-Kraft

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.8)$$

senkrecht zum magnetischen Feld wirkt, verschwinden die Nebendiagonalelemente in Richtung der Magnetisierung. Für die *polare* MOKE-Geometrie (die Magnetisierung der Probe steht senkrecht zur Probenoberfläche in z-Richtung) gilt daher für den magnetischen Anteil des dielektrischen Tensors

$$\epsilon_{\text{polar}} \propto \begin{pmatrix} 1 & iQ & 0 \\ -iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

für die *longitudinale* MOKE-Geometrie (die Magnetisierung der Probe liegt in der Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichtes) gilt analog

$$\epsilon_{\text{longitudinal}} \propto \begin{pmatrix} 1 & 0 & -iQ \\ 0 & 1 & 0 \\ iQ & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Die magneto-optische Konstante Q , die in diesen Ausdrücken auftritt, ist proportional zur Magnetisierung der Probe und verursacht verschiedene Brechungsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht. Eine linear polarisierte elektromagnetische Welle ist eine Kombination aus links- und rechtszirkular polarisierten Wellen, für die im Medium unterschiedliche Brechungsindizes n_L und n_R gelten:

$$n_L = N \left(1 - \frac{1}{2}gQ \right) \quad n_R = N \left(1 + \frac{1}{2}gQ \right), \quad (2.11)$$

wobei unter der Annahme, dass die dielektrischen Eigenschaften in ϵ isotrop sind, $N = \sqrt{\epsilon}$ der Brechungsindex des Materials und $g = \cos(\vec{k}, \vec{M})$ der Cosinus des Winkels zwischen Wellenvektor \vec{k} und Magnetisierung \vec{M} sind.

Durch diese unterschiedlichen Brechungsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht ist der reflektierte Strahl im Allgemeinen elliptisch polarisiert. Stellt man in der x- bzw. y-Ebene linear polarisiertes Licht als

$$\vec{E}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \vec{E}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

dar, so kann zirkular polarisiertes Licht analog dargestellt werden durch

$$\vec{E}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \vec{E}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

woraus leicht ersichtlich ist, dass $\vec{E}_x = \vec{E}_R + \vec{E}_L$.

Der Kerr-Effekt, der aus Änderung von Polarisations Ebene θ_K und Elliptizität ϵ_K besteht, wird oft zusammengefasst zu einer komplexen Kerr-Drehung $\Phi_K = \theta_K + i\epsilon_K$. Eine genauere Rechnung [77], die sowohl Reflexion als auch Transmission mit den erforderlichen Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen berücksichtigt, ergibt dabei für s-polarisiertes Licht in der Näherung eines dünnen Films ($d < 50 \text{ ML}$) für die polare und longitudinale Kerr-Drehung [79]

$$\Phi_{K,\text{pol}} = - \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) \left(\frac{N_F^2}{1 - N_S^2} \right) Qd \quad (2.14)$$

$$\Phi_{K,\text{lon}} = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) \left(\frac{N_S}{1 - N_S^2} \right) \alpha Qd. \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, N_F den Brechungsindex des Filmes und N_S den des Substrates. Q ist die magneto-optische Konstante, d die Dicke des Films und $\alpha = \cos(\theta)$ der Cosinus des Einfallswinkels.

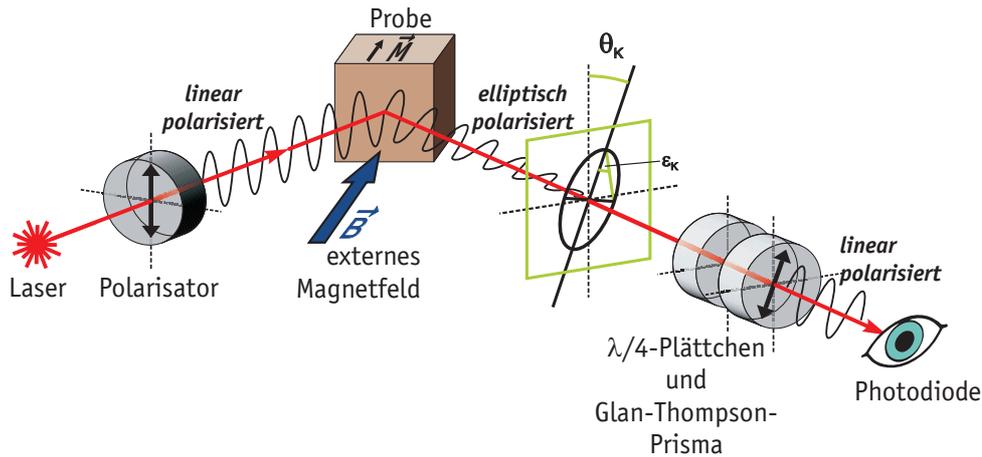


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effektes.

Aus diesem Ergebnis lässt sich ablesen, dass der polare Kerr-Effekt durch den Faktor N_F^2 deutlich größer als der longitudinale ist ($N_F > 1$ für metallische Filme). Numerische Simulationen [78] haben zudem gezeigt, dass der longitudinale Kerr-Effekt für einen Einfallswinkel von etwa $60\text{--}70^\circ$ zur Oberflächennormalen am größten ist. Der polare Kerr-Effekt ist im Bereich bis zu $\approx 70^\circ$ nahezu unabhängig vom Einfallswinkel des Lichtes und fällt für größere Einfallswinkel ab. In beiden Fällen sind sowohl die Elliptizität ϵ_K als auch die Drehung der Polarisationssebene θ_K proportional zur magneto-optischen Konstante Q . Da diese wiederum proportional zur Magnetisierung der Probe ist, stellen sowohl ϵ_K als auch θ_K eine Möglichkeit dar, die Magnetisierung der Probe zu messen.

In Abb. 2.5 ist der schematische Aufbau eines Lasersystems zur Bestimmung der Magnetisierung in polarer Geometrie gezeigt. Der zur Messung verwendete Laserstrahl wird linear polarisiert, trifft dann auf die Probe und ist somit elliptisch polarisiert.

Das $\lambda/4$ -Plättchen bewirkt eine um eine viertel Wellenlänge unterschiedliche Verzögerung von außerordentlichem und ordentlichem Strahl [80]. Passiert linear polarisiertes Licht das $\lambda/4$ -Plättchen im Winkel von 45° zu seiner optischen Achse, so ist der ausfallende Strahl zirkular polarisiert. Ist der Winkel $\neq 45^\circ$, so resultiert elliptisch polarisiertes Licht. Umgekehrt wird durch Einstellung des richtigen Winkels aus elliptisch polarisiertem Licht linear polarisiertes. Im Glan-Thompson-Prisma werden durch eine Doppelbrechung außerordentlicher und ordentlicher Strahl geteilt. Der ordentliche Strahl wird dann so abgelenkt, dass er im Gehäuse absorbiert wird. Die Kombination aus beiden optischen Bauteilen führt zu einem linear polarisierten Strahl, dessen Intensität direkt von der Kerr-Drehung Φ_K abhängt und damit proportional zur Magnetisierung der Probe ist. In der Praxis werden $\lambda/4$ -Plättchen und Glan-Thompson-Prisma so eingestellt, dass sie in Auslöschung stehen (siehe auch Abschnitt 3.3). Somit wird die Intensität minimiert und ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht.

Die Intensität des Strahls wird mit Hilfe einer Photodiode gemessen, so dass auf eine relativ einfache Art und Weise die Magnetisierung in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes aufgenommen werden kann. Bei ferromagnetischen Proben erhält man die Hysteresekurve, deren charakteristische Größen bereits in Abschnitt 1.1.1 erläutert wurden.

Neben dieser Art der Messung sind noch zwei weitere Möglichkeiten weit verbreitet: (ii) Statt der Nutzung von Glan-Thompson-Prisma und $\lambda/4$ -Plättchen als optische Bauteile kann ein Wollaston-Prisma verwendet werden. In diesem Fall wird das Signal in ordentlichen und außerordentlichen Strahl geteilt, so dass statt einer zwei Photodioden mit einem Differenzverstärker benutzt werden. Durch Drehen der Wollaston-Dioden-Anordnung wird das System dann so abgeglichen, daß das Differenzsignal verschwindet. Dadurch lässt sich die Kerrdrehung absolut messen [81]. (iii) Anstelle des Glan-Thompson-Prismas und $\lambda/4$ -Plättchens wird ein photoelastischer Modulator verwendet. Dieser ermöglicht es, sowohl Kerr-Drehung θ_K als auch Elliptizität ϵ_K mittels zweier Lock-In-Verstärker gleichzeitig zu messen. Aus Kostengründen wurde in dieser Arbeit die erste Methode mit Glan-Thompson-Prisma und $\lambda/4$ -Plättchen gewählt.

2.6. Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM)

Zur Charakterisierung von durchlöcherten Folien, die zum Aufdampfen benutzt werden sollen (siehe Kapitel 3 und 6), insbesondere zur Bestimmung von Größe und Anzahl der Löcher, wurde ein Transmissions-Elektronenmikroskop *CM12 (Philips)* mit einer Beschleunigungsspannung von 100 kV verwendet.

Da die Auflösung eines Mikroskops generell durch die Wellenlänge der verwendeten Strahlung begrenzt ist (beste Auflösung für optische Mikroskopie wenige 100 nm), wurde in den 1930er Jahren das Elektronenmikroskop entwickelt, bei dem die Welleneigenschaft von Elektronen anstatt des Lichtes genutzt wird. Durch die deutlich kürzere Wellenlänge von Elektronen gegenüber sichtbarem Licht kann dadurch eine viel höhere Auflösung erreicht werden. Die Auflösung eines TEMs liegt heute standardmäßig bei etwa 0,1 nm; mit hochauflösenden aberrationskorrigierten Mikroskopen kann sogar eine atomare Auflösung bis zu 50 pm erreicht werden.

Für ein Elektronenmikroskop werden zunächst im Hochvakuum Elektronen, meist durch thermische Feldemission, LaB₆-Kathoden oder Wolframfilamente, erzeugt und mit einer Hochspannung in Richtung Probe beschleunigt sowie von einer Linsenelektronik gebündelt. Die durch die Probe transmittierten oder von der Probe zurückgestreuten Elektronen (bei der Raster-Elektronen-Mikroskopie) werden dann wiederum gebündelt und treffen auf einen Leuchtschirm, auf dem das Bild abgebildet und mit Photopapier oder einer Kamera aufgenommen werden kann.

Bei der Transmissions-Elektronenmikroskopie werden - wie der Name schon sagt - dieje-

nigen Elektronen zur Bilderzeugung benutzt, die die Probe passiert haben [82]. Auf ihrem Weg durch die Probe werden die Elektronen gestreut und verlassen daher die Probe unter einem unterschiedlichen Winkel. Werden nun Elektronen nach diesem Austrittswinkel aufgetragen, so ergibt sich ein Beugungsbild, das dem der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Beugung niederenergetischer Elektronen ähnelt. Eine zweite Möglichkeit ergibt sich aus der Auftragung der nicht-gestreuten Elektronen, die ein Bild ergeben, das stark von der Kristallstruktur abhängt. Somit lassen sich sehr genau die Grenzflächen unterschiedlicher Materialien, aber auch Versetzungen innerhalb eines Materials aufzeichnen.

Allerdings müssen für die Vermessung von Kristallstrukturen diese zunächst auf sehr dünne (typischerweise im 1–100 nm-Bereich) Scheiben zugeschnitten werden, damit genügend Elektronen die Probe passieren können.

Deutlich einfacher ist es, wie im vorliegenden Fall, den Kontrast zwischen Löchern und Nicht-Löchern abzubilden. Die in dieser Arbeit untersuchten Folien haben eine Dicke von etwa 10 μm , so dass sie kaum von Elektronen durchdrungen werden und diese nur direkt durch die Löcher auf den Messschirm gelangen. Somit erhält man ein Bild der Folien, auf dem Lochgröße und -verteilung zu erkennen sind.

2.7. Rasterkraftmikroskopie

Für die Darstellung und Vermessung der Größe der aufgedampften nanostrukturierten Filme wurde in dieser Arbeit ein Rasterkraftmikroskop *Cervantes* (Nanotec) benutzt. Bei dieser 1986 erfundenen Art Mikroskopie [83] wird eine dünne, an einem Federarm befestigte Spitze, die optimalerweise in einem einzelnen Atom endet, mit Piezomotoren über die Probe gerastert. Dabei ändert sich die zwischen Spitze und Probenoberfläche wirkende Kraft je nach Topologie der Oberfläche, so dass daraus rechnerisch ein Bild der Oberfläche gewonnen werden kann.

Man unterscheidet beim Rasterkraftmikroskop grundsätzlich zwei verschiedene Betriebsarten: Den Kontakt-Modus und den Schwingungs-Modus (meist als *tapping mode* bezeichnet). Im Kontakt-Modus wird die Spitze in einem gewissen Abstand über die Probe gefahren; zur Aufzeichnung der Topologie gibt es dann wiederum zwei Möglichkeiten: Wird die vertikale Position der Spitze unverändert gelassen, so resultiert dies in einer Verbiegung des Spitzenhalters, die meist über die Ablenkung eines Laserstrahls gemessen wird. Diese Verbiegung spiegelt genau die Oberflächentopologie wieder und kann direkt als Messsignal verwendet werden. Eine andere Möglichkeit ergibt sich daraus, die Spitze durch Abstandsänderungen mit Hilfe von Piezo-Elementen so der Oberfläche nachzuführen, dass die resultierende Kraft konstant bleibt. Die Verbiegung des Spitzenhalters wird in diesem Fall einem Regler übergeben, der dafür sorgt, dass sich das Piezo-Element so verändert, dass der Verbiegung entgegengewirkt wird. In diesem Fall ist die Spannung (bzw. die Auslenkung) des Piezo-Elementes das Messsignal, das die

Probenoberfläche abbildet.

Im Schwingungs-Modus wird der Spitzenhalter mit der daran angebrachten Spitze senkrecht zur Oberfläche in Schwingung versetzt. Ändert sich nun der Abstand zur Oberfläche, so resultiert das in einer Änderung der Schwingungsfrequenz. Analog zum zweiten Fall des Kontakt-Modus wird damit ein Piezo-Element gesteuert um eine konstante Schwingungsfrequenz beizubehalten, womit wiederum die Topologie dargestellt wird. Der Hauptvorteil dieser Methode ist der, dass die Spitze nicht die Oberfläche berührt und damit eine mögliche Schädigung von Oberfläche und Spitze verhindert wird. Für metallische Filme, die in dieser Arbeit vermessen wurde, spielte eine Schädigung allerdings keine Rolle, weshalb beide Betriebsarten ausprobiert wurden, um das jeweils beste Ergebnis zu erzielen.

3. Aufbau des Ultrahochvakuum-MOKE-Messsystems

Einen großen zeitlichen Anteil dieser Arbeit nahm der Aufbau einer neuen Ultrahochvakuum (UHV)-Kammer, für die Teile einer vorhandenen Kammer benutzt wurden, sowie der Aufbau eines neuen MOKE-Laser-Messsystems ein. Außerdem wurde ein Probenhaltermechanismus konzipiert, der zum Aufdampfen durch durchlöchernde Masken zur Erzeugung nanostrukturierter Schichtsysteme genutzt werden soll. Dieses Kapitel widmet sich deshalb recht ausführlich dem Design und Aufbau der UHV-Kammer und ihrer Komponenten sowie des Laser-Systems.

3.1. Konzeption und Design

Zur Herstellung und Untersuchung der Doppel- und Dreifachschichtsysteme im Rahmen dieser Arbeit wurde eine UHV-Kammer konzipiert, die darauf angelegt ist, die Proben präparieren und *in situ* mittels magneto-optischem Kerr-Effekt vermessen zu können. Dies ist notwendig, um eine Verunreinigung oder Oxidation der Oberfläche zu minimieren, damit mehrere Schichten schrittweise aufgedampft und vermessen werden können ohne dass ihre physikalischen Eigenschaften durch Fremdatome beeinflusst werden.

Deshalb waren folgende Anforderungen an Kammer und Messaufbau gestellt:

- Präparation der Probe (Sputtern, Tempern, Aufdampfen, MEED) im Ultrahochvakuum
- Positionierung der Probe für die unterschiedlichen Arbeitsschritte
- Kühlen und Heizen der Probe im Bereich von 140 K bis 900 K
- Charakterisierung der Probe mittels AES und LEED
- magnetische Charakterisierung mit polarem und longitudinalem MOKE im UHV
- Möglichkeit zum Auswechseln von Kristall oder Masken
- Aufdampfen durch Nanolochmasken

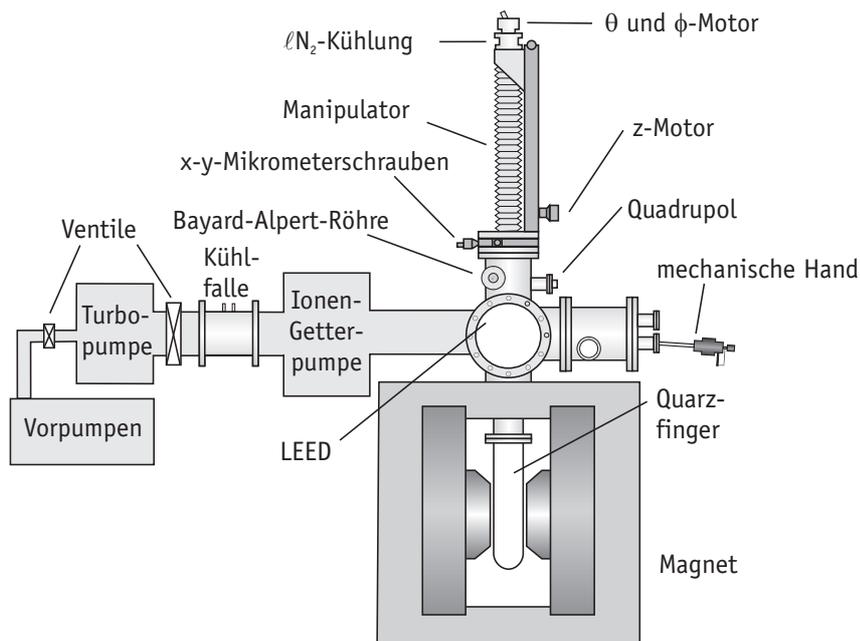


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau der UHV-MOKE-Kammer (Seitenansicht).

Damit die Probe für die verschiedenen Anwendungen in unterschiedliche Positionen gefahren werden kann, ist sie auf einem Fünf-Achsen-Manipulator *HPLT 500* der Firma *VG Scienta* in einem *ZSH2*-Probenhalter befestigt. Dieser Manipulator erlaubt die Bewegung der Probe um $\pm 12,5$ mm in x- und y-Richtung, eine Vertikalbewegung über 480 mm sowie die Rotation sowohl um nahezu 360° um die vertikale Manipulator-Achse (θ -Rotation) als auch um nahezu $\pm 110^\circ$ um die Probennormale (Azimut- oder ϕ -Rotation). Die Bewegung in x- und y-Richtung erfolgt manuell über Mikrometerschrauben. Die z-, θ - und ϕ -Bewegungen werden über Schrittmotoren realisiert, deren programmierbare Steuerung im Anhang B.4 gezeigt ist.

Neben der Positionssteuerung der Probe erlaubt der Manipulator auch eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff (ℓN_2) bis hinunter auf etwa 100 K sowie ein Heizen der Probe mit einer Widerstandsheizung bis etwa 1000 K. Zusätzlich sind elektrische Durchführungen vorhanden, die die Messung des Probenstroms und der Proben temperatur über unmagnetische *Typ-N*-Thermoelemente erlauben.

Ein schematischer Aufbau der UHV-Kammer ist in Abb. 3.1 gezeigt. Die Präparation der Proben erfolgt im oberen Teil der Kammer, der später im Abschnitt 3.2 genauer beschrieben wird. Zur Messung wird die Probe nach unten in den Quarzglasfinger gefahren, der zwischen den Magnet-Polschuhen liegt, an dem der MOKE-Laser-Aufbau angebracht ist (siehe Abschnitt 3.3).

Für einen schnellen Austausch des Kristalls oder der Nanolochmasken werden diese auf *Omicron*-Probenplättchen befestigt, die mit einem Griff ausgestattet sind. Um diese möglichst einfach und schnell von außen in das Vakuum einführen zu können, dient eine Schleuse mit

mechanischer Hand zum Transfer (siehe Abschnitt 3.4).

Zur Erzeugung des Ultrahochvakuums steht ein mehrstufiges System aus mehreren Pumpen zur Verfügung: Die Hauptpumpe der Kammer ist eine Turbopumpe *TMU 261*, deren Vorvakuum mit einem Pumpstand *TSH 071* (beides von *Pfeiffer Vacuum*) erzeugt wird. Zusammen mit einer Ionen-Getterpumpe *Star Cell* und einer Titansublimationspumpe *916-0017* der Firma *Varian* wird ein Ultrahochvakuum mit einem Basisdruck von $\approx 5 \cdot 10^{-10}$ mbar erzeugt. Zur Druckmessung dient eine Bayard-Alpert-Röhre *AGI17G* von *Tetra*. Zur genaueren Analyse des in der Kammer verbleibenden Restgases und Lecksuche steht ein Quadrupol-Massenfilter von *Fisons Instruments* zur Verfügung. Um den Verlauf des in der Kammer herrschenden Drucks über die Zeit kontrollieren zu können, wurde ein Messprogramm geschrieben, das automatisch alle fünf Minuten den Druck aufzeichnet.

Zur weiteren Druckverbesserung wurde außerdem eine Kühlfalle (siehe Anhang A.1) gebaut, die mit flüssigem Stickstoff befüllt werden kann. Im Test bewirkte das Befüllen einen Druckabfall um $2,5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Da dies für die vermessenen Proben keine signifikante Verbesserung darstellte, wurde sie allerdings meist nicht betrieben.

3.2. Präparationsteil

In der oberen Ebene der UHV-Kammer, die in Abb. 3.2 dargestellt ist, wurden sämtliche Proben präpariert. Zur Vorbereitung des Substrates dient dabei eine Sputterkanone *Model 981-2043* von *Varian*, die nach Einlassen von Ar-Gas über ein Leckventil zum Saubersputtern der Probe benutzt wird. Zum anschließenden Tempern dient die Widerstandsheizung, die sich hinter der Probe im Probenhalter befindet, und mit einer PID-Steuerung über den Mess-Computer betrieben wird (siehe Anhang B.1).

Zur Überprüfung von Kristallstruktur und Qualität des Substrates steht eine LEED-Optik *Spectaleed (Omicron)* zur Verfügung, deren Schirm gleichzeitig zur Detektion der MEED-Oszillationen dient. Während des Aufdampfens der Ni- und $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme mit Hilfe des *Triple EFM*-Dreifach-Verdampfers (*Omicron*) wurde die Probe in streifendem Einfall mit der Elektronenkanone des AES-Systems beschossen, welches dafür genau gegenüber der LEED-Optik montiert wurde. Eine an die LEED-Optik angebrachte CCD-Kamera detektiert die Beugungsmaxima und überträgt das Bild an den Mess-Computer, an dem die Intensität der Reflexe mit Hilfe des Programms *EE 2000* in Echtzeit ausgewertet wird. Um den Dreifach-Verdampfer auf die Mitte der Probe ausrichten zu können, ist dieser über einen fixierbaren flexiblen Balg (*port aligner*) mit der UHV-Kammer verbunden.

Zur Analyse der chemischen Zusammensetzung der aufgedampften Filme dient das AES-System *CMA 10-155 (Perkin Elmer)*, für das eine Linearverstellung konzipiert wurde (siehe Anhang A.2) um das System zur AES bis auf wenige mm an die Probe heranzufahren zu können,

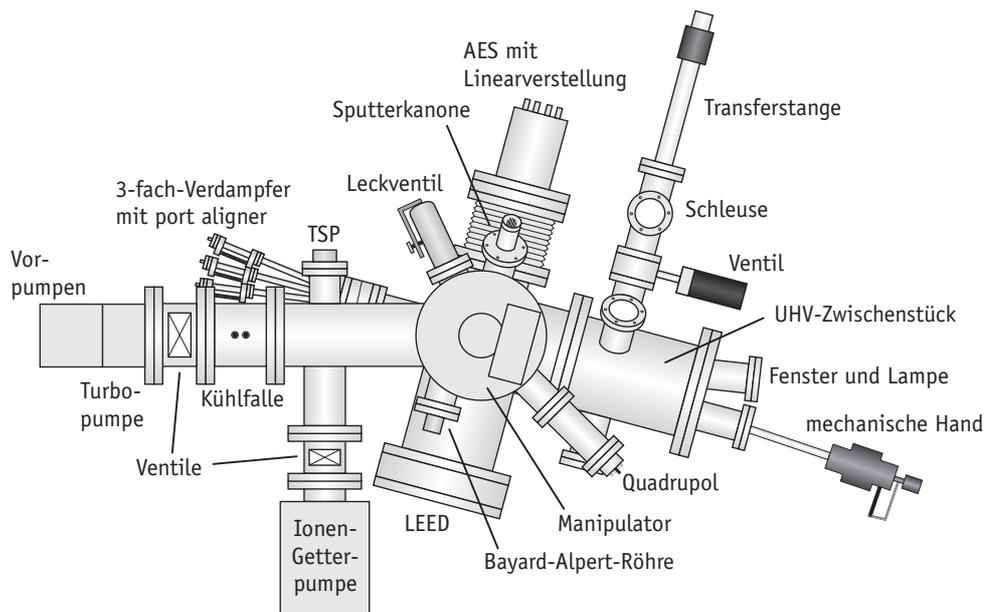


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau der UHV-MOKE-Kammer (Ansicht von oben).

andererseits aber möglichst viel Bewegungsspielraum beim Aufdampfen und Messen zu haben. Wird keine AES durchgeführt, so wird das System mit Hilfe der Linearverstellung zurückgefahren und behindert somit nicht die θ -Drehung der Probe in vollem Umfang. Die AES-Daten werden mit einem Computer mit Hilfe eines LabView-Programms aufgezeichnet (siehe Anhang B.2).

3.3. Glasfinger und Lasersystem

Nach der Präparation der Mehrfachsichten kann die magnetische Probe *in situ* vermessen werden. Dazu wird die Probe in den für diesen Zweck speziell angefertigten 90 mm-Quarzglasfinger im unteren Teil der UHV-Kammer gefahren. Dieser befindet sich zwischen den Polschuhen eines Magneten *B-E 20 (Bruker)*, so dass die Probe hier einem externen Magnetfeld ausgesetzt werden kann. Das maximale Magnetfeld, das mit dem zur Verfügung stehenden bipolaren 12 A-Netzgerät *NLB 1200-100 (F.u.G. Elektronik)* erreicht werden kann, beträgt etwa ± 200 mT. Prinzipiell ließen sich bei dem gegebenen Polschuhabstand mit dem maximal zulässigen Strom von 50 A Felder von ≈ 1 T erreichen. Die Feldstärke wird mit einem Teslameter *FM 3000 (Projekt Elektronik)* gemessen.

Die Abmessungen des Quarzglasfingers sind so gewählt, dass im Inneren möglichst viel Platz zum Positionieren der Probe vorhanden ist, insbesondere um sowohl in-plane- als auch out-of-plane-magnetisierte Filme vermessen zu können. Dazu wird die Probe mit der θ -Drehung um ihren Mittelpunkt um 90° im Magnetfeld gedreht, so dass sowohl der polare als auch der

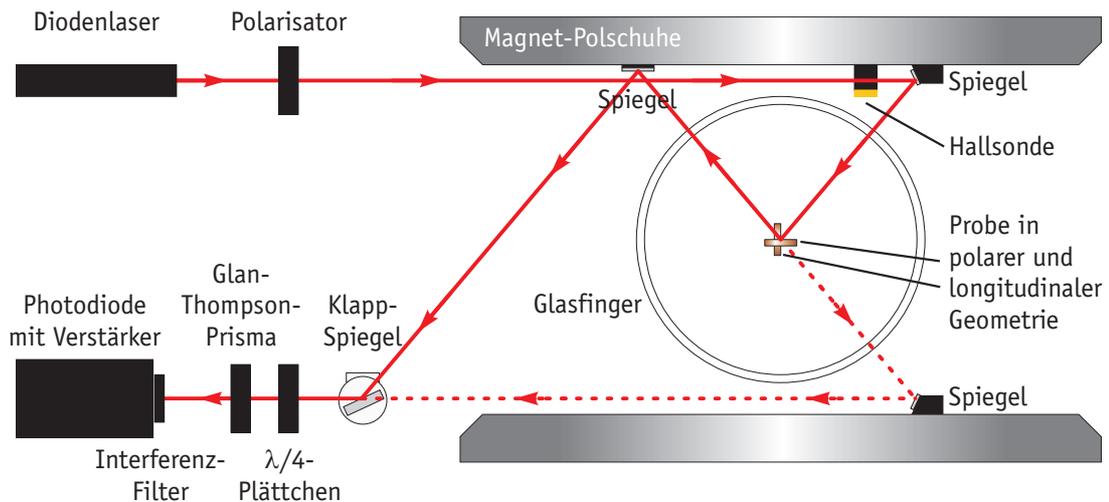


Abbildung 3.3.: Schematischer HAufbau des *in situ* MOKE-Lasersystems an der UHV-Kammer. Polare und longitudinale Messungen sind möglich, wobei die Probe um 90° gedreht und der Klappspiegel für longitudinale Messungen aus dem Strahlengang geklappt wird.

longitudinale MOKE gemessen werden können.

Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau des MOKE-Lasersystems, das auf einer Optikplatte aufgebaut wurde, die fest mit dem Magneten verbunden ist. Der Magnet kann inklusive des gesamten Lasersystems auf einem Schienensystem zur Messung an die UHV-Kammer geschoben und dort in der richtigen Position fixiert werden.

Ein Diodenlaser *LAS-DLSC 635-1 (Laser 2000)* erzeugt linear polarisiertes Licht der Wellenlänge 635 nm. Der Polarisator ist so eingestellt, dass das Licht nach dem Durchlaufen s-polarisiert ist. Der Diodenlaser wurde dabei so gedreht, dass die Intensität durch den Polarisator auf ein vernünftiges Maß (Vermeidung von zu viel Streulicht bei gleichzeitig hohem Signal-Rausch-Verhältnis) reduziert wird. Über einen Spiegel, der am Polschuh befestigt ist, wird der Laserstrahl auf die Probe gelenkt. Der Winkel ist dabei auf 60° zur Probennormalen bei longitudinaler Messung eingestellt, da bei diesem Winkel der größte longitudinale MOKE auftritt, während der polare MOKE nahezu unabhängig vom Einfallswinkel ist (siehe Abschnitt 2.5).

Der nun elliptisch polarisierte Laserstrahl wird über einen (longitudinaler MOKE) bzw. zwei (polarer MOKE) weitere Spiegel gelenkt, wobei der Klappspiegel für longitudinale Messungen aus dem Strahlengang geklappt wird. Durch die Kombination von $\lambda/4$ -Plättchen und Glan-Thompson-Prisma wird der Laserstrahl wieder linear polarisiert und fällt durch einen Interferenz-Filter, der sicherstellt, dass kein Streulicht hindurchgelangt, auf die Photodiode. Diese ist in eine Box mit integriertem Verstärker (Eigenbau, siehe Anhang A.6) eingebaut, von der das Signal an den Mess-Computer übergeben wird.

Spiegel und Laser werden so justiert, dass der Strahl möglichst mittig auf die Photodiode fällt. Um dies zu gewährleisten, ist diese auf einen Optikhalter montiert, der die Bewegung in

beide Richtungen senkrecht zum Laserstrahl erlaubt. Nun wird der Polarisator zunächst um etwa 1° aus der s-Polarisation herausgedreht. Dann werden die optischen Achsen von $\lambda/4$ -Plättchen und Glan-Thompson-Prisma so lange abwechselnd angepasst, dass das an der Photodiode ankommende Signal minimal ist. Danach wird der Polarisator zurück in die Stellung gebracht, die s-polarisiertes Licht erzeugt. Diese Prozedur wurde stets durchgeführt um das beste Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten [79].

Ein mit *LabView* programmiertes Messprogramm (siehe Anhang B.3) steuert über das Netzgerät das externe Magnetfeld, das mit einer zu wählenden Schrittweite durchgeföhren wird. Dabei werden gleichzeitig das Messsignal der Photodiode und die Stärke des externen Magnetfeldes über eine AD/DA-Wandlerbox *KUSB-3116 (Keithley)* eingelesen, so dass eine Hysteresekurve aufgenommen wird. Das Programm erlaubt das automatische Durchfahren, Aufzeichnen und Mitteln einer frei wählbaren Anzahl von Hysteresekurven. Mit Hilfe einer PID-Regelung können verschiedene Proben Temperaturen angefahren und die jeweilige Hysteresekurve aufgezeichnet werden. Ein temperaturgesteuertes MOKE-Messprogramm (siehe Anhang B.3.1) erlaubt das automatisierte Anfahren verschiedener Temperaturen sowie die Messung der Hysteresekurven.

3.4. Schleuse mit Aufbewahrungsmagazin

Für einen möglichst unkomplizierten Austausch von Kristall oder Nanolochmasken ohne das UHV zu brechen wurde eine Schleuse konzipiert, deren Bestandteile in Abb. 3.2 (rechts oben) zu sehen sind. Die eigentliche Schleuse besteht aus einem T-förmigen Vakuumflansch mit Ventil, an das eine Transferstange mit Probenmagazin montiert ist. In diesem Probenmagazin mit Haltefeder (siehe Abb. 3.4 (b) und Anhang A.3) können bis zu fünf Probenplättchen mit Kristall oder Nanolochmasken aufbewahrt werden. Eingesetzt werden sie, indem das nach oben zeigende Fenster des T-Stücks geöffnet wird und das Magazin mit Hilfe der Transferstange auf die richtige Höhe geföhren wird.

Abbildung 3.4 (a) zeigt ein Bild der für die Nanolochmasken verwendeten Probenplättchen. Man erkennt oben rechts den Griff, mit dem das Probenplättchen gefasst werden kann. Die mechanische Hand hat dafür eine Aussparung in genau der Form des Griffs. Die Nanolochmasken werden mit Leitsilber auf eine Seite des Probenplättchens geklebt. Damit das Verdampfermaterial die Nanolochmaske und den dahinter liegenden Kristall erreichen kann, wurden die Probenplättchen mit einem Loch in der Mitte versehen. Der Cu(001)-Kristall wird mit verdrehten Ta-Drähten, die auf ein weiteres ungelochtes Probenplättchen gepunktet werden, an diesem befestigt.

Die Schleuse kann bei geschlossenem Ventil mit Hilfe eines Pumpstands evakuiert und ausgebacken werden. Nach Öffnen des Ventils kann das Probenmagazin in den Hauptteil der

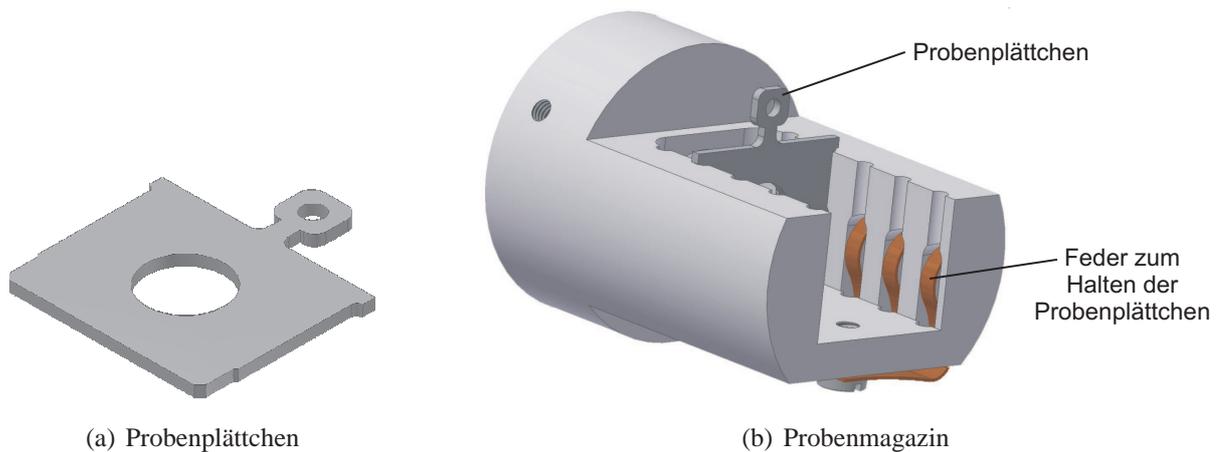


Abbildung 3.4.: (a) Probenplättchen, auf denen die Nanolochmasken befestigt werden. (b) Probenmagazin, in das fünf Probenplättchen eingesetzt werden können. Die Feder verhindert, dass die Plättchen aus dem Magazin herausrutschen.

UHV-Kammer gefahren und ein Probenplättchen mit der mechanischen Hand gegriffen und in den Probenhalter am Manipulator eingesetzt werden. Da die richtige Dimensionierung entscheidend dafür ist, dass Transferstange und Manipulator gut mit der mechanischen Hand erreicht werden können, wurde ein UHV-Zwischenstück entworfen, das genau auf die richtigen Maße zugeschnitten ist (siehe Anhang A.4).

3.5. Nanolochmasken-Annäherungsmechanismus

Zur Erzeugung nanostrukturierter einkristalliner Filme sollen die metallischen Schichten, wie in den ausgedehnten Filmen, epitaktisch aufgedampft werden. Die Nanostrukturierung entsteht durch das Aufsetzen einer Nanolochmaske, durch die die Metalle auf die Probe gelangen. Diese durchlöchernte Maske muss dafür vor dem Aufdampfen möglichst nah an das Substrat herangefahren werden und während des Aufdampfens möglichst parallel zur Kristalloberfläche anliegen um Schatteneffekte zu vermeiden. Für diesen Zweck wurde ein spezieller Doppelprobenhalter entwickelt und konstruiert.

Abbildung 3.5 zeigt den Aufbau dieses Doppelprobenhalters. Er besteht aus der unteren Basisplatte, in die das Probenplättchen mit Cu(001)-Kristall eingesetzt wird, und der oberen beweglichen Platte, in die ein Probenplättchen mit Nanolochmaske eingesetzt wird. Die Probenplättchen werden von Blattfedern gehalten, die so gebogen sind, dass die Plättchen einfach ausgewechselt werden können, aber auch bei einer Bewegung des Manipulators nicht aus der Halterung herausrutschen.

Die obere und untere Platte sind über Gewindestangen miteinander verbunden, wobei die

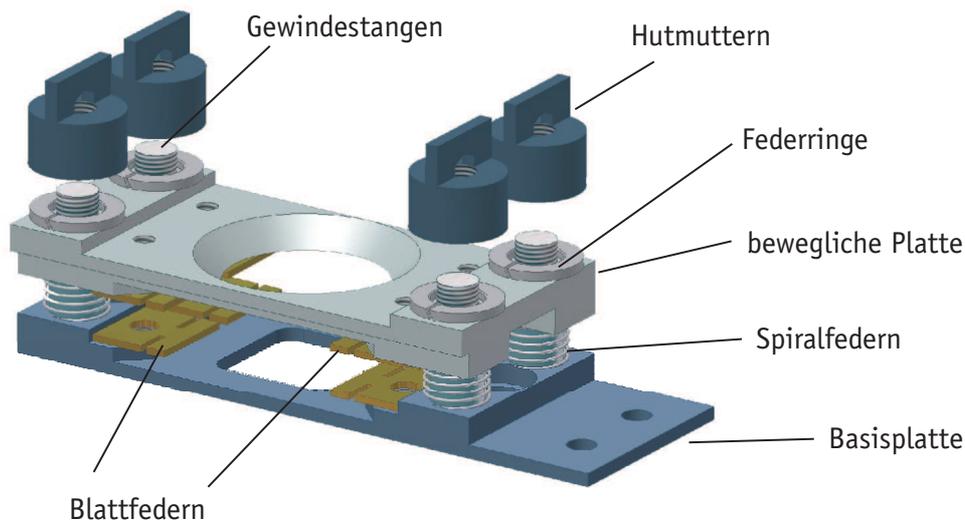


Abbildung 3.5.: Aufbau des Nanolochmasken-Annäherungsmechanismus.

obere Platte auf den Gewindestangen frei beweglich ist. Spiralfedern drücken die obere Platte von der Basisplatte weg, damit eine Lochmaske eingesetzt werden kann ohne den Kristall zu zerkratzen.

Vor dem Aufdampfprozess wird dann die bewegliche Platte mit Hilfe der vier Hutmutter an den Kristall angenähert. Die Hutmutter sind so konzipiert, dass sie mit der mechanischen Hand gegriffen und gedreht werden können. Die Annäherung erfolgt Schritt für Schritt durch wechselweises Festziehen der vier Mutter. Die Federringe zwischen Hutmutter und oberer Platte verhindern, dass eine zu fest angezogene Mutter die Lochmaske schief (also nicht planparallel zur Kristalloberfläche) sitzen lässt.

Nun können metallische Schichtsysteme durch die Nanolochmaske aufgedampft werden. Danach werden die Mutter wieder gelockert und die Maske zur MOKE-Messung der Probe entfernt.

Die obere Platte ist so dimensioniert, dass der Kristall, wenn keine Maske eingesetzt ist, durch die konische Bohrung hindurch gesputtert (und auch mit ausgedehnten Filmen bedampft) werden kann. Die Gesamthöhe des Annäherungsmechanismus wurde klein genug gehalten, dass der Kristall nah genug an das AES-System gefahren und AES-Spektren aufgenommen werden können. Durch diese maximal mögliche Höhe ist der maximale Abstand von oberer und unterer Platte zu gering, um Elektronen in streifendem Einfall auf die Probe zu schießen und somit MEED-Oszillationen beobachten zu können. Die Bestimmung der Aufdampfzeiten erfolgt im Fall des eingebauten Annäherungsmechanismus daher ausschließlich über die Auger-Elektronen-Spektroskopie.

4. Messungen ausgedehnter Doppelschichtsysteme

Zur Aufklärung des Einflusses der FM–AFM-Kopplung auf die antiferromagnetische Ordnungstemperatur wurden drei verschiedene Probenserien vermessen. Die Unterschiede der drei Serien sowie ihre Funktion werden im Folgenden erläutert. In den Unterkapiteln werden dann die verschiedenen Messungen und die daraus folgenden Ergebnisse vorgestellt.

Probenserie (A)

In der ersten Serie (A) wurden 15 ML Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Proben untersucht, in denen Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke und -zusammensetzung variiert wurden. Anhand von temperaturabhängigen Hysteresekurven konnte so die Ordnungstemperatur T_{AFM} in Abhängigkeit dieser beiden Parameter untersucht werden. Die Fe-Konzentration wurde im Bereich von 40–60 % variiert, um sicherzustellen, dass sich die Fe_xMn_{1-x}-Schicht antiferromagnetisch verhält und epitaktisch auf Cu(001) aufwächst. Das lagenweise Wachstum, das mit Hilfe von MEED-Oszillationen (siehe Abschnitt 2.3) *in situ* beobachtet werden konnte, erlaubt es, Fe_xMn_{1-x}-Filme im Dickenbereich von 6–9 ML in Abständen von einer halben Monolage herzustellen. Durch das monolagenweise Wachstum von Fe_xMn_{1-x} auf Cu(001) sind komplett gefüllte Monolagen sehr glatt, während die Rauigkeit bei halbzahligen Schichtdicken erhöht ist. Dies erlaubt zusätzlich eine Untersuchung der Abhängigkeit der Ordnungstemperatur T_{AFM} von der atomaren Rauigkeit der Grenzfläche. Die Ergebnisse der Messungen dieser Serie werden in Abschnitt 4.2.1 und 4.3 vorgestellt, in Abschnitt 4.1 wird zunächst erklärt, wie die Ordnungstemperatur anhand der temperaturabhängigen Messungen bestimmt werden kann.

Probenserie (B)

Die zweite Messserie (B) besteht aus Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)- und Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Doppelschichten, in denen die Ni-Schichten wiederum eine Dicke von 15 ML hatten, während Schichtdicke und -zusammensetzung der Fe_xMn_{1-x}-Schichten variiert wurden. Da Ni-Filme ab einer Dicke von etwa 6 ML nicht mehr lagenweise auf Cu(001) wachsen, ergibt sich für die umgekehrte Schichtfolge Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001) eine deutlich erhöhte Grenzflächenrauigkeit [75].

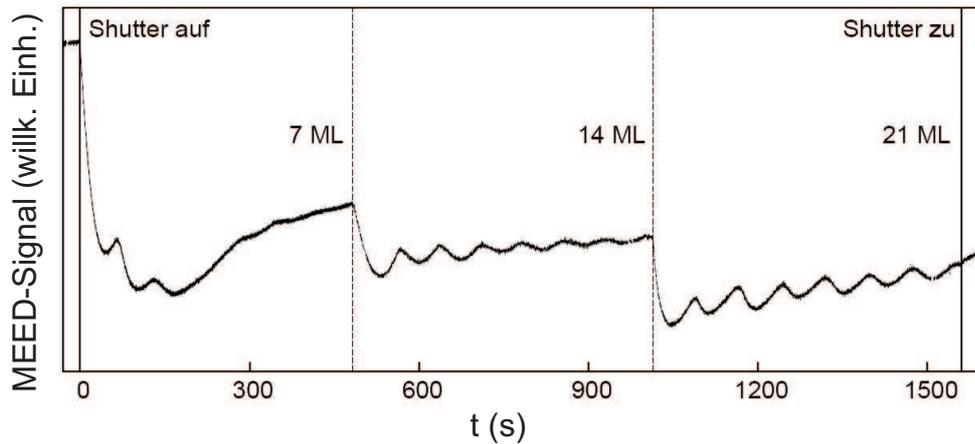
Durch Tempern der Ni-Schicht vor dem Aufwachsen des $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmes kann diese Grenzflächenrauigkeit wieder vermindert werden, wodurch die resultierende Grenzflächenrauigkeit zwischen der der unbehandelten $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Filme und der der $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme liegt. Die Temperatur beim Tempern sollte allerdings nicht zu hoch gewählt werden, um ein Vermischen von Ni- und Cu-Atomen an der Grenzfläche zu vermeiden. Um den Film trotzdem möglichst effektiv zu glätten, wurde die Dauer des Temperns relativ lang gewählt und lag bei etwa 20 min bei einer Temperatur von 450 K. Dass diese Dauer ausreichend gewählt war, konnte im Rahmen dieser Arbeit anhand der MEED-Oszillationen während des Wachstums einer $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schicht auf einer Ni-Schicht gezeigt werden. Wie in Abb. 4.1 zu erkennen ist, sind die Oszillationen deutlich ausgeprägter und setzen früher ein, wenn die Ni-Schicht zuvor getempert wurde [84]. Die Ergebnisse der zweiten Messreihe, die Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von Grenzflächenrauigkeit und Schichtfolge, werden in Abschnitt 4.2.2 behandelt.

Sämtliche Proben der Serie (B) wurden nach einer Modifikation der Thermoelementmesspunkte gemessen und weisen daher eine verschobene Temperaturachse auf. Sämtliche Messpunkte sind um etwa 40 K gegenüber jenen aus Probenserie (A) verschoben. Deshalb werden die beiden Serien in der Auswertung getrennt voneinander betrachtet. Vor Beginn der Messungen für Probenserie (C) wurde die ursprüngliche Anbringung der Thermoelemente wieder hergestellt, so dass Probenserie (C) in Bezug auf die Probertemperatur direkt mit Serie (A) vergleichbar ist.

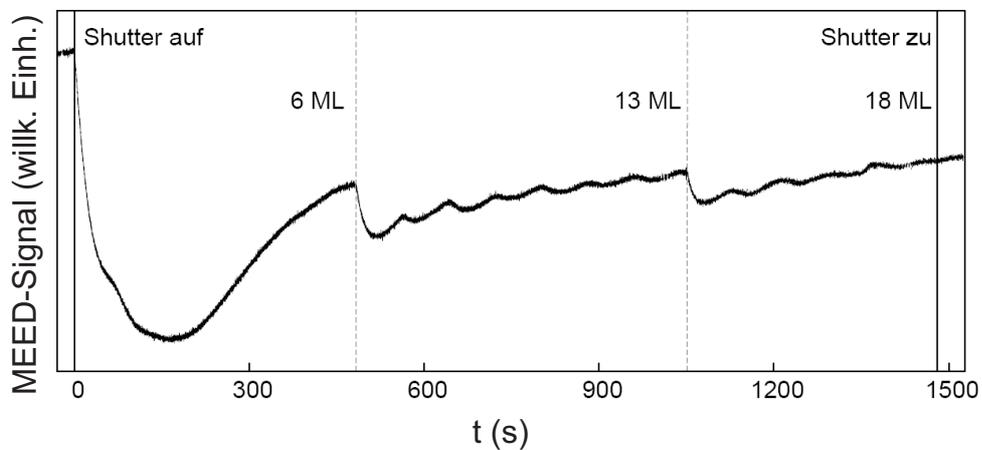
Die Stärke der Zunahme der Koerzitivität mit abnehmender Temperatur in Proben der beiden Serien lässt außerdem auf die Kopplungsstärke zwischen ferromagnetischem und antiferromagnetischem Film schließen. Die Abhängigkeit dieser FM–AFM-Kopplung von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke, Fe-Konzentration und Grenzflächenrauigkeit wird in Abschnitt 4.3 diskutiert und mit der Ordnungstemperatur in Bezug gesetzt. Die unterschiedlichen Einflüsse der drei Parameter auf Ordnungstemperatur und FM–AFM-Kopplung führen zu der Einsicht, dass die Ordnungstemperatur von der FM–AFM-Kopplung unabhängig ist. Stattdessen wird eine Verzerrung der Spinstruktur im Antiferromagneten als Ursache für die Unterschiede der Ordnungstemperatur verantwortlich gemacht.

Probenserie (C)

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Messungen der dritten Probenserie (C) vorgestellt. Bei diesen Proben handelt es sich um Schritt-für-Schritt-präparierte $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Doppelschichten, die bei Raumtemperatur (≈ 300 K) vermessen wurden, um eine Abhängigkeit der Hysteresekurven von der Schichtdicke zu erhalten. Dafür wurden zunächst 15 ML $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ präpariert und vermessen und dann eine wenige ML dicke $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schicht aufgedampft. Nachdem diese Doppelschicht ebenfalls vermessen war, wurden in Zyklen weitere ML $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ aufgedampft und vermessen. Um die Ober-



(a) $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ auf getemperter Ni-Schicht



(b) $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ auf unbehandelter Ni-Schicht

Abbildung 4.1.: MEED-Oszillationen beim Aufdampfen von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ auf einen (a) getemperten und (b) unbehandelten Ni-Film. Die Oszillationen sind auf getemperter Ni-Schicht ausgeprägter und setzen deutlich früher ein, die Oberfläche wird also durch das Tempern merklich geglättet. Die gestrichelten Linien markieren die Unterbrechungen, in denen die Hysteresekurven der Probe ermittelt wurden. Die einzelnen Abschnitte der Kurven wurden auf die gleiche Höhe skaliert.

fläche dabei möglichst sauber zu halten, wurde in dieser Messreihe auf die zeitraubenden temperaturabhängigen Messungen verzichtet und lediglich eine Schichtdickenabhängigkeit bei Raumtemperatur aufgenommen. Eine Bestimmung der Ordnungstemperatur T_{AFM} wäre in Doppelschichten mit sehr dicken $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen ohnehin nicht möglich gewesen, ohne die Probe auf über 400 K zu heizen, was vermieden wurde, um die magnetischen Eigenschaften der Doppelschichten nicht zu stark zu beeinflussen.

4.1. Bestimmung der Ordnungstemperatur T_{AFM} in gekoppelten FM/AFM-Doppelschichten

Sämtliche Proben wurden mit Hilfe des polaren magneto-optischen Kerr-Effektes in einem externen Magnetfeld von bis zu 200 mT vermessen. Dabei konnte die Temperatur mit einer Flüssig-Stickstoff-Kühlung bei gleichzeitigem Heizen bis auf ± 2 K in einem Bereich von 100 K bis 400 K geregelt werden. Die minimale Messtemperatur ist dabei aufgrund der steigenden Koerzitivfeldstärke durch das maximale äußere Magnetfeld begrenzt. Die Höchsttemperatur von 400 K sollte nicht überschritten werden um thermische Einflüsse, wie z.B. Interdiffusion, auf die magnetischen Schichten möglichst gering zu halten.

Eine typische Übersicht der Hysteresekurven ausgewählter Temperaturen zeigt Abb. 4.2 für eine 15 ML Ni/6,5 ML Fe₄₅Mn₅₅/Cu(001)-Probe. Bei sämtlichen hier und im folgenden gezeigten Hysteresekurven handelt es sich um über 5–20 Einzelmessungen gemittelte Kurven, von denen ein linearer Untergrund, der aufgrund des Glasfingers durch den Faraday-Effekt entsteht, abgezogen wurde. Man erkennt deutlich die sich über 80 K kaum verändernde Koerzitivität im Bereich (a) für hohe Temperaturen. In diesem Bereich liegt die Temperatur oberhalb T_{AFM} , so dass sich das Fe_xMn_{1-x} paramagnetisch verhält. Die Koerzitivität entspricht somit der einer reinen 15 ML dicken Ni-Schicht, die mit steigender Temperatur linear schwach abnimmt (siehe kleines Bild in Abb. 4.3). Bei niedrigen Temperaturen unterhalb der Ordnungstemperatur [Abb. 4.2 (b)] verhält sich der Fe_xMn_{1-x}-Film antiferromagnetisch und koppelt somit an den Ferromagneten. Diese Kopplung (s. auch Abschnitt 1.2) resultiert zunächst ausschließlich in einer Vergrößerung der Koerzitivität, da die Blocking-Temperatur T_{B} in diesem System bei den benutzten Schichtdicken weit unterhalb der Ordnungstemperatur und dem messtechnisch zugänglichen Temperaturbereich liegt.

Zur Bestimmung der Ordnungstemperatur T_{AFM} wurde die Koerzitivität für sämtliche Messungen einer Doppelschicht über der Temperatur aufgetragen. Abbildung 4.3 zeigt den entstehenden Graphen für die in Abb. 4.2 gezeigte Probe. Die Fehler liegen hier und in allen folgenden Graphen, sofern nicht gesondert angegeben, im Bereich der Symbolgröße. Zum Vergleich ist im kleinen Bild der $H_{\text{C}}(T)$ -Verlauf einer einzelnen 15 ML Ni-Schicht gezeigt. Dieser Verlauf ist über den gesamten Temperaturbereich linear, eine davon abweichende Vergrößerung der Koerzitivität tritt nur in einer gekoppelten Doppelschicht auf. Deshalb stellt die Temperatur, ab der die Vergrößerung der Koerzitivität von der in reinen Ni-Schichten abweicht, die Ordnungstemperatur T_{AFM} dar, unterhalb derer der Antiferromagnet an den Ferromagneten koppelt. Da die Bestimmung von T_{AFM} nur indirekt über den Ferromagneten erfolgt, wäre es theoretisch möglich, dass die so bestimmte Ordnungstemperatur T_{AFM} kleiner ist als die antiferromagnetische Ordnungstemperatur T_{N} . Dann wäre der Antiferromagnet schon bei einer Temperatur $T > T_{\text{AFM}}$ geordnet, hätte aber keinen Einfluss auf den Ferromagneten. Die hier als Ordnungs-

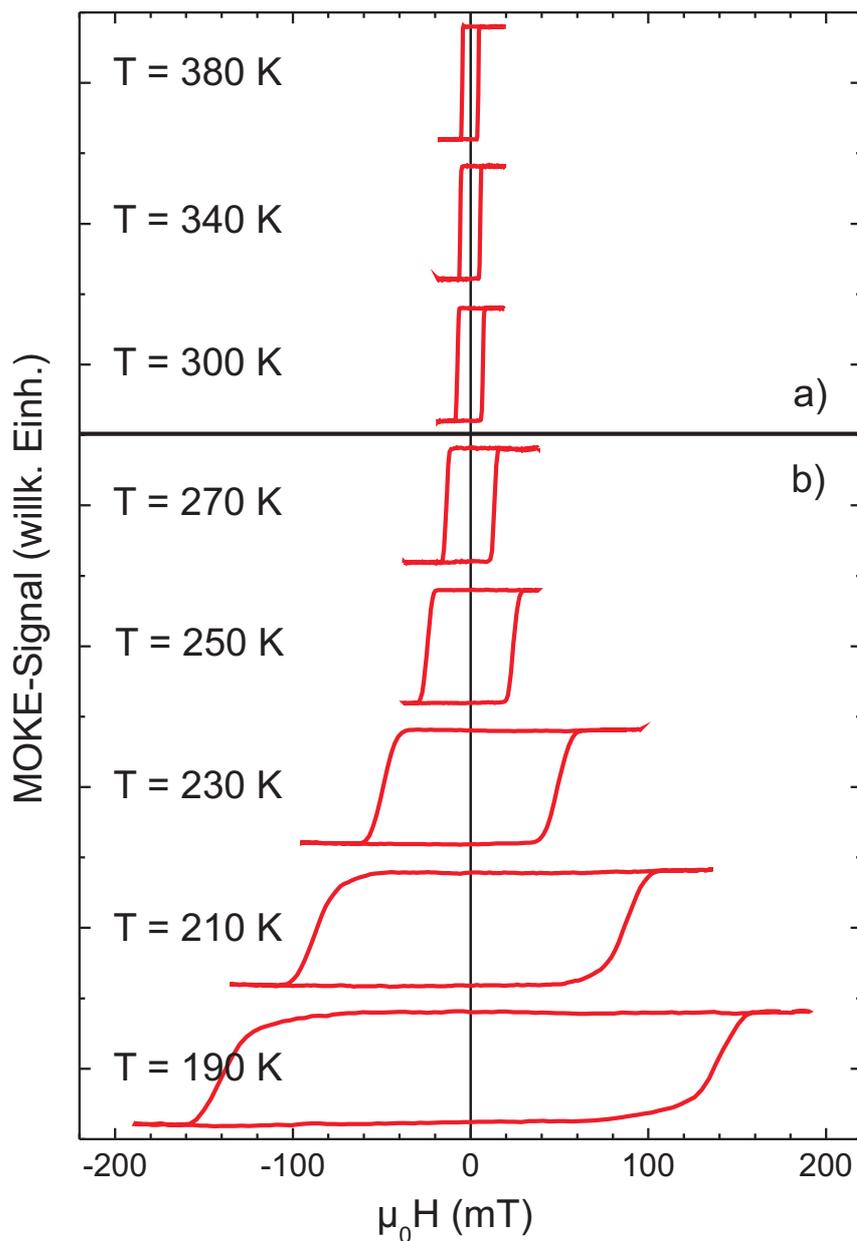


Abbildung 4.2.: Temperaturabhängige Hysteresekurven einer 15 ML Ni/6,5 ML $Fe_{45}Mn_{55}/Cu(001)$ -Probe. Im Bereich (a) ist der Fe_xMn_{1-x} -Film paramagnetisch. Bereich (b) liegt unterhalb T_{AFM} , so dass sich das Fe_xMn_{1-x} antiferromagnetisch verhält und die FM-AFM-Kopplung eine Vergrößerung der Koerzitivfelder bewirkt.

temperatur T_{AFM} bezeichnete Temperatur ist also stets diejenige Temperatur, ab der sich die antiferromagnetische Ordnung durch eine Kopplung an den FM bemerkbar macht.

In Abb. 4.3 ist ebenfalls gezeigt, wie die Ordnungstemperatur in früheren Arbeiten bestimmt wurde, indem sowohl durch den Bereich hoher Temperatur als auch durch den niedriger Temperatur Ausgleichsgeraden gelegt wurden. Die Temperatur am Schnittpunkt dieser beiden

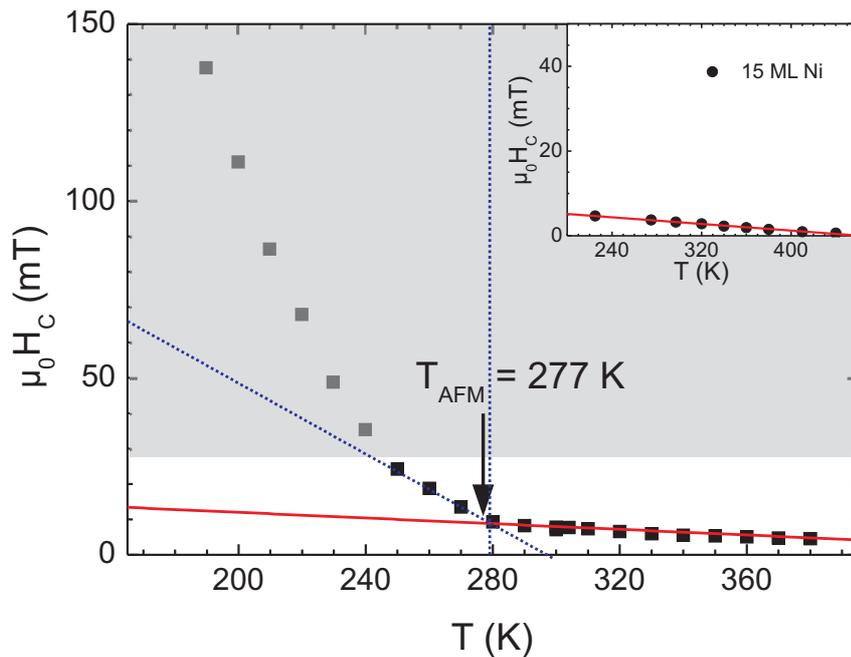


Abbildung 4.3.: Bestimmung von T_{AFM} der 15 ML Ni/6,5 ML Fe₄₅Mn₅₅/Cu(001)-Probe. In dieser Arbeit wird T_{AFM} (schwarzer Pfeil) anhand der Abweichung vom bei hohem T beobachteten linearen Verhalten bestimmt (rote Gerade). Im Vergleich ist die Methode gezeigt, mit der die Ordnungstemperatur in früheren Arbeiten [1,2] bestimmt wurde (blau gestrichelt). Grau hinterlegt ist der Magnetfeldbereich, der in diesen früheren Messungen nicht zugänglich war. Zum Vergleich ist im kleinen Bild die Temperaturabhängigkeit einer reinen 15 ML Ni-Schicht gezeigt, deren Verlauf sich über den gesamten Temperaturbereich linear verhält, genau wie im hohen Temperaturbereich der Doppelschicht.

Geraden wurde dann als die Ordnungstemperatur angenommen [1,2]. In Abb. 4.3 sind die Ausgleichsgeraden rot bzw. blau-gestrichelt dargestellt, die Temperatur am Schnittpunkt ist durch die vertikale blau-gestrichelte Linie gekennzeichnet.

Da das maximale externe Magnetfeld, das in der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Apparatur möglich war, um einen Faktor ≈ 10 höher ist als bei den früheren Messungen, konnte ein deutlich größerer Temperaturbereich vermessen werden. Um die Messungen in einer vertretbaren Zeit ausführen zu können wurde deshalb die Schrittweite zwischen den Temperaturen von 2–3 K auf 10 K erhöht. Der Verlauf von $H_C(T)$ ist aber nur in einem Bereich von etwa 20–40 K unterhalb von T_{AFM} linear. Die Erhöhung der Schrittweite führt deshalb dazu, dass nur etwa 2–4 Messpunkte in diesem linearen Bereich liegen, so dass die Bestimmung einer Ausgleichsgerade für diesen Bereich mit einer großen Unsicherheit behaftet wäre. Deshalb wurde die Methode für die Bestimmung der Ordnungstemperatur T_{AFM} in dieser Arbeit leicht modifiziert. Die Messwerte bei hohen Temperaturen wurden linear gefittet (rote Gerade in Abb. 4.3), wobei die Punkte eine maximale Abweichung von 1–2 mT aufweisen. Deshalb wurde die Ordnungstem-

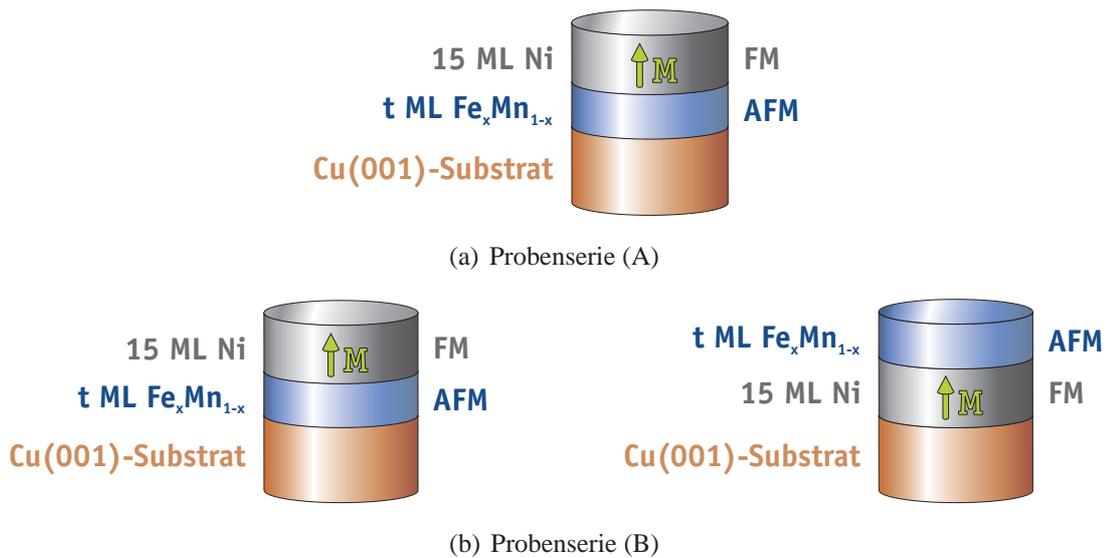


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung der Proben aus Serie (A) und (B). Die Ni-Schicht in Proben der Serie (B) wurde bei einem Teil der Proben für 20 min bei 450 K getempert.

peratur T_{AFM} als die Temperatur bestimmt, ab der die $H_C(T)$ -Kurve um mehr als 3 mT von der Ausgleichsgerade bei hohen Temperaturen abweicht. Die auf diese Weise bestimmte Ordnungstemperatur (in Abb. 4.3 mit einem schwarzen Pfeil gekennzeichnet) weicht stets um weniger als 1–2 % von der mit der Schnittpunkt-Methode bestimmten ab. Da die beiden Methoden somit zu vergleichbaren Ergebnissen führen, sind sämtliche in dieser Arbeit angegebenen Ordnungstemperaturen mit der 3 mT-Abweichung bestimmt.

4.2. Antiferromagnetische Ordnungstemperatur in Ni/Fe_xMn_{1-x}-Doppelschichten

Die Ordnungstemperatur wurde systematisch in Bezug auf die Abhängigkeit von Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke, Fe-Konzentration, Grenzflächenrauigkeit und Schichtfolge untersucht. In Abschnitt 4.2.1 wird zunächst die Abhängigkeit von Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke und -zusammensetzung in Proben der Serie (A) erläutert, dann folgt in Abschnitt 4.2.2 die Diskussion der Abhängigkeit von Schichtfolge und Grenzflächenrauigkeit für Messserien (A) und (B). In Abschnitt 4.3 wird die ermittelte Abhängigkeit dann mit der FM–AFM-Kopplung verglichen, was zu der Einsicht führt, dass die Ordnungstemperatur deutlich stärker von der AFM-Spinstruktur als von der FM–AFM-Kopplung beeinflusst wird. Für eine bessere Übersichtlichkeit über die verschiedenen Proben sind beide Serien schematisch in Abb. 4.4 dargestellt.

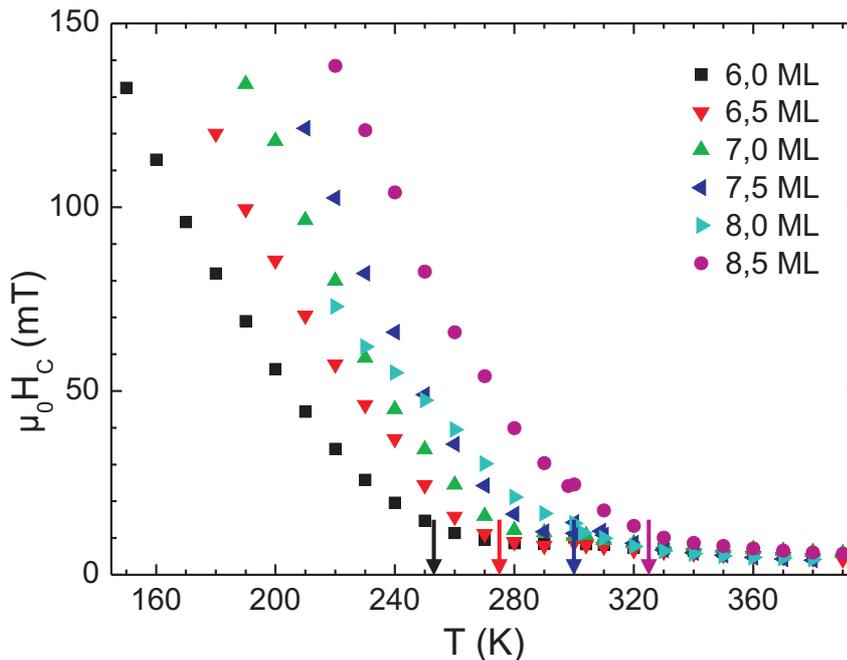


Abbildung 4.5.: T_{AFM} bei unterschiedlicher $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke. Gezeigt sind alle Proben aus Serie (A) mit 50%iger Fe-Konzentration [15 ML Ni/ t ML $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Cu}(001)$]. Die $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke ist in der Legende für die unterschiedlichen Proben angegeben, die Ordnungstemperatur für vier Beispielpuben mit Pfeilen in der jeweiligen Farbe gekennzeichnet.

4.2.1. Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke und Fe-Konzentration in Ni/ $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ -Filmen

Die Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke ist in Abb. 4.5 exemplarisch anhand der $H_C(T)$ -Kurven für alle $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ -Proben gezeigt. Man erkennt deutlich, dass der gesamte $H_C(T)$ -Kurvenverlauf für zunehmende $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke zu höheren Temperaturen verschoben ist. Die Ordnungstemperatur, für vier Beispielpuben als farbige Pfeile eingezeichnet, ist somit ebenfalls von der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schicht abhängig und sinkt im gemessenen Bereich $6 \text{ ML} < t < 9 \text{ ML}$ linear für abnehmende $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke.

Abbildung 4.6 zeigt eine Übersicht über alle Proben der Serie (A). Hier ist die Ordnungstemperatur T_{AFM} farbkodiert in Abhängigkeit von AFM-Schichtdicke und Fe-Konzentration aufgetragen. Man erkennt die steigende Ordnungstemperatur für steigende $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke von etwa 260 K bei einer Schichtdicke von 6 ML bis zu einer Ordnungstemperatur von etwa 330 K bei 9 ML. Außerdem erkennt man, dass die Ordnungstemperatur nahezu unabhängig von der Fe-Konzentration ist. Die Werte für verschiedene Fe-Konzentrationen unterscheiden sich nicht im Fehlerbereich von $\pm 5 \text{ K}$.

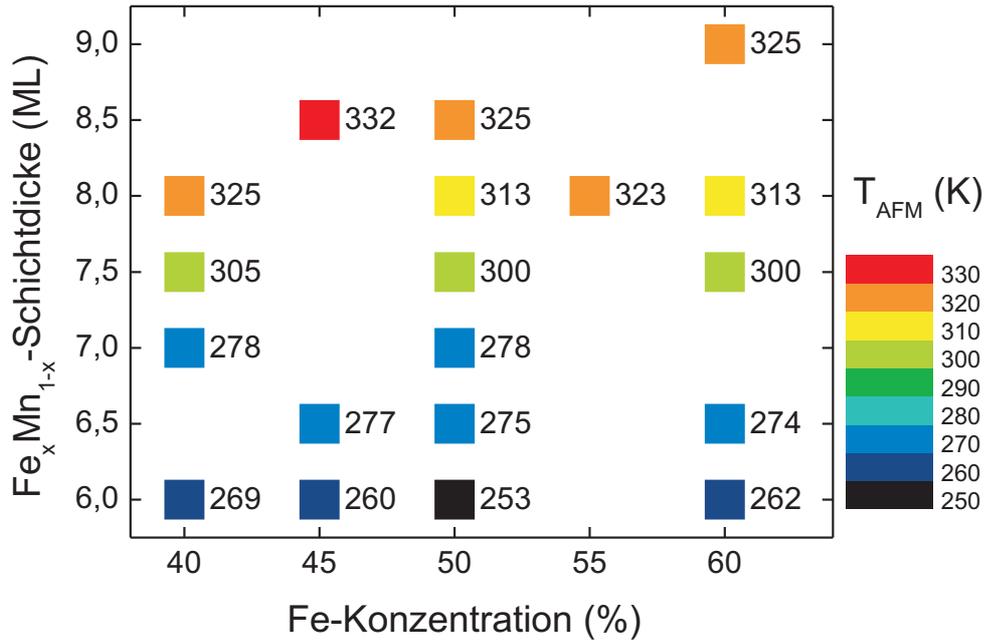


Abbildung 4.6.: Übersicht über alle Proben der Serie (A). Gezeigt ist $T_{\text{AFM}} \pm 5 \text{ K}$ in Abhängigkeit von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke und Fe-Konzentration x .

Die Messungen an Probenserie (A) zeigen also, dass die Fe-Konzentration keinen Einfluss auf die Ordnungstemperatur in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Filmen hat. Eine Mittelung über alle ermittelten Ordnungstemperaturen ergibt eine lineare Abhängigkeit der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke mit $T_{\text{AFM}} \approx 100 \text{ K} + 26,6 \frac{\text{K}}{\text{ML}} t_{\text{FeMn}}$.

Diskussion

Die Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke passt zu früheren Messungen, die sowohl für in-plane-Magnetisierung in Co/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001) [1] und Co/Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001) [2] als auch für die hier verwendeten out-of-plane-magnetisierten Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Filme [2] durchgeführt wurden. Physikalisch lässt sich dieses Verhalten mit finite-size-Effekten erklären, die dazu führen, dass die Ordnung der antiferromagnetischen Spins mit dünner werdender Schichtdicke erschwert und die Ordnungstemperatur deshalb herabgesetzt ist.

Erste Untersuchungen zum Einfluss der Schichtdicke auf die Ordnungstemperatur wurden an Ferromagneten durchgeführt. So zeigen ultradünne Fe-Filme auf unterschiedlichen Substraten eine deutlich reduzierte Ordnungstemperatur T_C im Gegensatz zu Volumenmaterial [85,86]. Auch in ultradünnen Co/Cu(001)-Filmen wurde festgestellt, dass die ferromagnetische Ordnungstemperatur T_C deutlich niedriger ist als im Volumenmaterial [87]. Diese Beobachtung wird damit erklärt, dass die Atome in den ultradünnen Filmen weniger direkte Nachbarn haben

als im Volumenmaterial (finite-size-Effekte) [86]. Dadurch ist auch die Austauschwechselwirkung \mathcal{H} [Gl. (1.4)] herabgesetzt und somit wirkt sich eine thermische Anregung bereits ab einer niedrigeren Temperatur destabilisierend auf die parallele Anordnung der Spins aus [88]. Die Curie-Temperatur ist deshalb umso niedriger je weniger Nachbarn die Spins durchschnittlich haben. Da die relative Anzahl an Oberflächen-Atomen, die weniger Nachbarn haben als Volumen-Atome, umso größer ist je dünner der Film ist, sinkt die Curie-Temperatur mit sinkender Schichtdicke.

In sehr dünnen Fe- und Co-Filmen steigt T_C im Bereich von 1–3 ML etwa linear mit steigender FM-Schichtdicke an [86,87] und nähert sich in dickeren Filmen asymptotisch dem Volumenwert von T_C [85]. Bei welcher Schichtdicke der Volumenwert erreicht wird, ist von mehreren Faktoren abhängig: In Fe/Ag(001)-Filmen wird er bereits ab einer Dicke von 5 ML erreicht [85], während sich bei Gd/W(110) der Volumenwert erst bei der deutlich höheren Schichtdicke von etwa 100 ML einstellt [89].

Die Abnahme der Ordnungstemperatur bei sinkender Schichtdicke aufgrund der finite-size-Effekte tritt ebenso wie in Ferromagneten auch in antiferromagnetischen Materialien auf. So konnte in verschiedenen Materialien beobachtet werden, dass die Néel-Temperatur in dünnen Lagen herabgesetzt ist, beispielsweise in einkristallinen NiO- [90] und Ho-Filmen [91]. In CoO-Filmen wurde ebenso eine Reduktion von T_N festgestellt [92–94], wobei dünne Filme unterhalb von etwa 2 nm amorph wachsen und damit eine noch stärkere Reduktion von T_N einhergeht [94]. Somit spielt nicht nur die Anzahl der nächsten Nachbarn eine Rolle, sondern auch die Kristallstruktur selbst hat einen Einfluss auf T_N . Dass nicht nur die Tatsache, ob die Schicht überhaupt kristallin ist, sondern auch die Kristallrichtung in einkristallinem Mn/W(110) einen Einfluss auf T_N hat, konnte in STM-Untersuchungen gezeigt werden [95]. Werden 1 ML dicke Nanostrukturen in unterschiedlichen Kristallrichtungen beschränkt, so zeigt sich, dass die Néel-Temperatur deutlich bei einer Reduktion in [001]-Richtung herabgesetzt wird, während eine Reduktion in $[1\bar{1}0]$ kaum einen Einfluss auf T_N hat.

Da die direkte Messung von antiferromagnetischen Eigenschaften in dünnen Filmen nicht immer möglich ist (siehe Abschnitt über Messmethoden für AFM in 1.1.2), wurden auch indirekte Messungen über einen benachbarten Ferromagneten wie in dieser Arbeit durchgeführt. Nachdem bereits in FM- und AFM-Filmen die Reduktion der Ordnungstemperatur bei sinkender Schichtdicke nachgewiesen wurde, ist es nicht überraschend, dass die finite-size-Effekte auch in gekoppelten FM–AFM-Filmen auftreten. Allerdings gibt es in FM–AFM-Doppellagen zusätzlich proximity-Effekte, die ebenso wie finite-size-Effekte die Ordnungstemperatur beeinflussen können.

So wurde schon in Abschnitt 1.2.2 auf den Einfluss hingewiesen, die die benachbarte AFM-Schicht auf den Spinreorientierungsübergang einer FM-Schicht haben kann. Im dort gegebenen Beispiel wurden $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Schichten bei RT untersucht, in denen die Spin-

reorientierungsübergangsschichtdicke der Ni-Schicht von 7,5 ML auf 10,5 ML ansteigt [29]. In Doppelschichten mit sehr dünnen Fe₅₀Mn₅₀-Filmen ist die leichte Richtung also für eine Ni-Schichtdicke < 7,5 ML in-plane, während sie für dickere Ni-Schichtdicken out-of-plane orientiert ist. Bei sehr dicken benachbarten Fe₅₀Mn₅₀-Filmen findet dieser Übergang erst bei 10,5 ML Ni-Schichtdicke statt. Der Anstieg der Spinreorientierungsschichtdicke liegt gerade in dem Bereich, in dem die benachbarte Fe₅₀Mn₅₀-Schicht eine Dicke von 7–8 ML hat. Aus den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen an Proben der Serie (A) wissen wir nun, dass die Ordnungstemperatur T_{AFM} bei 7,5 ML gerade bei RT liegt (siehe Abb. 4.6). Der Anstieg der Spinreorientierungsschichtdicke findet also tatsächlich genau dann statt, wenn das benachbarte Fe₅₀Mn₅₀ vom paramagnetischen in den antiferromagnetischen Zustand übergeht. Dass bei RT die Schichtdicke von 7,5 ML den Übergang in den antiferromagnetischen Zustand markiert, wurde schon in [29] an einer schichtdickenabhängigen Untersuchung der Koerzitivität gezeigt, und wird durch die in dieser Arbeit durchgeführten temperaturabhängigen Messungen bestätigt.

Eine ähnliche Untersuchung wurde schon früher an Fe₅₀Mn₅₀/Co/Cu(001)-Filmen durchgeführt [96], wobei in dieser Arbeit sowohl schichtdicken- als auch temperaturabhängige Messungen durchgeführt wurden. In diesen Filmen ändert sich die leichte Richtung des Co-Filmes in der Ebene bei einer Fe₅₀Mn₅₀-Schichtdicke von etwa 9 ML von der [110]- in die [100]-Richtung, da die FM–AFM-Kopplung entlang der [100]-Richtung bevorzugt wird [97]. Die temperaturabhängigen Messungen zeigen, dass die Ordnungstemperatur für einen 9 ML dicken Fe₅₀Mn₅₀-Film gerade bei etwa 300 K, also RT, liegt. Die Ordnungstemperatur selbst nimmt ebenso wie in den oben genannten Arbeiten aufgrund der finite-size-Effekte mit sinkender Schichtdicke ab. Allerdings liegt T_{AFM} in den Fe₅₀Mn₅₀/Co/Cu(001)-Filmen im Bereich von etwa 300–390 K in Filmen mit der Fe₅₀Mn₅₀-Schichtdicke von 9–14 ML [96]. Damit liegt die Ordnungstemperatur in den Fe₅₀Mn₅₀/Co/Cu(001)-Filmen deutlich niedriger als in den in dieser Arbeit gemessenen Ni/Fe_xMn_{1-x}-Filmen: Bei einer Fe₅₀Mn₅₀-Schichtdicke von 9 ML ist T_{AFM} mit anliegendem Co-Film mit 300 K rund 30 K niedriger als mit benachbartem Ni-Film.

Dies stimmt wiederum mit den Arbeiten überein, die bereits oben diskutiert wurden [1,98]. Der Einfluss der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke auf T_{AFM} aufgrund der finite-size-Effekte konnte also bestätigt werden, während der absolute Wert der Ordnungstemperatur in FM–AFM-Filmen durch den proximity-Effekt vom angrenzenden FM-Material abhängt. Wie der proximity-Effekt genau wirkt, ob die unterschiedliche Ordnungstemperatur vor allem durch eine unterschiedlich starke FM–AFM-Kopplung zu Stande kommt oder eine andere Erklärung gefunden werden muss, wird in den folgenden Abschnitten weiter diskutiert.

Die früheren Messungen [1,2] wurden nicht nur für verschiedene Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicken, sondern auch für unterschiedliche Fe-Konzentrationen x durchgeführt. Dabei konnte ebenfalls ein Einfluss auf T_{AFM} festgestellt werden: Die Ordnungstemperatur steigt in

$\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Co}/\text{Cu}(001)$ -Proben um etwa 15–25 K bei um 5 % sinkender Fe-Konzentration [99]. Erklärt wurde diese Veränderung durch proximity-Effekte, die durch die FM–AFM-Kopplung an der Grenzfläche entstehen [2]. Da Mn-Atome mit $\mu = 2,4 \mu_B$ [100,101] ein höheres magnetisches Moment tragen als Fe-Atome mit $\mu = 2,2 \mu_B$ [62], ist das Moment in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen umso höher, je niedriger die Fe-Konzentration ist. Durch dieses erhöhte magnetische Moment könnte auch die FM–AFM-Kopplung erhöht sein, wodurch die ferromagnetischen Spins umso mehr stabilisierend auf die antiferromagnetischen Spins wirkten. Dadurch würde die Ordnung im antiferromagnetischen Film erleichtert und T_{AFM} somit erhöht. Die Messungen an Probenreihe (A) können dieses Verhalten für die out-of-plane-magnetisierten $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme allerdings nicht bestätigen.

Zwar wurde in früheren Messungen auch in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ -Doppelschichten eine Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Zusammensetzung beobachtet [2], allerdings wurden dort nur vier verschiedene Filme ausgewertet. Drei der vier ermittelten Ordnungstemperaturen werden durch die jetzt durchgeführten systematischen Messungen bestätigt, der Wert für die 7 ML $\text{Fe}_{47}\text{Mn}_{53}$ -Probe liegt aber deutlich (≈ 30 K) höher und konnte nicht reproduziert werden. Dieser erhöhte Wert schien sehr gut mit der Fe-Konzentrationsabhängigkeit in den in-plane-magnetisierten Doppelschichten übereinzustimmen [1], muss aber anhand der jetzt vorliegenden Daten revidiert werden.

Der Einfluss der Fe-Konzentration auf die Néel-Temperatur wurde von Endoh *et al.* in poly- und einkristallinem Volumen- $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ bestimmt [46]. Dabei findet sich ein deutlicher Einfluss der Néel-Temperatur von der Fe-Konzentration, mit Sprüngen um $x = 40\%$ und $x = 80\%$, die mit einer Änderung der magnetischen Struktur einhergehen und durch diese erklärt werden. Die magnetische Struktur in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ ändert sich je nach Druck und Temperatur im Konzentrationsbereich von 73–80 % Fe-Anteil von der ϵ - in die γ -Phase [35]. Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften können dem $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ deshalb zur Stabilisierung der fcc-Struktur (γ -Phase) im Konzentrationsbereich $x < 40\%$ und $x > 85\%$ Cu-Atome beigemischt werden [46]. Dadurch entstehen drei Bereiche $x < 30\%$, $40\% < x < 80\%$ und $80\% < x$, die sehr unterschiedliche magnetische Eigenschaften aufweisen. Diese unterschiedlichen Eigenschaften erklären die von Endoh *et al.* gefundenen Sprünge im Verhalten von $T_N(x)$ gerade im Bereich von $x = 40\%$ und $x = 80\%$. Im Bereich $40\% < x < 80\%$ ist T_N mit etwa 500 K maximal bei $x = 50\%$ und nimmt bis $x = 80\%$ stark bis zu einem Wert von etwa 350 K ab.

Da die direkte Messung ultradünner antiferromagnetischer Filme sehr schwierig bis unmöglich ist, wurden diese bisher nur in gekoppelten FM–AFM-Systemen gemessen. Dabei zeigte sich in den Messungen des $\text{Co}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Systems die schon diskutierte Zunahme der Ordnungstemperatur T_{AFM} um 15–25 K bei um 5 % sinkender Fe-Konzentration [99]. Die Größenordnung dieser Abhängigkeit spiegelt in etwa die in den Volumen-Proben [46] gefundenen wider, so dass zunächst angenommen wurde, dass die Reduktion von T_{AFM} mit sinkender Fe-

Konzentration eine intrinsische Eigenschaft von Fe_xMn_{1-x} ist. Dies konnte nun zumindest für Ni/Fe_xMn_{1-x}-Systeme widerlegt werden. Da auch im Volumenmaterial dort Diskontinuitäten im Verlauf von $T_N(x)$ auftreten, wo sich die Spinstruktur der Legierung verändert, könnte die benachbarte Ni-Schicht die Spinstruktur so beeinflussen, dass die Fe-Konzentration einen geringeren Einfluss auf die Ordnungstemperatur hat. Eine mögliche Verzerrung der Spinstruktur im Fe_xMn_{1-x}-Film wird in Abschnitt 4.3 noch ausführlich diskutiert.

4.2.2. Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der Grenzflächenrauigkeit in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)- und Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Filmen

Vergleicht man die ermittelten Ordnungstemperaturen für in-plane- [1] mit denen der out-of-plane-magnetisierten Filme, so fällt neben der unterschiedlichen Konzentrationsabhängigkeit auf, dass die Ordnungstemperaturen der in-plane-magnetisierten Doppelschichten deutlich niedriger sind (in Fe₅₀Mn₅₀-Filmen um etwa 35 K). Dieser Effekt könnte mit einer erhöhten FM–AFM-Kopplung zusammenhängen [2], da die 3Q-Spin-Struktur von Fe_xMn_{1-x} in jeder Monolage eine resultierende out-of-plane-Komponente aufweist, während sich die in-plane-Komponenten gegenseitig aufheben (siehe Abschnitt 1.1.2). Durch diese resultierende unkompensierte out-of-plane-Spin-Komponente kann der AFM stärker an einen out-of-plane-magnetisierten FM-Film koppeln als an einen in-plane-magnetisierten. Die damit erhöhte FM–AFM-Kopplung könnte der Grund dafür sein, dass die Ordnungstemperatur erhöht ist.

Die stärkere Kopplung für out-of-plane- im Gegensatz zu in-plane-magnetisierten Filmen gilt allerdings nur für eine perfekt glatte Grenzfläche, an der genau eine Monolage des Fe_xMn_{1-x}-Filmes an den benachbarten Ferromagneten koppelt. Ist die Grenzfläche rau, so heben sich unkompensierte Spins aus benachbarten (001)-Ebenen gegenseitig auf, und die Kopplung wird reduziert. Sollte die Größe der Ordnungstemperatur also tatsächlich von der FM–AFM-Kopplung abhängen, so müssten in Filmen mit unterschiedlich glatten Grenzflächen unterschiedliche Ordnungstemperaturen nachzuweisen sein.

Deshalb wurde die Abhängigkeit der Ordnungstemperatur von der Grenzflächenrauigkeit überprüft. Zunächst wurden in Probenserie (A) sowohl ganzzahlige als auch halbzahlige Fe_xMn_{1-x}-Schichten präpariert. Da die halbzahligen Schichten eine erhöhte Grenzflächenrauigkeit aufweisen, sollte die Ordnungstemperatur herabgesetzt sein. In Abb. 4.6 kann man eine solche Abhängigkeit aber nicht erkennen.

Zur weiteren Überprüfung wurden daher in Probenserie (B) Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Doppelschichten mit Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Filmen verglichen, die aufgrund des Ni-Wachstums eine höhere Grenzflächenrauigkeit aufweisen. Um einen Einfluss der Schichtfolge auszuschließen, wurden zusätzlich Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Doppelschichten präpariert, in

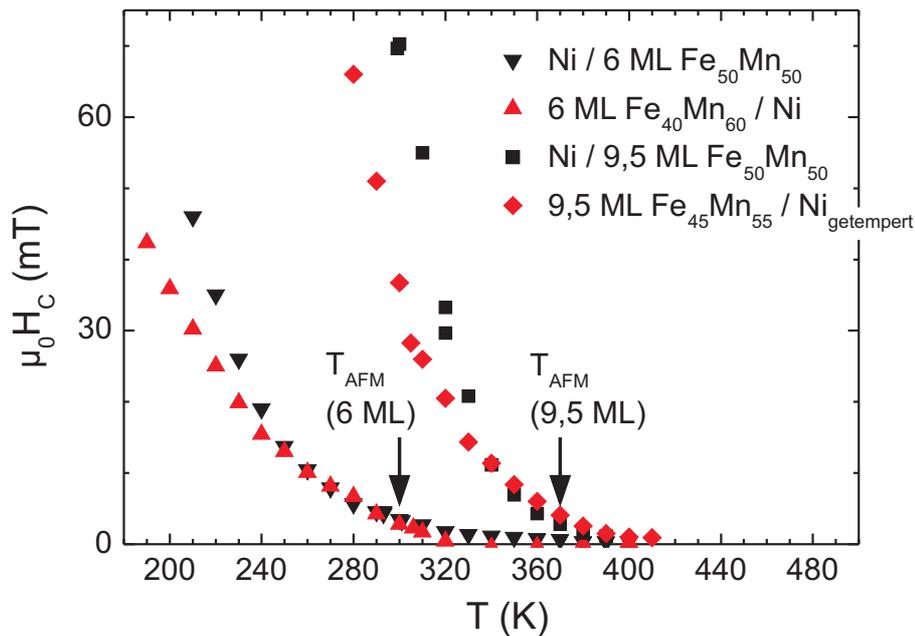


Abbildung 4.7.: T_{AFM} bei unterschiedlicher Grenzflächenrauigkeit. Gezeigt sind Proben aus Serie (B) mit einer Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke von 6 ML bzw. 9,5 ML, jeweils in unterschiedlicher Schichtreihenfolge. Die Ni-Schicht der 9,5 ML $Fe_{45}Mn_{55}$ -Probe wurde 20 min bei 450 K getempert, um die Grenzfläche zu glätten. Man erkennt weder in unbehandelten noch in getemperten Doppelschichten eine Abhängigkeit der Ordnungstemperatur (schwarze Pfeile) von der Grenzflächenrauigkeit noch von der Schichtreihenfolge.

denen die Ni-Schicht für 20 min bei 450 K getempert wurde, um die Grenzflächenrauigkeit wieder herabzusetzen. In allen Doppelschichten aus Serie (B) konnte gezeigt werden, dass die Ordnungstemperatur weder von der Grenzflächenrauigkeit noch von der Schichtfolge abhängt. Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch die Gegenüberstellung jeweils zweier Doppelschichten der gleichen Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke, aber unterschiedlicher Schichtfolgen. Dabei wurde eine $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Probe mit unbehauelter Ni-Schicht (6 ML $Fe_{40}Mn_{60}$) und eine mit getemperteter Ni-Schicht (9,5 ML $Fe_{45}Mn_{55}$) ausgewählt. Die Ordnungstemperaturen (eingetragen als schwarze Pfeile) der $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Doppelschichten unterscheiden sich weder für getemperte noch für unbehauelte Ni-Filme von denen in $Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)$ -Doppelschichten.

Die Proben der Serien (A) und (B) zeigen also, dass die Ordnungstemperatur T_{AFM} in Ni/Fe_xMn_{1-x} -Doppelschichten lediglich von der Schichtdicke des antiferromagnetischen Fe_xMn_{1-x} -Filmes abhängt. Eisenkonzentration x , Grenzflächenrauigkeit und Schichtfolge haben hingegen keinen Einfluss auf die Ordnungstemperatur.



Abbildung 4.8.: Schematische Zeichnung der resultierenden out-of-plane-Spinkomponente der 3Q-Struktur für die Kopplung an einer glatten oder rauhen $\text{Ni}-\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Grenzfläche. Die Stellen, an denen zwischen den Spins eine Frustration auftritt, sind rot markiert.

Diskussion

Dass eine Erhöhung der Grenzflächenrauigkeit einen großen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften von FM-AFM-Systemen haben kann, wurde in $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}$ -Filmen gezeigt [102]. In diesen Untersuchungen wurden die $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}$ -Filme auf unterschiedlich gestufte $\text{Cu}(001)$ -Substrate aufgedampft und der Einfluss der $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ -Schicht auf die Co-Schicht gemessen. Die mit einem Photoemissions-Elektronenmikroskop (PEEM) aufgenommenen Bilder zeigen, dass der AFM-Film die leichte Richtung des Co-Filmes von der [110]- in die [100]-Richtung verändert, da die FM-AFM-Kopplung entlang der [100]-Richtung bevorzugt ist, wie bereits in elementselektiven PEEM-Aufnahmen gezeigt werden konnte [97]. Wird die Doppelschicht nun auf monolagendicke Stufen in [100]-Richtung gebracht, so wird die Kopplung an den Stufen verstärkt und die Koerzitivität steigt im Gegensatz zu glatten $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}$ -Filmen. Liegen die Stufen hingegen in [110]-Richtung, so können die Co-Spins nicht so stark an die AFM-Spins koppeln und die Koerzitivität sinkt. Somit hat einerseits die Grenzflächenrauigkeit selbst, andererseits aber auch die Ausrichtung von monolagendicken Stufen einen Einfluss auf die Kopplung in den $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}$ -Filmen.

Deshalb wurde vermutet, dass ein ähnlicher Mechanismus auch die Ordnungstemperatur von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen beeinflussen könnte [2]. In den jetzt gemessenen Proben wird T_{AFM} allerdings nicht wie erwartet beeinflusst, obwohl die Spins in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ in der 3Q-Struktur vorliegen, in der in jeder (100)-Ebene ein resultierendes out-of-plane-Moment entsteht (siehe Abb. 1.4). Da die Ausrichtung der resultierenden out-of-plane-Spinkomponente in angrenzenden (100)-Ebenen antiparallel ist, tritt bei rauher Grenzfläche eine Frustration zwischen AFM- und FM-Spins auf (siehe Abb. 4.8), die zu einer Verminderung der FM-AFM-Kopplung führen sollte.

Die höhere Ordnungstemperatur in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen im Gegensatz zu $\text{Co}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen [1,2] könnte durch die höhere FM-AFM-Kopplung in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen erklärt wer-

den. Da die 3Q-Spinstruktur zwar eine in [100]-Ebenen nicht-verschwindende out-of-plane-Komponente, aber eine verschwindende in-plane-Komponente aufweist, sollte die Kopplung der antiferromagnetischen $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schicht an eine out-of-plane-magnetisierte Ni-Schicht stärker sein als an eine in-plane-magnetisierten Co-Schicht. Führt die schwächere FM–AFM-Kopplung zu einer kleineren Ordnungstemperatur, die in Co/ $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen beobachtet wurde, so müsste T_{AFM} auch durch eine Erhöhung der Grenzflächenrauigkeit reduziert werden. Da weder in Proben der Serie (A) mit halbzahliger $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -ML-Anzahl noch in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ /Ni-Proben der Serie (B), die eine leicht [Serie (A)] bzw. stark [Serie (B)] erhöhte Grenzflächenrauigkeit aufweisen, ein Einfluss auf die Ordnungstemperatur festgestellt werden konnte, kann entweder die FM–AFM-Kopplung bei rauer Grenzfläche nicht erhöht sein oder die FM–AFM-Kopplung hat keinen starken Einfluss auf die Ordnungstemperatur. Da ein Einfluss der Grenzflächenrauigkeit auf die FM–AFM-Kopplung bereits diskutiert wurde [102], scheint die zweite Vermutung, dass die FM–AFM-Kopplung bei erhöhter Grenzflächenrauigkeit zwar erhöht ist, aber keinen Einfluss auf die Ordnungstemperatur hat, wahrscheinlicher.

Die Stärke der FM–AFM-Kopplung in $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ /Co-Filmen wurde anhand der Erhöhung der Koerzitivität gegenüber ungekoppelten Co-Filmen ermittelt [102]. Zur Klärung der Frage, wie die FM–AFM-Kopplung in Ni/ $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen beeinflusst wird, wird im folgenden Abschnitt die Erhöhung der Koerzitivität in Doppelschichten unterschiedlicher Grenzflächenrauigkeit, aber auch unterschiedlicher Fe-Konzentration, untersucht.

4.3. Magnetische Kopplung in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Doppelschichten

Obwohl die Fe-Konzentration keinen Einfluss auf die Ordnungstemperatur des Antiferromagneten hat, zeigen die Messungen [Serie (A) und (B)] einen unterschiedlichen Temperaturverlauf der Koerzitivität in Abhängigkeit der Zusammensetzung. Abbildung 4.9 zeigt die unterschiedlichen Verläufe von $H_C(T)$ der 15 ML Ni/6,5 ML $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ /Cu(001)-Proben [Serie (A)] für unterschiedliche Fe-Konzentration. Man erkennt den für kleine Fe-Konzentration deutlich stärkeren Anstieg der Koerzitivität bei kleinen Temperaturen. Etwas genauer lässt sich das Verhalten im kleinen Bild erkennen, in dem die Hysteresekurven bei 190 K gezeigt sind. Die Koerzitivität ist bei kleiner Fe-Konzentration deutlich höher, außerdem ist die Kurve auch eckiger, die Spins klappen also eher gleichzeitig um, während bei hoher Fe-Konzentration das Umklappen gradueller erfolgt. Offensichtlich können bei höherer Fe-Konzentration leichter Domänen gebildet werden, was zur graduellen Änderung der Magnetisierung während des Ummagnetisierungsprozesses führt.

Die höhere Koerzitivität bei kleiner Fe-Konzentration ist ein Zeichen dafür, dass die FM–AFM-Kopplung erhöht ist. Der Antiferromagnet ist bei 190 K, über 80 K unterhalb von T_{AFM} ,

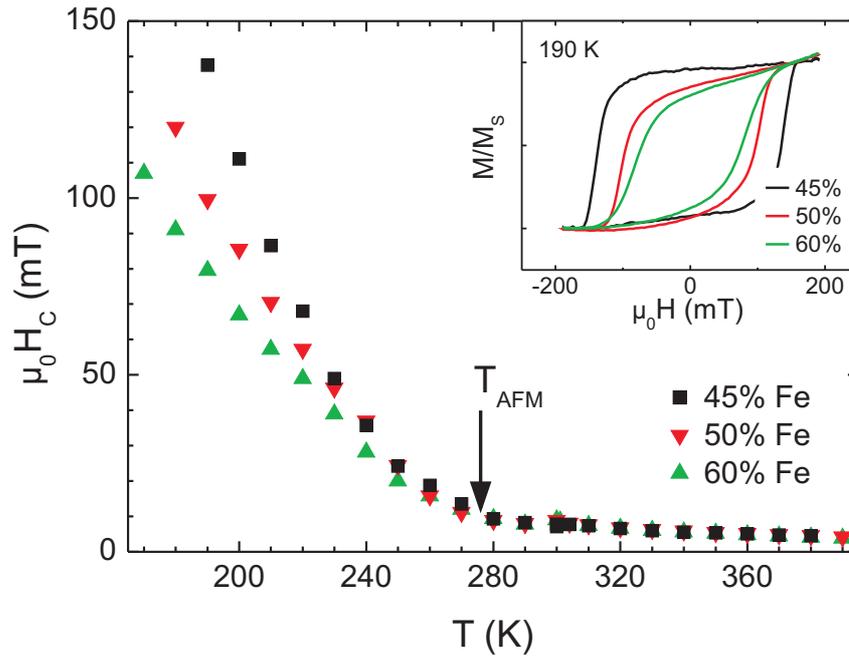


Abbildung 4.9.: Koerzitivität H_C als Funktion der Temperatur. Gezeigt sind 15 ML Ni/6,5 ML Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Proben der Serie (A). Die Fe-Konzentration ist in der Legende für die unterschiedlichen Proben angegeben, die Ordnungstemperatur T_{AFM} der drei Proben unterscheidet sich nicht und ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Im kleinen Bild sind die drei unterschiedlichen Hysteresekurven bei 190 K gezeigt.

magnetisch geordnet, weshalb die Koerzitivität des angrenzenden Ferromagneten erhöht wird. Je höher die FM–AFM-Kopplung desto mehr Spins müssen bei der Ummagnetisierung gedreht werden, es ist also mehr Energie erforderlich und die Koerzitivität nimmt stärker zu. Eine sehr hohe Koerzitivität spricht also für eine sehr starke FM–AFM-Kopplung.

Dass die FM–AFM-Kopplung für eine niedrigere Fe-Konzentration stärker ist, wurde bereits in Abschnitt 4.2.1 damit erklärt, dass die magnetischen Momente in Mn höher sind als die im Fe. Anhand des $H_C(T)$ -Verlaufes konnte nun gezeigt werden, dass sich die daraus entstehende stärkere Kopplung tatsächlich in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Doppelschichten bemerkbar macht.

Anhand der temperaturabhängigen Koerzitivitäten von Proben der Serie (B) lässt sich auf analoge Art und Weise die Abhängigkeit der FM–AFM-Kopplung von der Grenzflächenrauigkeit bestimmen. Abbildung 4.7 zeigt die $H_C(T)$ -Kurven für jeweils zwei Proben gleicher Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke, aber unterschiedlicher Schichtreihenfolge und somit unterschiedlicher Grenzflächenrauigkeit. In beiden Probenpaaren erkennt man bei niedrigen Temperaturen die höhere Koerzitivität für die Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Proben, die eine niedrigere Grenzflächenrauigkeit aufweisen. Da die Proben nicht mit exakt gleicher Fe-Konzentration hergestellt wurden, ist

die Zusammensetzung mitverantwortlich für den Unterschied der $H_C(T)$ -Kurven. Allerdings wurde soeben gezeigt, dass eine niedrigere Fe-Konzentration zu einer höheren Koerzitivität führt. Die Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Doppelschichten haben aber in beiden Probenpaaren die höhere Fe-Konzentration. Die Koerzitivität ist dennoch erhöht, was somit auf die Grenzflächenrauigkeit zurückgeführt werden kann.

Aus den $H_C(T)$ -Kurven der Proben aus Serie (B) kann also gefolgert werden, dass eine erhöhte Grenzflächenrauigkeit zu einer verminderten FM–AFM-Kopplung führt. Dies wurde bereits in Abschnitt 4.2.2 mit der resultierenden out-of-plane-Spinkomponente in der 3Q-Struktur erklärt, die in rauen Oberflächen kompensiert wird. An Proben der Serie (A) kann man allerdings erkennen, dass die nur leicht erhöhte Rauigkeit in halbzahlig gefüllten Fe_xMn_{1-x}-Filmen nicht zu einer Reduktion der FM–AFM-Kopplung führt. Abbildung 4.5 zeigt, dass die $H_C(T)$ -Kurven alle die gleiche Steigung haben; die Kurven für halbzahlige Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke zeigen keine größere Koerzitivitätserhöhung als diejenigen für ganzzahlige Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicken.

Diskussion

Zusammenfassend zeigen die Proben der Serien (A) und (B) die aufgrund von magnetischem Moment und Spin-Struktur erwartete Verminderung der FM–AFM-Kopplung sowohl in Proben hoher Fe-Konzentration als auch in Proben hoher Grenzflächenrauigkeit. Die Veränderung der FM–AFM-Kopplung wirkt sich aber nicht, wie früher angenommen [2] und in Volumenmaterial gezeigt [46], auf T_{AFM} aus. Die AFM-Ordnungstemperatur hängt in Ni/Fe_xMn_{1-x}-Filmen ausschließlich von der Schichtdicke des Fe_xMn_{1-x}-Filmes ab und wird nicht durch die Kopplung an den Ferromagneten beeinflusst.

Dies scheint im Widerspruch zu früheren Messungen an Co/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)- und Co/Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Doppelschichten zu stehen, in denen ein Einfluss der Fe-Konzentration auf T_{AFM} nachgewiesen wurde [2,99]. Der größte Unterschied zu diesen Messungen ist der, dass die jetzigen an out-of-plane-magnetisierten Schichten durchgeführt wurden. Die Magnetisierungsrichtung der angrenzenden FM-Schicht scheint also entscheidend für den Einfluss der Fe-Konzentration auf die Ordnungstemperatur des AFM zu sein. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen, die nicht temperatursondern dickenabhängig durchgeführt wurden [36]. Die untersuchten Ni/Fe₅₀Mn₅₀-Doppel- und Co/Ni/Fe₅₀Mn₅₀/Ni-Dreifachlagen, in denen die obere Co-Schicht für eine in-plane-Magnetisierung der Ni-Schicht sorgt, zeigen eine Abhängigkeit der Ordnungsschichtdicke t_{AFM} des AFM. Da die Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt wurden, liegt die Ordnungstemperatur T_{AFM} bei der Ordnungsschichtdicke t_{AFM} gerade bei RT. In den Untersuchungen wurde festgestellt, dass t_{AFM} bei in-plane-Magnetisierung höher ist als bei out-of-plane-Magnetisierung. Betrachtet man Filme mit Fe₅₀Mn₅₀-Schicht der Ordnungsschichtdicke t_{AFM}

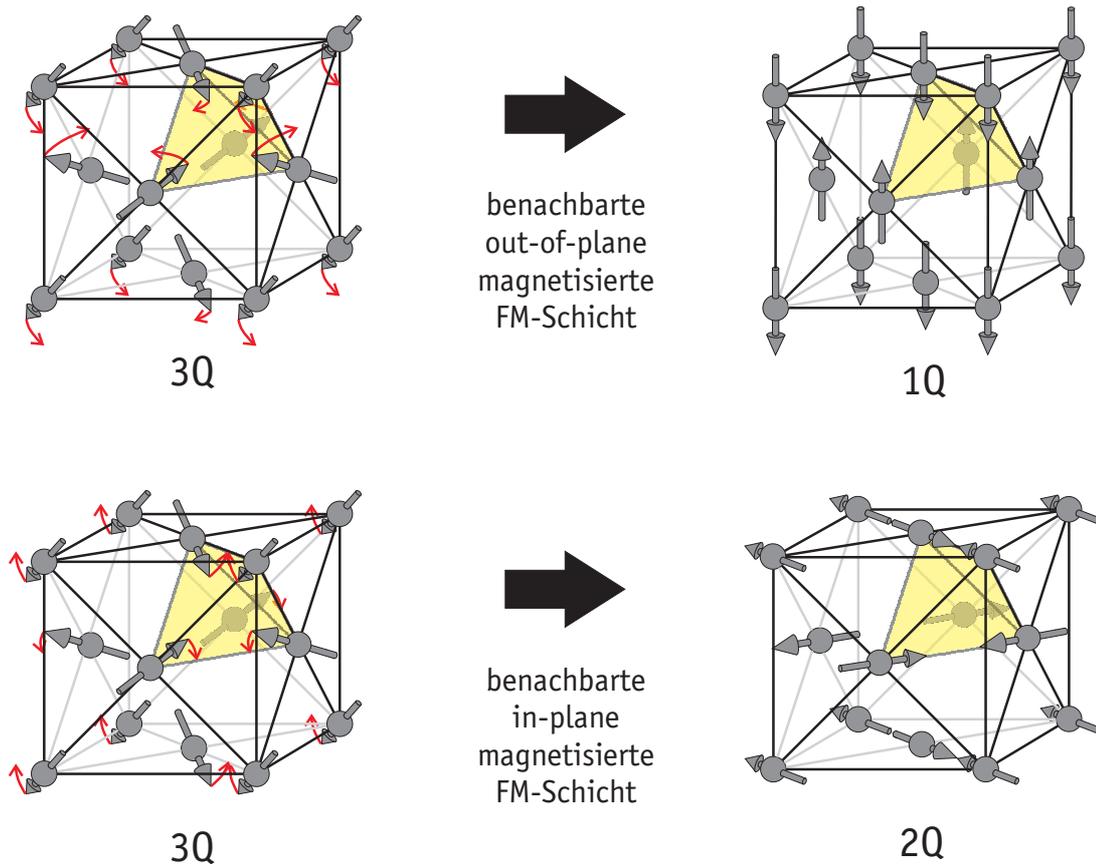


Abbildung 4.10.: Verzerrung der 3Q-Spinstruktur bei unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung einer benachbarten FM-Schicht. Ausgehend von der 3Q-Struktur werden die Spins wie angedeutet (rote Pfeile) in Richtung der 1Q- bzw. 2Q-Struktur ausgelenkt.

bei in-plane-Magnetisierung, so ist die Schicht mit anliegender out-of-plane-Magnetisierung bereits geordnet, die Ordnungstemperatur liegt also oberhalb derer für eine angrenzende in-plane-magnetisierte FM-Schicht. Dies stimmt mit der Messung der Ordnungstemperatur in dieser Arbeit überein.

Eine Möglichkeit, dieses unterschiedliche Verhalten zu erklären, ist eine Verzerrung der Spinstruktur des Antiferromagneten, wie sie in Abb. 4.10 anhand von Pfeilen dargestellt ist. Während Fe_xMn_{1-x} im Volumenmaterial in der 3Q-Struktur vorliegt, könnte diese Spinstruktur durch den angrenzenden Ferromagneten verzerrt werden. Liegt die Magnetisierung der FM-Schicht in der Ebene (wie in Co/Fe_xMn_{1-x} und Co/Ni/Fe_xMn_{1-x}), so werden auch die Spins des Antiferromagneten in Richtung dieser Ebene gezogen, es resultiert die 2Q-Spin-Struktur bzw. eine Zwischenstufe, in der die Spins in einen Spinzustand zwischen 2Q- und 3Q-Struktur gezwungen werden. Analog werden die Spins des Antiferromagneten durch die out-of-plane-magnetisierte Ni-Schicht in Ni/Fe_xMn_{1-x} so verzerrt, dass die Spin-Struktur einen Zustand zwischen 1Q- und 3Q-Struktur annimmt. Da bereits anhand von PEEM-Messungen und dem zir-

kularen magnetischen Röntgenschichtdichroismus (XMCD) gezeigt wurde [103], dass die Spinstruktur von $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ nicht kollinear sein kann, kann die Spinstruktur nicht vollständig in die 1Q- oder 2Q-Struktur verzerrt sein. Die FM-Magnetisierung bewirkt also für die out-of-plane-Magnetisierung lediglich einen Zwischenzustand zwischen 1Q- und 3Q-Struktur, für die in-plane-Magnetisierung einen Zustand zwischen 2Q- und 3Q-Struktur.

Dass die Spinstruktur sich an der Oberfläche anders verhält als im Volumen wurde für $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filme auch in $\text{FePt}/\text{Fe}_{43}\text{Mn}_{57}$ -Doppelschichten auf unterschiedlich orientierten MgO -Substraten untersucht [104]. Dabei wurden Hysteresekurven sowohl bei parallelem als auch bei senkrechtem Magnetfeld aufgenommen und die Austauschfelder H_{EB} der beiden Richtungen miteinander verglichen. Die starke Abhängigkeit des Verhältnisses der beiden Austauschfelder von der Dicke des FePt -Filmes, wird mit einer veränderten Spinstruktur an der Oberfläche erklärt.

Eine ähnliche Verzerrung der Spinstruktur von $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ wurde in $\text{Co}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ -Lagen auch theoretisch vorhergesagt [105]. Die Rechnungen zeigen eine Verzerrung der Spins im $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, bei der sich die Fe-Spins parallel zu den Co-Momenten ausrichten, während die Mn-Momente antiparallel zueinander ausgerichtet sind und in einem Winkel von 128° zu den Fe-Momenten stehen. Eine solche Spinstruktur wurde bereits für Volumenmaterial berechnet [106], zeigt sich dort aber energetisch etwas ungünstiger als die 3Q-Struktur. Durch die Kopplung zur Co-Schicht kann die sehr kleine Energiedifferenz von $0,11 \text{ meV/Atom}$ überbrückt werden, so dass im gekoppelten System eine andere Spinstruktur bevorzugt wird als im reinen $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ [105].

Wie oben ausgeführt, wird die bevorzugte Spinstruktur im $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ auch durch eine unterschiedliche Magnetisierungsrichtung der anliegenden FM-Schicht beeinflusst, so dass sich unterschiedliche Verzerrungen der Spinstruktur für $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ - und $\text{Co}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Systeme ergeben. Untersuchungen an $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmen zeigen einen Einfluss der kristallographischen Orientierung auf die magnetischen Eigenschaften. So wurden in Ref. [54] Filme in [001]-, [110]- und [111]-Orientierung präpariert und mit longitudinalem MOKE untersucht. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur dickenabhängig durchgeführt und zeigen ein unterschiedliches Verhalten sowohl der Austauschverschiebung H_{EB} als auch der Erhöhung der Koerzitivität H_C für die verschiedenen Wachstumsrichtungen. Auf temperaturabhängige Messungen übertragen bedeutet das unterschiedliche $H_C(t)$ -Verhalten auch eine unterschiedliche Ordnungstemperatur für unterschiedlich orientierte Filme.

Schließlich kann damit auch der Unterschied der Ordnungstemperatur von in dieser Arbeit gemessenen $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Filmen bei unterschiedlichen benachbarten Ni-Filmen erklärt werden. Die Verzerrung der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Spinstruktur, die durch die Kopplung an die FM-Schicht bei unterschiedlicher Magnetisierung unterschiedlich ausfällt, bewirkt eine höhere Ordnungstemperatur bei out-of-plane-magnetisierter FM-Schicht als bei in-plane-Magnetisierung.

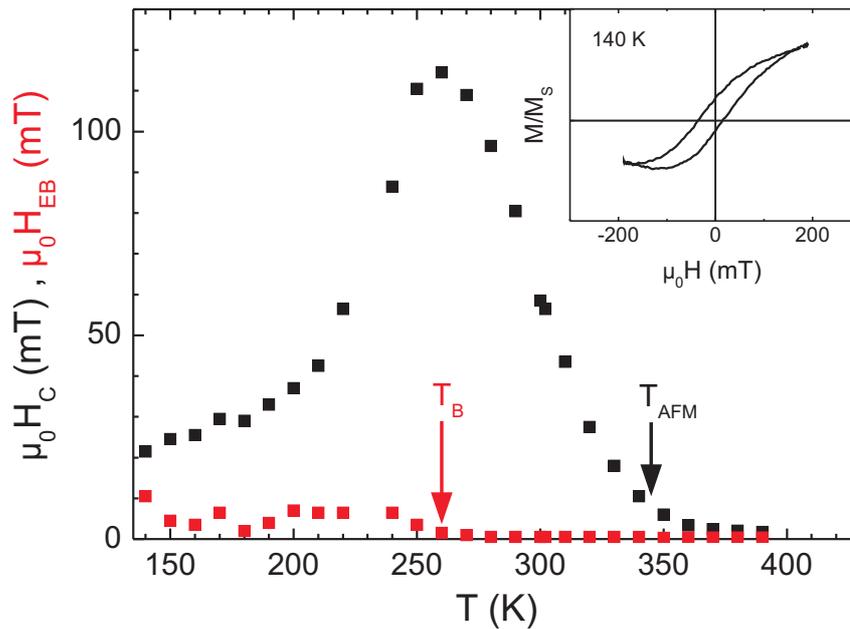


Abbildung 4.11.: Verlauf von $H_C(T)$ (schwarz) und $H_{EB}(T)$ (rot) einer 8,5 ML $\text{Fe}_{60}\text{Mn}_{40}/15$ ML $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Probe. Aufgrund des schwächeren Anstiegs der Koerzitivität bei tiefen Temperaturen ist es möglich, bei umgekehrter Schichtreihenfolge bis unterhalb der Blockingtemperatur zu messen. Sowohl Ordnungstemperatur (schwarz) als auch Blockingtemperatur (rot) sind als Pfeile eingezeichnet. Das kleine Bild zeigt die Hysteresekurve bei 140 K.

4.4. Messungen unterhalb T_B in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Filmen

Da die niedrigste Temperatur, bei der es möglich war, eine Hysteresekurve aufzunehmen, durch das maximale äußere Magnetfeld begrenzt war, war es für Proben der Serie (A) nicht möglich, ihre Blockingtemperatur zu bestimmen. Aufgrund des im letzten Abschnitt festgestellten schwächeren Anstiegs der $H_C(T)$ -Kurve bei abnehmender Temperatur in Proben mit hoher Grenzflächenrauigkeit, ist es in diesen möglich, Messungen über einen größeren Temperaturbereich durchzuführen. In Proben der Serie (B) ist die Grenzflächenrauigkeit in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Proben gegenüber der in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ -Filmen erhöht, weshalb der Anstieg $H_C(T)$ langsamer erfolgt. Deshalb ist es in einigen dieser Proben möglich, die Blockingtemperatur T_B sowie den Verlauf der Koerzitivität unterhalb von T_B zu vermessen.

Der charakteristische $H_C(T)$ -Verlauf ist in Abb. 4.11 exemplarisch an einer 8,5 ML $\text{Fe}_{60}\text{Mn}_{40}/15$ ML $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Probe [Serie(B)] gezeigt. Die Ordnungstemperatur T_{AFM} ist eingezeichnet (schwarzer Pfeil) und liegt mit 345 K im erwarteten Bereich (vgl. Abb. 4.7). Etwa 80 K unterhalb von T_{AFM} setzt die Austauschverschiebung ein, gleichzeitig

sinkt die Koerzitivität. Dies liegt daran, dass der Betrag des Koerzitivfeldes bei negativem externen Feld $H_{C,n}$ weiterhin durch die sinkende Temperatur ansteigt, während das Koerzitivfeld $H_{C,p}$ durch die FM–AFM-Kopplung reduziert wird. Im Mittel ergibt sich so ein kleineres Koerzitivfeld bei gleichzeitigem Einsetzen der Austauschverschiebung. Die Temperatur, bei der eine Austauschverschiebung einsetzt, kennzeichnet die Blockingtemperatur T_B , die ebenfalls in Abb. 4.11 eingezeichnet ist (roter Pfeil).

Die Blockingtemperatur $T_B = 260$ K liegt damit in einem Bereich unterhalb von T_{AFM} , in dem in Proben der Serie (A) noch kein Anzeichen von T_B zu erkennen war. In sämtlichen Proben der Serie (A) steigt $H_C(T)$ bei sinkender Temperatur unvermindert stark an, eine Reduktion der Steigung oder gar eine Verminderung der Koerzitivität ist 80 K unterhalb von T_{AFM} in keiner einzigen Probe nachzuweisen. Allerdings liegt der Bereich 80 K unterhalb von T_{AFM} auch gerade an der Grenze, die aufgrund der Limitierung des äußeren Magnetfeldes vermessen werden konnte. Deshalb kann mit den vorliegenden Daten keine Aussage über das Verhalten der Blockingtemperatur getroffen werden. Es wäre aber möglich, dass T_B , anders als T_{AFM} , durch die Grenzflächenrauigkeit stärker beeinflusst wird.

4.5. $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Filme mit Austauschverschiebung

In der dritten Probenserie (C) (siehe Abb. 4.12) wurden $Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)$ -Doppelschichten vermessen, um die Abhängigkeit der Koerzitivität H_C und des Verschiebungsfeldes H_{EB} von der Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke zu ermitteln. Dafür wurde zunächst die 15 ML $Ni/Cu(001)$ -Schicht vermessen und dann Schritt für Schritt Fe_xMn_{1-x} -Schichten aufgedampft und vermessen, um so eine Abhängigkeit der Hysteresekurven von der AFM-Schichtdicke bei Raumtemperatur zu erhalten.

Im Gegensatz zu Proben der Serien (A) und (B) wurden die Fe_xMn_{1-x} -Schichten hier mit einer Schichtdicke von bis über 30 ML hergestellt. Da sowohl Ordnungstemperatur T_{AFM} als auch Blocking-Temperatur T_B mit zunehmender Schichtdicke aufgrund abnehmender finite-size-Effekte zunehmen, liegen beide für sehr dicke Schichten oberhalb der Raumtemperatur und man beobachtet somit aufgrund der Remanenz der Ni-Schicht beim Aufdampfen der Fe_xMn_{1-x} -Filme neben der Koerzitivitätserhöhung auch eine Austauschverschiebung. Analog zu den temperaturabhängigen Messungen setzen sowohl die Erhöhung der Koerzitivität als auch die Austauschverschiebung erst bei einer charakteristischen Schichtdicke ein. Die Ordnungsschichtdicke t_{AFM} , bei der die Koerzitivitätserhöhung einsetzt, liegt genau bei dem Wert, bei dem die Ordnungstemperatur gerade Raumtemperatur (RT) beträgt. Mit dem Wert von RT bei Messungen der Probenserie (C), etwa 300–310 K, kann aus Abb. 4.6 die aus den Messungen der



Abbildung 4.12.: Schematische Darstellung der Proben aus Serie (C). Die AFM Fe_xMn_{1-x} -Lagen wurden Schritt für Schritt aufgewachsen und vermessen. Die Ni-Schicht wurde in einer Hälfte der Proben für 20 min bei 450 K getempert.

Serie (A) erwartete Ordnungsschichtdicke auf $\approx 7,5$ ML abgeschätzt werden.

Die Messergebnisse der Serie (C) sind in Abb. 4.13 gezeigt. Da es beim Koverdampfen von Fe und Mn recht kompliziert ist, bei jedem Verdampfungsvorgang die gleiche Zusammensetzung zu erhalten, wurde die Fe-Konzentration nach jeder aufgedampften Fe_xMn_{1-x} -Schicht mit AES überprüft. Gezeigt sind nur diejenigen Messungen, bei denen die Zusammensetzung in einem Bereich $\pm 4\%$ über die gesamte Fe_xMn_{1-x} -Schicht konstant ist; die jeweils durchschnittliche Fe-Konzentration ist am letzten Datenpunkt vermerkt. Für jede Probe wurde nach jeder aufgedampften Fe_xMn_{1-x} -Schicht eine Hysteresekurve aufgenommen und daraus sowohl Koerzitivität als auch Verschiebungsfeld bestimmt. Beides ist in Abb. 4.13 aufgetragen, zu einer Probe gehörige Daten erkennt man jeweils an der identischen Fe-Konzentration. Um den Einfluss der Grenzflächenrauigkeit auf H_C und H_{EB} ermitteln zu können, wurde in etwa der Hälfte aller Doppelschichten die Ni-Schicht für 20 min bei 450 K getempert. Abbildung 4.13 (a) zeigt die Proben mit unbehandelten Ni-Filmen, Abb. 4.13 (b) diejenigen mit getemperter Ni-Schicht.

Bei dünnen Fe_xMn_{1-x} -Schichten verändern sich Koerzitivität und Verschiebungsfeld nicht gegenüber der reinen Ni-Schicht (in Abb. 4.13 als 0 ML Fe_xMn_{1-x} eingetragen), erst ab etwa 7,5 ML dicker Fe_xMn_{1-x} -Schicht beginnt H_C anzusteigen. Diese Dicke stimmt mit der aus Messungen der Proben (A) erwarteten Ordnungsschichtdicke t_{AFM} überein und ist deshalb mit einer grauen senkrechten Linie gekennzeichnet.

Ab einer Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke von etwa 15 ML setzt dann die Austauschverschiebung ein, was wie im Fall der Temperaturabhängigkeit (siehe Kapitel 4.4) mit einer absinkenden Koerzitivität einhergeht. Somit ist die Hysteresekurve verschoben, $H_{EB} \neq 0$, die Koerzitivität gleichzeitig herabgesetzt. Bei der Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke, bei der die Austauschverschiebung einsetzt (≈ 15 ML), liegt die Blocking-Temperatur gerade bei Raumtemperatur, bei dickeren Schichten ist die AFM-Anisotropie deshalb groß genug, um eine Austauschverschiebung zu induzieren.

Die Probe mit 33 %iger Fe-Konzentration [sternförmige Datenpunkte in Abb. 4.13 (a)] zeigt allerdings auch bei Schichtdicken bis zu $t_{FeMn} \approx 60$ ML keine Austauschverschiebung

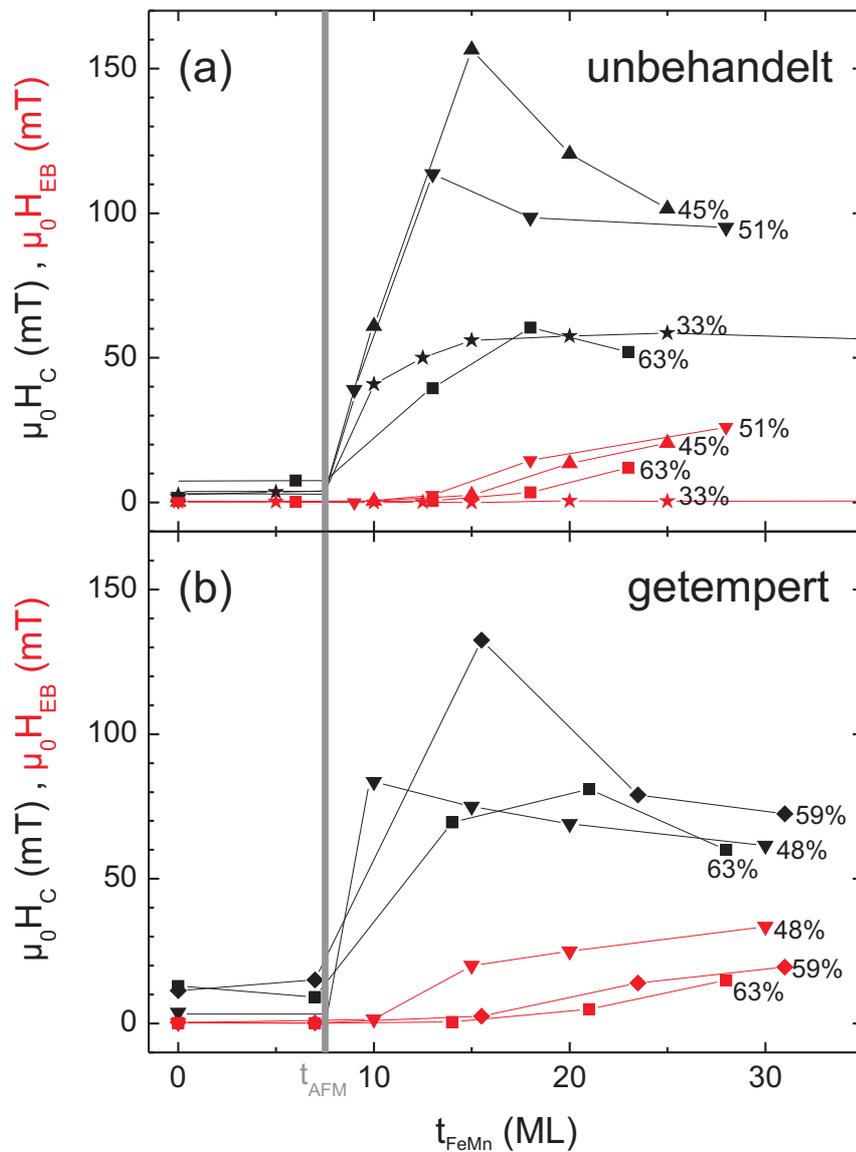


Abbildung 4.13.: Koerzitivität H_C (schwarz) und Verschiebungsfeld H_{EB} (rot) als Funktion von der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke. (a) zeigt die t ML $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Doppelschichten mit unbehandelter Ni-Schicht, (b) zeigt die Proben mit getempelter Ni-Schicht (20 min bei 450 K). Alle Messungen wurden bei 300–310 K (RT) durchgeführt. Die Zahlen hinter dem jeweils letzten Datenpunkt zeigen die durchschnittliche Fe-Konzentration x ($\pm 4\%$), die senkrechte graue Linie markiert die $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichtdicke t_{AFM} , bei der $T_{\text{AFM}} = \text{RT}$ ist. Die Messpunkte einer Probe sind jeweils mit Hilfslinien verbunden.

(diese Datenpunkte sind nicht gezeigt), die Koerzitivität dieser Probe bleibt ab $t_{FeMn} \approx 15$ ML konstant bei einem Wert von $\mu_0 H_{EB} \approx 55$ mT. Offensichtlich haben Fe_xMn_{1-x} -Filme dieser Fe-Konzentration auch bei sehr hohen Schichtdicken eine sehr geringe AFM-Anisotropie bzw. eine sehr niedrige Blockingtemperatur. Dies könnte möglicherweise damit zusammenhängen, dass in diesem Konzentrationsbereich die Spins im Volumen nicht mehr in der 3Q-Struktur, sondern in der kollinearen 1Q-Struktur vorliegen [46]. Damit einhergehend verändern sich auch die magnetischen Eigenschaften signifikant, weshalb nur Filme mit Konzentration im Bereich $40\% < x < 80\%$ vergleichbare Eigenschaften aufweisen [46]. Da die Messserien (A) und (B) keine Proben mit derart niedrigen Fe-Konzentrationen enthielten, können die Messungen der Serie (C) nicht mit vorigen Messungen verglichen werden. Da die Spins nur für $40\% < x < 80\%$ im Volumen in der 3Q-Struktur vorliegen, wird hier auf eine weitere Diskussion des Datensatzes mit 33 %iger Fe-Konzentration verzichtet.

Für einen Vergleich der Austauschverschiebung für verschiedene Fe-Konzentrationen sind in Abb. 4.13 die Proben mit etwa 50 %iger Fe-Konzentration mit dreieckigen Datenpunkten dargestellt, diejenigen mit etwa 60 %iger Fe-Konzentration mit viereckigen. Betrachtet man die Austauschverschiebung bei hohen Schichtdicken, so fällt auf, dass diese bei Proben mit 50 %iger Fe-Konzentration höher ist als bei 60 % Fe-Konzentration: Bei etwa 25 ML dicker Fe_xMn_{1-x} -Schicht liegt die Verschiebung bei 25–30 mT für $x \approx 50\%$, während die Proben mit $x \approx 60\%$ eine Verschiebung von 15–20 mT ausweisen. Da sowohl H_C als auch H_{EB} nicht nur von der FM–AFM-Kopplung sondern auch von der AFM-Anisotropie abhängen, lässt sich anhand der Messungen von Serie (C) keine Aussage darüber treffen, warum H_{EB} in Proben niedrigerer Fe-Konzentration (im Bereich $40\% < x < 60\%$) erhöht ist. Da Proben der Serie (A) und (B) aber eine erhöhte FM–AFM-Kopplung für niedrigere Fe-Konzentration aufweisen (Abschnitt 4.3), liegt es nahe, den Grund für die erhöhte Austauschverschiebung ebenfalls in einer erhöhten FM–AFM-Kopplung anzunehmen. Ob und inwiefern zusätzlich die Anisotropie von der Fe-Konzentration abhängt und somit einen zusätzlichen Einfluss auf H_{EB} aufweist, kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden.

Vergleicht man die unbehandelten mit den getemperten Proben [Abb. 4.13 (a) bzw. (b)], so erkennt man eine leicht erhöhte Austauschverschiebung für Proben mit getemperter Ni-Schicht. Da Proben der Serie (A) und (B) eine höhere FM–AFM-Kopplung für glattere Grenzflächen zeigen, ist es wieder naheliegend, die FM–AFM-Kopplung auch für das erhöhte Austauschverschiebungsfeld bei glatterer Grenzfläche verantwortlich zu machen.

Untersuchungen an FeF_2/Fe -Doppelschichten zeigen ebenfalls eine Abnahme der Austauschverschiebung bei zunehmender Grenzflächenrauigkeit [107], während die Austauschverschiebung in $Ni_{80}Fe_{20}/CoO$ -Filmen bei zunehmender Grenzflächenrauigkeit zunimmt [108]. Dass H_{EB} ein derart unterschiedliches Verhalten in unterschiedlichen Materialien zeigt, führt

zu der Annahme, dass auch spezielle Eigenschaften wie AFM-Spinstruktur oder Anisotropie eine wichtige Rolle für die Größe von H_{EB} spielen. Da jedoch die Austauschverschiebung ohne die FM–AFM-Kopplung nicht auftreten könnte und die Erhöhung der Kopplung bei glatter Grenzfläche bereits gezeigt wurde, wird sie hier hauptverantwortlich für den Unterschied von H_{EB} in getemperten und unbehandelten Fe_xMn_{1-x}/Ni -Filmen gemacht.

Betrachtet man analog zur Austauschverschiebung die Koerzitivität in Abhängigkeit von der Fe-Konzentration, so erkennt man ein unterschiedliches Verhalten für getemperte und unbehandelte Proben. Für die unbehandelten Proben in Abb. 4.13 (a) ist H_C bei niedrigerer Fe-Konzentration höher, genau wie die Austauschverschiebung. Dies kann dadurch erklärt werden, dass eine stärkere FM–AFM-Kopplung sowohl H_{EB} als auch H_C erhöht. Für 60%ige Fe-Konzentration ist H_C in Proben mit getemperter Ni-Schicht [Abb. 4.13 (b)] höher als in Proben mit unbehandelter Ni-Schicht. Dies stimmt wiederum mit der für glattere Grenzflächen erhöhten FM–AFM-Kopplung überein. Für Proben mit 50% Fe-Konzentration erkennt man allerdings eine reduzierte Koerzitivität. Durch die relativ große Schrittweite zwischen den Messpunkten kann das Maximum zwar nicht angegeben werden, dennoch fällt auf, dass die Koerzitivität der getemperten Proben stets im gleichen Bereich liegt, während die Koerzitivität der unbehandelten 63%-Probe für alle Schichtdicken deutlich niedriger liegt. Dass die Austauschverschiebung in diesen Proben trotz der reduzierten Koerzitivität sehr hoch ist, wurde mit der erhöhten FM–AFM-Kopplung erklärt. Die reduzierte Koerzitivität lässt sich dann nur mit einer erhöhten AFM-Anisotropie erklären, die zu höherem Verschiebungsfeld bei gleichzeitiger Reduktion der Koerzitivität führt.

Die Proben der Serie (C) bestätigen also die Abhängigkeit der FM–AFM-Kopplung von Grenzflächenrauigkeit und Fe-Konzentration, die bereits in Proben der Serien (A) und (B) gezeigt werden konnte: Die Kopplung ist stärker je niedriger die Fe-Konzentration und je glatter die Grenzfläche ist. Ob zusätzlich die Anisotropie der AFM-Schicht einen Einfluss auf die erhöhte Austauschverschiebung bei kleiner Fe-Konzentration und glatter Grenzfläche hat, kann an dieser Stelle nicht geklärt werden.

Das Glätten des Ni-Filmes durch Tempern führt zu zwei verschiedenen Mechanismen: Die FM–AFM-Kopplung wird durch die glattere Grenzfläche erhöht (siehe Abschnitt 4.3), was sowohl zu steigender Koerzitivität als auch zu einer erhöhten Austauschverschiebung führt. Gleichzeitig steigt aber durch das Tempern auch die AFM-Anisotropie, die dazu führt, dass zwar die Austauschverschiebung erhöht ist, die Koerzitivität aber reduziert wird. Da die FM–AFM-Kopplung in Proben niedriger Fe-Konzentrationen höher ist, ist der Einfluss der AFM-Anisotropie-Erhöhung für diese Proben stärker, weshalb H_{EB} in der getemperten 48%-Probe am größten ist, während die Koerzitivität dieser Probe relativ klein ist.

5. Messungen ausgedehnter Dreifachschichtsysteme

Im letzten Abschnitt des vorigen Kapitels wurde die Austauschverschiebung in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Filmen diskutiert. Mit Ausnahme des Modells von Koon benötigen die diskutierten Modelle (siehe Kapitel 1.2.1) unkompenzierte Spins an der Grenzfläche zwischen FM und AFM zur Erklärung der Austauschverschiebung. In diesem Zusammenhang stellt sich deshalb die Frage, ob die Austauschverschiebung einer FM-Schicht durch eine zusätzliche FM-Schicht, die an der gegenüberliegenden Grenzfläche des AFM anliegt, beeinflusst wird.

Zur Beantwortung dieser Frage wurden $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachschichten präpariert und vermessen. Um einen direkten Vergleich der Austauschverschiebung mit der entsprechenden Doppelschicht zu bekommen, wurde nach jeder aufgedampften Schicht eine Hysteresekurve bei Raumtemperatur (RT) aufgenommen. So wurde zunächst die $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Schicht präpariert, bei einem Teil der Proben durch Tempern geglättet, und bei RT vermessen, damit sie sich beim Aufdampfen der $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schicht in Remanenz befand und so eine Austauschverschiebung induziert wurde. Danach wurde die $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Doppelschicht bei RT vermessen und erst danach die zweite FM-Schicht aufgedampft. Die entstandenen Dreifachschichten (in Abb. 5.1 dargestellt) wurden dann temperaturabhängig vermessen.

Zusätzlich zum Einfluss der zweiten Ni-Schicht auf die Austauschverschiebung, die in Abschnitt 5.2 diskutiert wird, wurde auch die magnetische Kopplungsstärke zwischen den beiden FM-Filmen in der Dreifachschicht ermittelt. Diese Ergebnisse werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt. Zunächst sollen aber die Hysteresekurven und ihre charakteristischen Merkmale erklärt werden.

5.1. Temperaturabhängige Hysteresekurven in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Dreifachschichten

In Abschnitt 4.3 wurde für Doppelschichtsysteme der Serie (B) gezeigt, dass die Erhöhung der Koerzitivität gegenüber der in reinen Ni-Filmen in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Cu}(001)$ stärker ausgeprägt ist als in $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Doppelschichten. Dies wurde mit der erhöhten Grenzflächenrau-

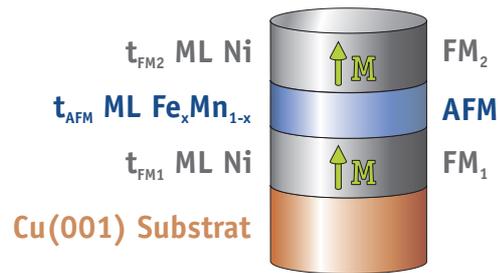


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Dreifachschichten.

igkeit und damit eingehender schwächerer FM–AFM-Kopplung erklärt. Da Fe_xMn_{1-x} glatter auf Ni/Cu(001) aufwächst als Ni auf Cu(001) sind in Ni/ Fe_xMn_{1-x} /Ni/Cu(001)-Dreifachlagen die beiden FM–AFM-Grenzflächen unterschiedlich rau. Dies konnte in den MEED-Kurven während des Aufwachsens beobachtet werden: Die Oszillationen setzen beim Wachstum der oberen Ni-Schicht schneller ein und haben eine größere Amplitude als beim Aufwachsen der Fe_xMn_{1-x} -Schicht. Der Unterschied ist ähnlich wie der beim Wachstum einer Fe_xMn_{1-x} -Schicht auf einen getemperten bzw. einen unbehandelten Ni-Film, der im vorigen Kapitel in Abb. 4.1 dargestellt ist. Durch die unterschiedliche Grenzflächenrauigkeit wird die Koerzitivität $H_{C,2}$ der oberen FM-Schicht, deren Grenzfläche zum AFM-Film die glattere ist, stärker erhöht als die Koerzitivität $H_{C,1}$ der unteren Schicht. Die Hysteresekurve der Dreifachschichten ist deshalb in einem gewissen Temperaturbereich zweistufig wie beispielsweise in Abb. 5.2 bei 370 K. Dass das größere Koerzitivfeld $H_{C,2}$ tatsächlich die Ummagnetisierung der oberen Schicht markiert, kann in dieser speziellen Probe an der Kerrdrehung (also der Änderung des MOKE-Signals) erkannt werden. Die obere Ni-Schicht FM₂ ist mit 12 ML etwa halb so dick wie die untere FM₁-Schicht mit 25 ML. Deswegen ist auch die Kerrdrehung, die am Koerzitivfeld $H_{C,1}$ der unteren Ni-Schicht auftritt etwa doppelt so groß wie die Änderung des MOKE-Signals beim Koerzitivfeld $H_{C,2}$ der oberen Ni-Schicht.

Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit der Hysteresekurven der Dreifachschichten (Abb. 5.2), so bemerkt man wie in den Doppelschichten (Kapitel 4) eine Erhöhung beider Koerzitivfelder zu niedrigeren Temperaturen hin. Durch die technisch bedingte Begrenzung des äußeren Feldes kann die obere Schicht unterhalb einer gewissen Temperatur nicht mehr komplett ummagnetisiert werden (im Beispiel bei 330 K), bei noch kleinerer Temperatur (306 K) wird sogar ausschließlich die untere Schicht ummagnetisiert. Nimmt man eine solche Kurve auf, so spricht man von einer *minor loop* (aus dem Englischen *kleine Kurve*), da nur ein Teil der gesamten Hysteresekurve aufgenommen wird und nicht sämtliche Spins beim Durchfahren des Magnetfeldes ihre Richtung ändern. Sieht man sich die Koerzitivitäten der Probe genauer an, so stellt man fest, dass die Hysterese bei 306 K um 8 mT verschoben ist,

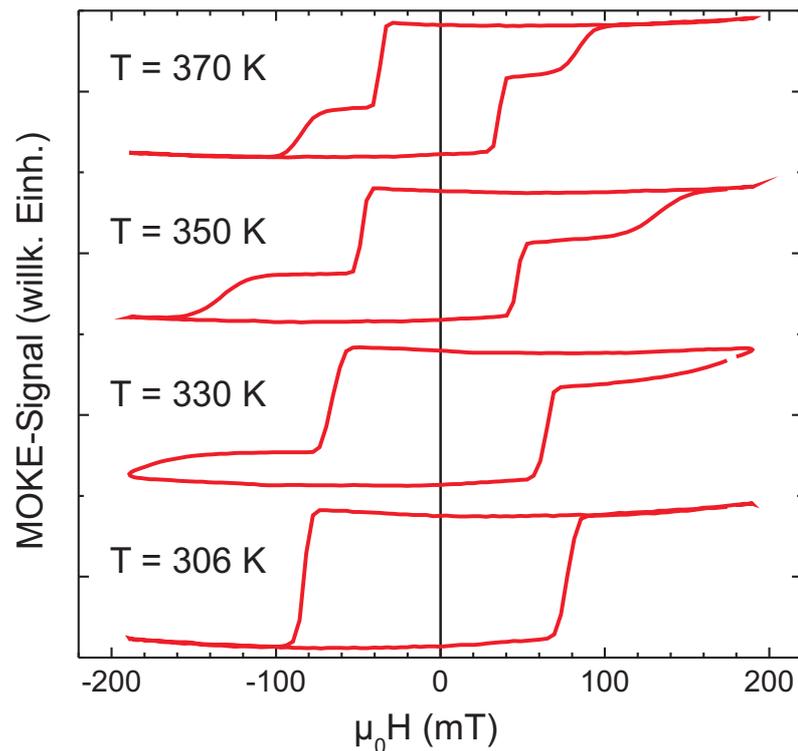


Abbildung 5.2.: Temperaturabhängige Hysteresekurven einer 12 ML Ni/15 ML Fe₄₅Mn₅₅/25 ML Ni/Cu(001)-Probe. Bei $T \geq 350$ K werden beide FM-Schichten ummagnetisiert, bei $T = 306$ K nur noch die untere (minor loop). Die Hysterese bei RT = 306 K weist ein Verschiebungsfeld von $\mu_0 H_V = 8$ mT auf, während die Hysteresekurven bei $T \geq 350$ K symmetrisch sind.

während sie symmetrisch ist, sobald bei $T \geq 350$ K beide Schichten ummagnetisiert werden. Dieser Effekt sowie das Verhalten von minor loops bei Temperaturen, in denen beide Schichten ummagnetisiert werden können, werden im Abschnitt 5.2 und 5.3 noch weiter diskutiert.

In der soeben betrachteten Abb. 5.2 konnten die beiden Koerzitivfelder den FM-Schichten durch ihre unterschiedliche Dicke eindeutig zugewiesen werden. Durch die unterschiedliche Grenzflächenrauigkeit ist aber auch in Dreifachschichten mit gleichen Ni-Film-Dicken davon auszugehen, dass die äußere Koerzitivität $H_{C,2}$ der oberen Schicht FM₂ zugeordnet werden kann. Die einfachste Art, diese These zu überprüfen, ist die, eine zusätzliche Ni-Schicht auf das Dreifachsystem aufzudampfen. Da die FM–AFM-Kopplung, die zur Erhöhung der Koerzitivität führt, ein Grenzflächeneffekt ist, ist der Anteil der an den AFM gekoppelten Spins umso kleiner je dicker der FM-Film ist, da die Anzahl der gekoppelten Spins konstant bleibt während die Gesamtspinanzahl mit steigender Filmdicke zunimmt. Die Erhöhung des Koerzitivfeldes nimmt deshalb mit $1/t$ bei zunehmender FM-Schichtdicke t ab [23]. Dampft man zusätzlich Ni auf die

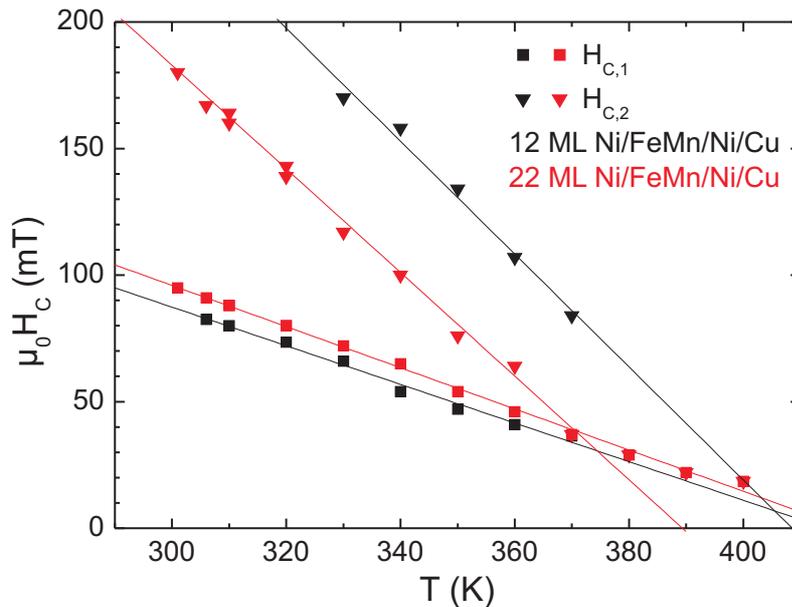


Abbildung 5.3.: Lineare Temperaturabhängigkeit der Koerzitivitäten $H_{C,1}$ (■) und $H_{C,2}$ (▼) einer 12 ML Ni/15 ML Fe₄₅Mn₅₅/25 ML Ni/Cu(001)-Probe (schwarz) und der um 10 ML Ni ergänzten 22 ML Ni/15 ML Fe₄₅Mn₅₅/25 ML Ni/Cu(001)-Probe (rot) im Vergleich. Die kleinere Koerzitivität $H_{C,1}$ ist in beiden Dreifachlagen (fast) gleich, während $H_{C,2}$ bei zunehmender oberer Ni-Schichtdicke abnimmt. $H_{C,2}$ ist also die Koerzitivität der oberen Ni-Schicht, $H_{C,1}$ die der unteren.

Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachschicht, so sollte die Koerzitivität der oberen FM-Schicht also abnehmen, während das Koerzitivfeld der unteren unverändert bleibt.

Abbildung 5.3 zeigt den Temperaturverlauf beider Koerzitivitäten (schwarz) der schon in Abb. 5.2 dargestellten 12 ML Ni/15 ML Fe₄₅Mn₅₅/25 ML Ni/Cu(001)-Probe. Auf die Probe wurden anschließend 10 ML Ni aufgedampft, so dass eine 22 ML Ni/15 ML Fe₄₅Mn₅₅/25 ML Ni/Cu(001)-Probe entstand. Die Koerzitivfelder dieser Probe sind ebenfalls in Abb. 5.3 (rot) gezeigt. Während sich die kleinere Koerzitivität kaum verändert, ist die größere Koerzitivität der Probe mit dickerer FM₂-Schicht deutlich herabgesetzt. Dies zeigt, dass auch bei (fast) gleich dicken Ni-Schichten das größere Koerzitivfeld zur oberen Ni-Schicht gehört wie aufgrund der glatteren Grenzfläche vermutet wurde. In Proben, bei denen die obere FM₂-Schicht sehr viel dicker ist als die untere FM₁-Schicht, könnte die größere Koerzitivität $H_{C,2}$ die der unteren FM₁-Schicht sein. Da solche Proben in dieser Arbeit nicht vermessen wurden, ist hier die größere Koerzitivität $H_{C,2}$ stets die der oberen Ni-Schicht FM₂.

In der Temperaturabhängigkeit der Koerzitivitäten erkennt man ferner, dass die Steigung von $H_{C,2}(T)$ größer ist als die von $H_{C,1}(T)$. Dadurch gibt es eine Temperatur, an der die beiden Geraden sich schneiden und oberhalb derer die Koerzitivitäten gleich sind. Dass die Schichten

oberhalb dieser Temperatur gleichzeitig schalten, spricht für eine parallele Kopplung der beiden FM-Schichten, was durch die Messung von minor loops in zweistufigen Hysteresekurven (siehe Abschnitt 5.3) bestätigt wird.

5.2. Einfluss einer zweiten FM-Schicht auf die Austauschverschiebung in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachschichten

In diesem Abschnitt soll eine der unbeantworteten Fragen aus Abschnitt 1.3 diskutiert werden. Dabei geht es um die Frage, ob und wenn ja wie, die Austauschverschiebung H_{EB} einer Doppelschicht von der zusätzlichen FM-Schicht in einer Dreifachschicht beeinflusst wird. Als erstes muss dafür geklärt werden, wie sich die Hysteresekurve der unteren Ni-Schicht einer Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Probe von derjenigen der Fe_xMn_{1-x}/Ni-Doppelschicht unterscheidet. Der kleine Graph in Abb. 5.4 zeigt dafür die beiden bei RT aufgenommenen Hysteresekurven einer 17 ML Fe₅₁Mn₄₉/15 ML Ni/Cu(001)-Probe und der mit 15 ML Ni ergänzten Dreifachschicht. Diese Probe wurde gewählt, weil das äußere Magnetfeld zu klein ist um in dieser Probe die obere Ni-Schicht umzumagnetisieren, so dass die gezeigten Kurven die Hysteresen der unteren Ni-Schicht darstellen. Man erkennt, dass die Verschiebung in der Dreifachschicht (15 mT) deutlich gegenüber derjenigen in der Doppelschicht (7 mT) erhöht ist. Das liegt daran, dass diese Verschiebung nun nicht mehr nur aufgrund der FM–AFM-Wechselwirkung zustande kommt, sondern zusätzlich durch die FM–FM-Wechselwirkung der beiden Ni-Schichten erzeugt wird. Um Verwirrung zu vermeiden, wird hier eine eindeutige Benennung der Verschiebungsfelder eingeführt. Das in Dreifachschichten auftretende Verschiebungsfeld H_V der unteren FM-Schicht (minor loop) setzt sich zusammen aus der Austauschverschiebung H_{EB} , die an der FM–AFM-Grenzfläche auftritt und schon in der Doppelschicht zu beobachten ist, sowie der Verschiebung H_{FM} , die durch die FM–FM-Kopplung in der Dreifachschicht entsteht:

$$H_V = H_{EB} + H_{FM}. \quad (5.1)$$

Für den obigen Fall gilt also für die Dreifachschicht $\mu_0 H_V = 15$ mT, während in der Doppelschicht $\mu_0 H_{EB} = 7$ mT gemessen wurde.

Schon in Abb. 5.2 fiel auf, dass die Hysteresekurven symmetrisch sind, sobald beide FM-Schichten ummagnetisiert werden. Dass in diesem Fall $\mu_0 H_{FM} = 0$ mT ist, ergibt sich aus der Symmetrie der Messung, die Austauschverschiebung H_{EB} sollte allerdings auch noch beim Ummagnetisieren beider Schichten zu sehen sein. Da sämtliche gemessenen Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachlagen symmetrische Hysteresekurven aufweisen sobald beide FM-Schichten ummagnetisiert werden, wurde das Verschwinden der Austauschverschiebung

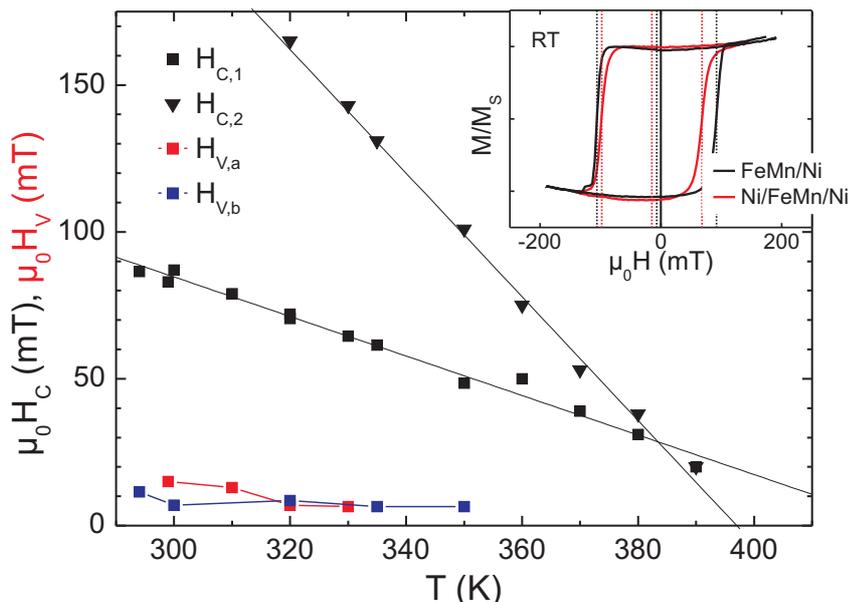


Abbildung 5.4.: Lineare Temperaturabhängigkeit der Koerzitivitäten $H_{C,2}$ (■) und $H_{C,1}$ (▼) sowie der Verschiebungsfelder H_V direkt nach Präparation (■) und nach einem Aufheizvorgang (■) einer 15 ML Ni/17 ML Fe₅₁Mn₄₉/15 ML Ni/Cu(001)-Probe. Oberhalb 360 K ist der Unterschied der Koerzitivitäten $H_{C,2}$ und $H_{C,1}$ sehr klein, so dass keine minor loops und somit keine Verschiebungsfelder mehr aufgenommen werden konnten. Der kleine Graph zeigt die Hysteresekurve einer 17 ML Fe₅₁Mn₄₉/15 ML Ni/Cu(001)-Probe (schwarz) sowie die um 15 ML Ni ergänzte Dreifachlage (rot). Koerzitiv- und Verschiebungsfelder sind mit senkrechten Linien der jeweiligen Farbe markiert.

H_{EB} näher untersucht.

In Abb. 5.4 ist exemplarisch die Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder $H_{C,2}$ und $H_{C,1}$ sowie der Verschiebungsfelder H_V einer 15 ML Ni/17 ML Fe₅₁Mn₄₉/15 ML Ni/Cu(001)-Probe dargestellt. Die Probe wurde für die Messung zweimal erhitzt: Zunächst wurde sie in 10 K-Schritten so weit aufgeheizt, dass beide Koerzitivitäten zu sehen waren und die Hysterese symmetrisch war (330 K). Danach wurde die Probe wieder auf RT heruntergekühlt und erneut vermessen. Auffällig ist, dass bei RT = 300 K das Verschiebungsfeld $\mu_0 H_{V,b} = 7$ mT, das nach dem ersten Aufheizen aufgenommen wurde, nicht den Anfangswert des Verschiebungsfeldes $\mu_0 H_{V,a} = 15$ mT direkt nach Präparation der Probe erreicht. Die Differenz $\mu_0(H_{V,a} - H_{V,b}) = 8$ mT entspricht mit einem Ablesefehler von $\pm 2-4$ mT gerade der Austauschverschiebung $\mu_0 H_{EB} = 7$ mT der Doppelschicht. Durch den Vorgang des Aufheizens der Probe und/oder des Ummagnetisierens der oberen Ni-Schicht wurde die Austauschverschiebung H_{EB} also irreversibel zerstört. Gleichzeitig bleibt die Verschiebung H_V der minor loop, die für $H_{EB} = 0$ gleich der Verschiebung H_{FM} ist, nahezu konstant sobald die zweite Schicht ummagnetisiert wurde und $H_{EB} = 0$ ist.

t_{Ni1} (ML)	t_{FeMn} (ML)	x (%)	t_{Ni2} (ML)	$\mu_0 H_V$ (RT) (mT)	T_{200} (K)	$\mu_0 H_{\text{FM}}$ (340 K) (mT)
15	9	46	15+ 5	-	<300	-
15	13	49	15+10	42	360	7,5
15	14	48	15	43	370	-
15	15	44	15	-	<300	-
25	15	45	12+10	8	320	10
30 ^T	16,5	55	30+10	-	<300	-
15	17	49	15+15	-	<300	-
15 ^T	17	51	15+10	15	310	7
30 ^T	18	45	30	-	300	2
25 ^T	18	54	25	-	300	2
30 ^T	19,5	55	30	-	<300	-
30 ^T	21	46	30	-	<300	2
30 ^T	21	50	30	-	300	1

Tabelle 5.1.: Übersicht über die Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachschichtsysteme, die temperaturabhängig gemessen wurden. Aufgeführt sind die Dicken t_{Ni1} der unteren Ni-Schicht, t_{FeMn} der Fe_xMn_{1-x}-Schicht und t_{Ni2} der oberen Ni-Schicht sowie die Fe-Konzentration x . Mit ^T sind die Proben markiert, bei denen die untere Ni-Schicht für 20 min bei 450 K getempert wurde. Die Bemerkung $+t$ in der Spalte t_{Ni2} bezeichnet eine zusätzlich aufgedampfte Ni-Schicht auf das Dreifachschichtsystem. Zusätzlich ist das Verschiebungsfeld H_V der Dreifachlage bei RT, die Temperatur T_{200} , ab der beide FM-Schichten ummagnetisiert werden, sowie die Verschiebung aufgrund der FM-Kopplung H_{FM} bei 340 K, die in Abschnitt 5.3 behandelt wird, angegeben.

Dieses Phänomen konnte in sämtlichen Dreifachlagen beobachtet werden. Eine Übersicht über alle temperaturabhängig vermessenen Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachschichten ist in Tabelle 5.1 gezeigt. Die Temperatur, ab der beide FM-Schichten ummagnetisiert werden können, wird im folgenden T_{200} genannt, da ab dieser Temperatur gilt, dass sowohl $\mu_0 H_{C,1}$ als auch $\mu_0 H_{C,2} < 200$ mT sind. Die Symmetrie der Hysteresekurve tritt unabhängig vom absoluten Wert immer gerade ab T_{200} ein.

Da in Doppelschichten (Kapitel 4) die Proben mit Austauschverschiebung nicht temperaturabhängig gemessen wurden, bleibt die Frage, ob das Aufheizen der Probe den Spins an der FM₁-AFM-Grenzfläche eine Bewegungsfreiheit ermöglicht, durch die die unidirektionale Anisotropie und damit die Austauschverschiebung H_{EB} zerstört wird, oder ob das Ummagnetisieren der oberen Schicht die Ursache für die Zerstörung ist. Dass dieser Effekt in sämtlichen Proben gerade bei der Temperatur T_{200} auftritt, bei der beide FM-Schichten ummagnetisiert

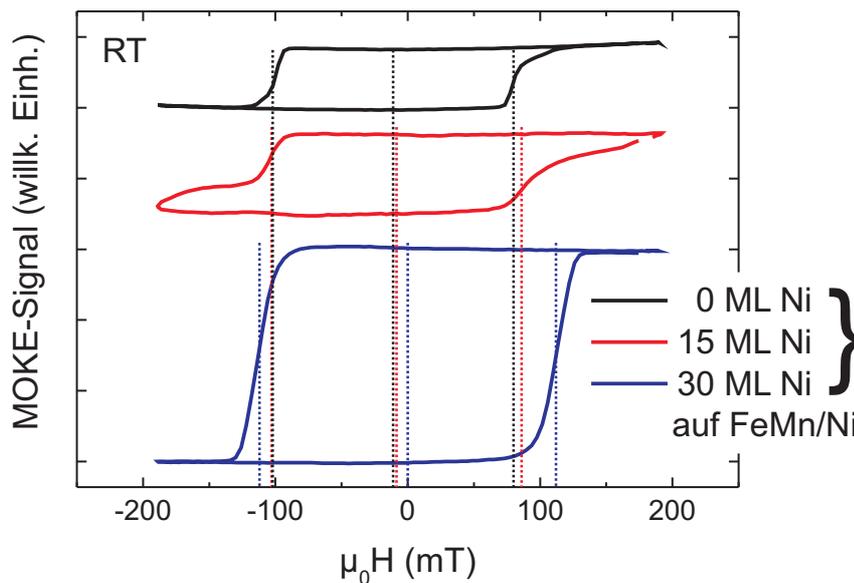


Abbildung 5.5.: Hysteresekurven einer 16 ML $\text{Fe}_{45}\text{Mn}_{55}/15$ ML Ni/Cu(001)-Doppelschicht (schwarz) im Vergleich mit der um 15 ML Ni ergänzten 15 ML Ni/16 ML $\text{Fe}_{45}\text{Mn}_{55}/15$ ML Ni/Cu(001)-Dreifachschicht (rot). Die Austauschverschiebung H_{EB} verschwindet bei Ummagnetisierung der FM_2 -Schicht in der nochmals um 15 ML Ni ergänzten 30 ML Ni/16 ML $\text{Fe}_{45}\text{Mn}_{55}/15$ ML Ni/Cu(001)-Dreifachschicht (blau). Die vertikalen Linien markieren die Koerzitivfelder der unteren Ni-Schicht und die Symmetrieachse der Hysteresekurve in der jeweiligen Farbe.

werden, unabhängig von der Absoluttemperatur, scheint zwar dafür zu sprechen, dass die Ummagnetisierung der oberen Ni-Schicht das Verschwinden von H_{EB} bewirkt, dennoch sollte diese These überprüft werden.

Abbildung 5.5 zeigt die sukzessiven Messungen bei RT an einer 15 ML Ni/15 ML Ni/16 ML $\text{Fe}_{45}\text{Mn}_{55}/15$ ML Ni/Cu(001)-Probe. Zunächst wurde die reine Ni-Schicht vermessen (nicht gezeigt) um eine Remanenz zu induzieren. Die $\text{Fe}_{45}\text{Mn}_{55}/\text{Ni}$ -Doppelschicht (schwarze Hysterese) zeigt eine Austauschverschiebung von $\mu_0 H_{EB} = 11$ mT. Eine zusätzliche 15 ML Ni-Schicht ändert weder die Koerzitivitäten noch die Austauschverschiebung erheblich (rote Kurve). Anhand der Form der Hysterese, die bei ± 200 mT nicht in der Sättigung ist, erkennt man, dass die obere Ni-Schicht nicht vollständig ummagnetisiert wird. Das MOKE-Signal, das im Gegensatz zur Doppelschicht nur wenig zunimmt, bestätigt dies. Werden nun weitere 15 ML Ni auf die Dreifachschicht aufgedampft, so erhält man eine vollständig symmetrische Hysteresekurve (blau). Die Kerrdrehung ist etwa dreimal so groß wie die der Doppelschicht. Dies entspricht gerade der relativen Gesamtdicke der FM-Schichten, die in der Dreifachschicht insgesamt eine Dicke von 45 ML, in der Doppelschicht eine Dicke von 15 ML haben. Dies und die Form der Hysteresekurve zeigen, dass beide FM-Schichten

vollständig ummagnetisiert werden. Die Austauschverschiebung verschwindet also auch ohne dass die Probe geheizt wird.

Durch diese Messungen konnte somit gezeigt werden, dass die Ummagnetisierung einer an eine Fe_xMn_{1-x}-Schicht angrenzenden FM-Schicht die Austauschverschiebung, die an der anderen Grenzfläche des Fe_xMn_{1-x}-Films entsteht, vernichtet. Durch die Remanenz der unteren FM-Schicht werden die AFM-Spins an der Grenzfläche beim Aufdampfen des Fe_xMn_{1-x}-Films gepinnt. Wird nun auf die AFM-Schicht eine weitere FM-Schicht aufgedampft, so bleiben die Spins an der unteren Grenzfläche davon zunächst unberührt. Erst wenn die obere FM-Schicht ummagnetisiert wird, werden die AFM-Spins an der oberen Grenzfläche gedreht. Diese Drehung beeinflusst die AFM-Spins im Volumen und setzt sich bis an die untere Grenzfläche fort. Die Spins verlieren dabei ihre bevorzugte Richtung und die untere FM-Schicht ist somit nicht mehr gepinnt, die Austauschverschiebung H_{EB} verschwindet.

5.3. Magnetische Kopplungsstärke in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Dreifachschichten

Im vorigen Abschnitt wurde der Anteil H_{EB} der Verschiebung der Hysteresekurve H_V diskutiert, in diesem Abschnitt soll nun näher auf die Wechselwirkung zwischen beiden FM-Schichten und die daraus entstehende Verschiebung H_{FM} der minor loops eingegangen werden.

Abbildung 5.6 zeigt die gesamte Hysteresekurve sowie die minor loop der bereits in Abb. 5.4 gezeigten Probe bei 330 K. Die minor loop weist eine Verschiebung um 7 mT auf. Wie bereits im letzten Abschnitt diskutiert, ist die Austauschverschiebung nach der Ummagnetisierung der oberen FM-Schicht verschwunden, so dass die Verschiebung ausschließlich aufgrund der FM-FM-Wechselwirkung zu Stande kommt. Dass die minor loop zu negativem Magnetfeld verschoben ist, bedeutet, dass die FM-FM-Kopplung eine parallele Ausrichtung der beiden Ni-Schichten bevorzugt. Dies lässt sich sehr einfach anhand der in Abb. 5.6 gezeigten schematischen Darstellung der Magnetisierungsrichtungen der Schichten verstehen. Die antiparallele Ausrichtung der Schichten kostet mehr Energie als deren parallele Ausrichtung, weshalb das Zurückklappen der Spins der unteren Schicht schon bei einem kleineren Magnetfeld möglich ist. Wäre eine antiparallele Kopplung bevorzugt, so wäre es genau umgekehrt und die minor loop wäre in die andere Richtung verschoben. Eine derartige Verschiebung zu positivem Magnetfeld konnte allerdings in keiner der präparierten Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachschichten nachgewiesen werden, offensichtlich wird die parallele Ausrichtung der FM-Schichten stets bevorzugt.

Zur genaueren Betrachtung zeigt Abb. 5.7 die Verschiebungsfelder $H_V = H_{FM}$ der minor loops in Abhängigkeit von der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke (s. Tabelle 5.1). Um eine systematische Auswertung zu gewährleisten wurde das Verschiebungsfeld H_{FM} jeweils an der mi-

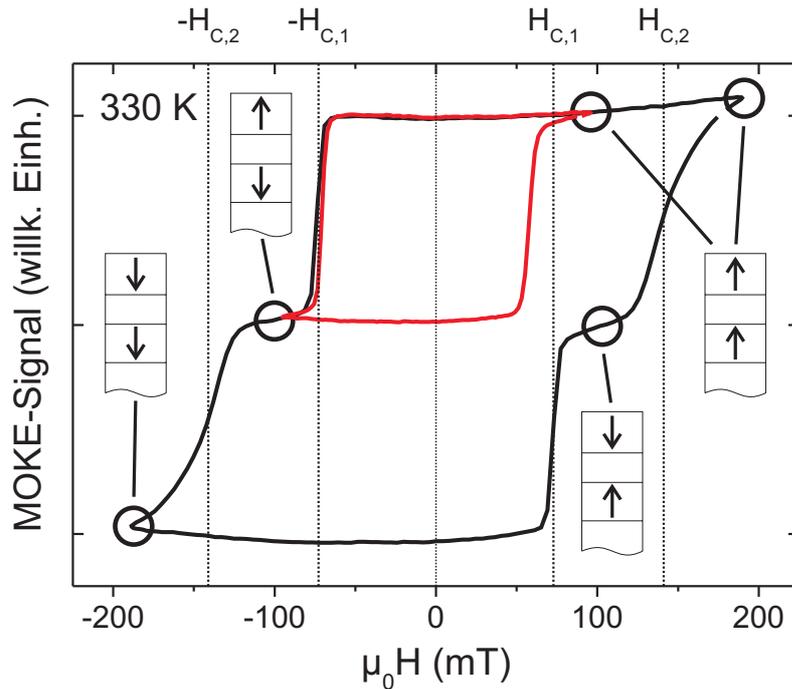


Abbildung 5.6.: Hysteresekurve und minor loop der 15 ML Ni/17 ML Fe₅₁Mn₄₉/15 ML Ni/Cu(001)-Probe (Abb. 5.4) bei 330 K. Die Magnetisierungsrichtungen der FM-Schichten sind schematisch dargestellt.

nor loop bei ≈ 340 K abgelesen. Die Temperatur wurde so gewählt, dass in möglichst vielen Proben einerseits die obere Ni-Schicht ummagnetisiert werden konnte, andererseits der Unterschied der Koerzitivitäten $H_{C,2}$ und $H_{C,1}$ groß genug war um die minor loop problemlos messen zu können. Da das Verschiebungsfeld H_{FM} nahezu unabhängig von der Temperatur ist (siehe Abb. 5.4), ist die Wahl der Temperatur, bei der H_{FM} abgelesen wird, ohnehin nicht entscheidend.

Das Verschiebungsfeld H_{FM} , das ein Maß für die Kopplungsstärke zwischen den FM-Schichten ist, hängt von der Zwischenschichtdicke t_{FeMn} ab, bleibt aber stets positiv (parallele Kopplung der Schichten). Die einzige Kopplung, die unabhängig von der Zwischenschichtdicke eine parallele Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen bevorzugt, ist die Néel-Kopplung. Diese bevorzugt für out-of-plane-magnetisierte FM-Schichten eine parallele Ausrichtung für kleine AFM-Anisotropie (siehe Abschnitt 1.3.2). Die ausschließlich positive Kopplung spricht also für ein Überwiegen des Néel-Kopplungs-Anteils in der FM-FM-Wechselwirkung bei einer kleinen AFM-Anisotropie.

Läge ausschließlich die Néel-Kopplung vor, so müsste man aber ein exponentiell abnehmendes Verhalten von $H_{FM}(t_{FeMn})$ beobachten. Die Messungen zeigen aber ein Verhalten, das konsistent mit einer Oszillation der Periode ≈ 10 ML ist. Dies spricht für die RKKY-Wechselwirkung, die typischerweise zu Oszillationsperioden in dieser Größenordnung führt

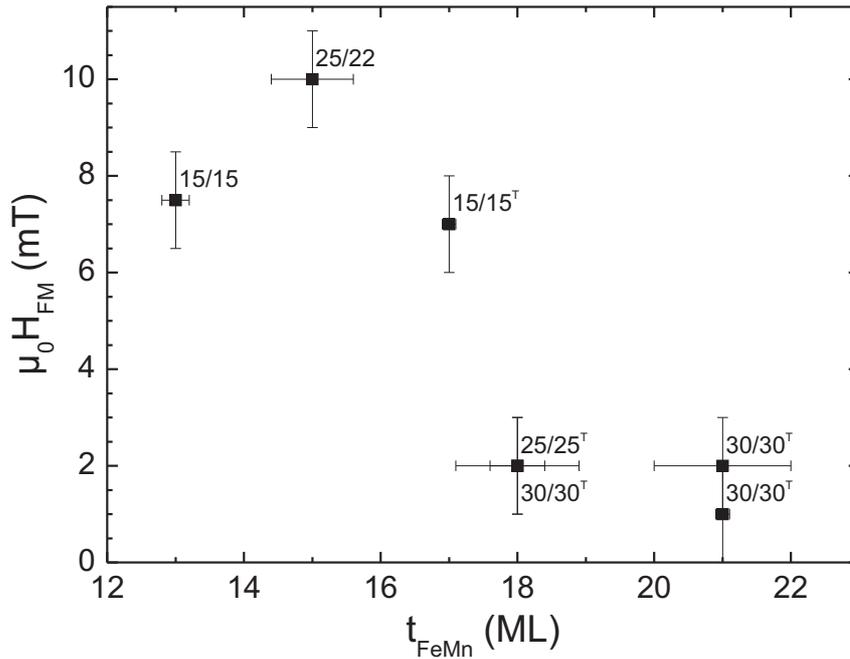


Abbildung 5.7.: Verschiebungsfeld H_{FM} aufgrund der FM–FM-Kopplung aus minor loop bei 340 K. Die Ni-Schichtdicken der Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Schichten sind angegeben. Mit ^T sind die Proben markiert, bei denen die untere Ni-Schicht bei 450 K für 20 min getempert wurde.

(siehe Abschnitt 1.3.1).

Die direkte Wechselwirkung über den AFM, die eigentlich am stärksten sein sollte, müsste hingegen eine Periode von 2 ML aufweisen, in der sich parallele und antiparallele Kopplung abwechseln. Dies ist nicht zu beobachten, wobei diese Art der Wechselwirkung auch sehr stark von der Grenzflächenrauigkeit beeinflusst wird, die zumindest in der unteren Grenzfläche des Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni-Systems recht groß ist. Es wäre also durchaus möglich, dass die direkte Wechselwirkung durch die hohe Grenzflächenrauigkeit so weit herabgesetzt ist, dass eine Überlagerung aus RKKY- und Néel-Kopplung die FM–FM-Wechselwirkung dominiert.

Um genauere Aussagen treffen zu können, wäre allerdings eine systematische Messreihe nötig, die bisher noch nicht durchgeführt wurde. Die Abstände der Zwischenschichtdicke der vermessenen Proben sind in den vorhandenen Messungen zu groß um definitive Aussagen zu treffen. Eine Oszillation der Periode von 2 ML ist anhand der vorliegenden Messungen nicht zu sehen, kann aber aufgrund der großen Abstände zwischen den Messpunkten auch nicht ausgeschlossen werden. Dabei wäre es außerdem interessant zu erfahren, ob im Bereich zwischen den relativ niedrigen Verschiebungsfeldern bei 18 ML und 21 ML eine antiparallele Kopplung nachgewiesen werden kann. Mit den derzeit vorliegenden Messdaten lässt sich leider noch keine definitive Aussage über die genauen Kopplungsmechanismen der beiden FM-Schichten treffen.

5.4. Diskussion

Bei Messungen dieser Arbeit an Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachlagen wurden zwei Fragestellungen unterschieden, von denen sich eine auf die FM–AFM-, die andere auf die FM–FM-Kopplung bezieht. Die Untersuchung der FM–AFM-Kopplung sollte klären, inwiefern die zweite Ni-Schicht FM₂ die Austauschverschiebung an der Grenzfläche zur FM₁-Schicht beeinflusst. Im einfachsten Modell von Meiklejohn und Bean (siehe Abschnitt 1.2.1) entsteht die Austauschverschiebung dadurch, dass die AFM-Spins unbeweglich sind [52]. Damit sind ausschließlich die Spins an der Grenzfläche verantwortlich für das Entstehen der Asymmetrie, während die Spins im Volumen keinen Einfluss haben. In den Modellen von Mauri [55], Malozemoff [24] und dem Domain-State-Modell [57] werden zwar die Spins im Volumen berücksichtigt, aber die für die Entstehung der Austauschverschiebung ursächlichen Spins sind auch hier die unkompenzierten Spins an der Grenzfläche. Unklar ist dabei immer noch, inwieweit die Drehung der benachbarten FM-Spins auf die AFM-Spins wirkt und ob sich diese Drehung bis ins Volumen des AFM auswirkt.

Experimentell wurden schon verschiedene Hinweise für einen Einfluss der Volumenspins zumindest in einkristallinen Systemen entdeckt, während diese in polykristallinen Dreifachlagen keinen Einfluss zu haben scheinen. So zeigen Messungen an gesputterten Fe₂₀Ni₈₀/Ir₂₀Mn₈₀/Fe₂₀Ni₈₀- [109] und NiFe/FeMn/NiFe-Dreifachlagen [110], dass eine Änderung der AFM-Dicke oberhalb von etwa 5–10 nm keinen Einfluss auf die Austauschverschiebungen hat. In der polykristallinen AFM-Schicht werden also nur diejenigen Spins von der ferromagnetischen Schicht beeinflusst, die sich nahe der Grenzfläche befinden, während sich diejenigen in einem gewissen Abstand von beiden Grenzflächen wie im Volumenmaterial ausrichten. Die Austauschverschiebung eines Ferromagneten wird hier also nicht durch eine zusätzliche FM-Schicht an der anderen AFM-Grenzfläche beeinflusst.

In einkristallinen CoO/Fe-Doppelschichten wird dagegen auch dann noch eine Austauschverschiebung beobachtet, wenn sich eine zusätzliche Cu-Schicht zwischen AFM und FM befindet [111]. Eine Austauschverschiebung entsteht dort also nicht nur bei direkter Wechselwirkung der FM- und AFM-Spins an der Grenzfläche, sondern auch durch eine indirekte Wechselwirkung über eine lange Distanz und durch die nichtmagnetische Zwischenschicht können die unkompenzierten Spins der AFM-Grenzfläche eine unidirektionale Anisotropie induzieren.

Untersuchungen an Co₉₅Fe₅/Fe₅₀Mn₅₀ und Fe₅₀Mn₅₀/Co₉₅Fe₅-Doppelschichten zeigen wie in den hier durchgeführten Messungen (Abschnitt 4.5) eine Abhängigkeit des Austauschfeldes von der Schichtreihenfolge [112]. Durch diese unterschiedliche Austauschverschiebung entstehen in Co₉₅Fe₅/Fe₅₀Mn₅₀/Co₉₅Fe₅-Dreifachlagen zweistufige Hysteresekurven, aus denen beide H_{EB} -Felder bestimmt werden können. Die dort beschriebenen Messungen der Doppel- und Dreifachlagen wurden sofort nach dem Aufdampfen der Schichten durchgeführt und zusätzlich nach einer Feldkühlung, für die die Proben erhitzt und anschließend in einem äußeren

Magnetfeld auf RT abgekühlt wurden. Die Feldkühlung bewirkt sowohl in den Doppel- als auch in den Dreifachschichten eine Erhöhung der Austauschverschiebung. Der direkte Vergleich der Hysteresekurven der Doppel- und Dreifachschichten zeigt sowohl für die sofort gemessenen als auch für die feldgekühlten Proben eine Erhöhung beider Austauschverschiebungen in den Dreifachschichten. Anhand einer Untersuchung der Erhöhung bei verschiedenen Zwischenschichtdicken t_{FeMn} kann die FM–FM-Kopplung als Ursache ausgeschlossen werden [112]. Die beiden $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ -Schichten bewirken also durch das $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ -Volumen hindurch eine Zunahme der unkompenzierten Spins an der jeweils anderen Grenzfläche, so dass an beiden Grenzflächen die Anzahl an unkompenzierten Spins erhöht wird und die Austauschverschiebung zunimmt.

Auch in $\text{Ni}/\text{FeF}_2/\text{NiFe}$ -Dreifachlagen wurde ein Volumeneffekt nachgewiesen [113]. Da dort die Dreifachschichten auf ein durchsichtiges $\text{MgF}_2(111)$ -Substrat aufgewachsen wurden, konnten die Hysteresekurven beider FM-Lagen unabhängig voneinander gemessen werden. Da die Koerzitivfelder von Ni und NiFe sehr unterschiedlich sind, konnte durch Feldkühlung in entsprechend großem positivem bzw. negativem äußeren Feld eine parallele bzw. antiparallele Konfiguration erreicht werden. Dann wurden die Hysteresekurven beider FM-Schichten temperaturabhängig aufgenommen. Unterhalb der Blockingtemperatur von etwa 80 K zeigt sich eine deutliche Austauschverschiebung, die bei paralleler Ausrichtung der FM-Schichten etwa doppelt so groß in der NiFe- und sogar zehnmal so groß in der Ni-Schicht ausfällt als bei antiparalleler Ausrichtung. Auch in diesen Untersuchungen [113] zeigt sich also ein deutlicher Einfluss des AFM-Volumens auf die Austauschverschiebung.

In den Messungen der $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Dreifachlagen dieser Arbeit konnte nun ein anderer Effekt nachgewiesen werden, bei dem ebenfalls das Volumen des AFM eine Rolle spielt. Während die Austauschverschiebung in den $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ -Schichten im Gegensatz zur Doppelschicht vergrößert wird [112] und in $\text{Ni}/\text{FeF}_2/\text{NiFe}$ -Schichten von der relativen Ausrichtung der FM-Schichten abhängt [113], verschwindet sie komplett in den hier untersuchten $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Dreifachlagen. Die Messungen bei RT zeigen, dass dieses Verschwinden durch das Ummagnetisieren der zweiten FM-Schicht verursacht wird. Warum die Austauschverschiebung in $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ -Schichten vergrößert wird, während sie in den $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ -Filmen verschwindet, bleibt dagegen unklar. Möglicherweise hängt der Unterschied ähnlich wie die unterschiedliche Ordnungstemperatur in $\text{Ni}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ - und $\text{Co}/\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ -Schichten mit der unterschiedlichen Magnetisierungsrichtung der FM-Filme zusammen.

Die zweite Fragestellung, die im Rahmen der Messungen an Dreifachschichten untersucht wurde, ist die der FM–FM-Kopplung. Die Dreifachlagen dieser Arbeit zeigen oberhalb einer bestimmten Temperatur eine einstufige Hysteresekurve. Eine solche einstufige Hysteresekurve kommt nur dann zu Stande, wenn beide FM-Schichten beim gleichen Feld ummagneti-

siert werden, was auf eine bevorzugte parallele Ausrichtung der Magnetisierungen schließen lässt. Diese Vermutung wird bestätigt durch die Messung von minor loops, bei denen die obere FM₂-Schicht nicht ummagnetisiert wird. Die Hysteresekurve der FM₁-Schicht ist dann stets zu negativem Magnetfeld verschoben, woraus wiederum eine bevorzugt parallele Ausrichtung folgt. Aus dem Verhalten von $H_{\text{FM}}(t_{\text{FeMn}})$ kann vermutet werden, dass hauptsächlich Néel- und RKKY-Kopplung zur FM–FM-Wechselwirkung beitragen, während die direkte Austausch-Kopplung über den AFM mit einer Oszillationsperiode von 2 ML stark unterdrückt ist.

Dies widerspricht allerdings früheren Messungen an in-plane-magnetisierten Co/Fe₅₀Mn₅₀/Co-, NiFe/Fe₅₀Mn₅₀/Co- und Co/Ni/Fe₅₀Mn₅₀/Co-Schichten [114], sowie den auch hier gemessenen Ni/Fe₅₀Mn₅₀/Ni-Systemen [71], die eine abwechselnd parallele und antiparallele Ausrichtung abhängig von der Zwischenschichtdicke t_{FeMn} zeigen. In diesen Untersuchungen wurde die Magnetisierungsrichtung der oberen Ni-Schicht in keilförmigen Schichtsystemen mit einem PEEM aufgenommen. Die untere Ni-Schicht wurde vor dem Aufwachsen der Fe₅₀Mn₅₀ und der oberen Ni-Schicht in einem Magnetfeld ausgerichtet, so dass sie sich in Remanenz befindet. Die PEEM-Aufnahmen zeigen, dass sich die obere Ni-Schicht bei Änderung der Fe₅₀Mn₅₀-Schichtdicke mit einer Oszillationsperiode von etwa 2 ML abwechselnd parallel und antiparallel zur unteren Ni-Schicht ausrichtet. Diese Messungen wurden an Proben mit unbehandelter sowie mit getemperter unterer Ni-Schicht (15 min lang bei 450 K) durchgeführt. Dabei zeigt sich ein deutlicher Einfluss auf die FM–FM-Kopplung: Während die Streifen paralleler und antiparalleler Ausrichtung bei der getemperten Probe quasi gleich breit sind, sind die Streifen paralleler Ausrichtung in der unbehandelten Probe deutlich verbreitert. Die erhöhte Grenzflächenrauigkeit führt also tatsächlich zu einer relativen Zunahme der Néel-Kopplung während die direkte Kopplung über den AFM unterdrückt wird. Im Fehlerbereich stimmen die Daten dieser Arbeit mit den PEEM-Messungen aus Ref. [71] überein, so dass an dieser Stelle vermutet werden muss, dass die Tatsache, dass nur Proben mit positiver Verschiebung präpariert wurden, durch die relativ großen Abstände der Zwischenschichtdicken zufällig zu Stande kam.

Allerdings sind in Abb. 5.7 alle gemessenen Dreifachlagen eingetragen, die mit teilweise unterschiedlicher FM-Schichtdicke präpariert wurden. In der Literatur wurde beobachtet, dass neben der Zwischenschichtdicke auch die FM-Schichtdicke einen Einfluss auf die FM–FM-Kopplung haben kann. So zeigen die PEEM-Aufnahmen von FeMn/Fe₅₀Mn₅₀/Co/Cu(001)- und Co/Ni/Fe₅₀Mn₅₀/Co/Cu(001)-Dreifachschichten nicht nur eine Abhängigkeit der Kopplung von t_{FeMn} , sondern auch eine Abhängigkeit von der unteren FM₁-Schichtdicke [114]. Diese Abhängigkeit hat eine Oszillationsperiode von 1 ML und ist sägezahnförmig. Sie wird damit erklärt, dass die effektive Fe₅₀Mn₅₀-Schichtdicke durch die erhöhte Grenzflächenrauigkeit bei nicht ganzzahliger FM₁-Schichtdicke modifiziert wird. In NiFe/Fe₅₀Mn₅₀/NiFe-Filmen wurde beobachtet, dass die Magnetisierung der beiden FM-Schichten sich von einer parallelen

Einstellung zu einer um 90° gedrehten Magnetisierung ändert, wenn eine FM-Schichtdicke verändert wird [115]. Ein solcher Einfluss der FM-Schichtdicke zeigt sich allerdings nur in in-plane-magnetisierten Filmen, während die Ni-Schichtdicke in Ni/Fe₅₀Mn₅₀/Ni-Filmen keinen Einfluss auf die FM–FM-Kopplung hat [71]. Somit ist es zulässig, dass in Abb. 5.7 alle Proben unabhängig von der Dicke ihrer Ni-Schichten aufgetragen sind. Dennoch sind die Abstände der Zwischenschichtdicken der gemessenen Proben sehr groß, weshalb eine weitere systematische Messreihe interessant sein könnte.

Zusammenfassend zeigen die Messungen an Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachschichten den überraschenden Effekt, dass die Austauschverschiebung der unteren Ni-Schicht FM₁ durch die Ummagnetisierung der oberen Ni-Schicht FM₂ verschwindet, während für ein besseres Verständnis der FM–FM-Kopplung weitere systematische Messungen fehlen.

6. Nanostrukturierung mittels Nanolochmasken

Obwohl die erste Beobachtung der Austauschverschiebung in Nanostrukturen stattfand [22], wurde das Phänomen zunächst hauptsächlich in dünnen Filmen untersucht. Viele der Theorien, die die Größenordnung der Austauschverschiebung sehr gut voraussagen, wie das Modell von Mauri [55] oder das von Malozemoff [24] (Abschnitt 1.2.1), erklären die Verschiebung mit Hilfe von sich bildenden Domänenwänden. Wird nun die laterale Dimension so weit eingeschränkt, dass keine Domänen mehr gebildet werden können, so müssen diese Theorien modifiziert werden.

Auf der anderen Seite gehen viele Modelle, so auch das erste von Meiklejohn und Bean [52], von einer kohärenten Rotation der Spins beim Ummagnetisierungsprozess aus. Diese Annahme ist in ausgedehnten Filmen eher unrealistisch, während die Ummagnetisierung in den kleinen Nanostrukturen durchaus kohärent stattfinden kann. Diese Modelle könnten in Nanostrukturen also sogar bessere Voraussagen machen als in ausgedehnten Filmen.

Die experimentelle Untersuchung nanostrukturierter Systeme hat bisher sehr unterschiedliche Ergebnisse gebracht. So ist die Austauschverschiebung in vielen Untersuchungen kleiner als in entsprechenden ausgedehnten Systemen (z. B. [5]), in anderen vergrößert sich H_{EB} in den Nanostrukturen (z. B. [3]). Wiederum andere Untersuchungen zeigen sogar eine Zunahme oder Abnahme von H_{EB} je nach Schichtdicke des AFM-Materials [4]. Systematische Messungen zeigen zudem eine Abhängigkeit der Austauschverschiebung von der Partikelgröße [7] und des Materials [6].

Bei der experimentellen Untersuchung kann es sehr schwierig sein, unterschiedliche Einflüsse zu trennen. So kann die Korngröße polykristalliner Systeme einen großen Einfluss auf die Austauschverschiebung haben [59]. Bei der Herstellung polykristalliner Nanostrukturen ist es aber kaum möglich, diese nach unterschiedlichen Korngrößen getrennt zu vermessen. Deshalb wäre es für ein besseres Verständnis sehr hilfreich, neben den bisherigen Untersuchungen polykristalliner Proben, einkristalline Nanostrukturen zu vermessen.

Zur Realisierung solch einkristalliner Nanostrukturen gibt es prinzipiell mehrere Möglichkeiten. Die am weitesten verbreitete Methode, kleine Strukturen herzustellen, ist die *optische Lithographie*, bei der die gewünschte Struktur durch Belichtung auf die Probe übertragen wird.

Ein Nachteil dieser Methode ist die vergleichsweise schlechte Auflösung, die durch die Wellenlänge des genutzten Lichtes gegeben ist, und bei der derzeitigen Technik bei etwa 100 nm liegt. Durch die *Elektronenstrahl-Lithographie*, bei der die Strukturen durch einen fokussierten Elektronenstrahl auf die Probe übertragen werden, können zwar Strukturen bis hinunter zu etwa 10 nm hergestellt werden, dieser Prozess ist aber sehr zeitaufwändig. Um relativ große Flächen von mehreren mm² mit Nanostrukturen im Bereich < 100 nm zu bedecken, ist die Methode der Nanoprägung (meist Englisch als *Nanoimprint* bezeichnet) deshalb besser geeignet. Dabei wird nach der Übertragung der Strukturen ein Ionenstrahlätzer benötigt. Sämtliche Methoden haben zudem den Nachteil, dass die Proben zur Nanoprozessierung aus dem UHV entfernt werden müssen. Besser wäre daher eine Herstellung der Nanostrukturen, die *in situ* stattfinden kann. Deshalb kam die Idee auf, Nanostrukturen direkt durch Aufdampfen im UHV herzustellen. Die Nanostrukturierung soll dabei erreicht werden, indem das Material durch eine Nanolochmaske hindurch aufgedampft wird, die in das UHV eingeschleust wird. Die Ideen zur Realisierung solch einkristalliner Nanostrukturen und erste Tests auf dem Weg zu deren Vermessung werden in diesem Kapitel vorgestellt.

6.1. Funktionsprinzip

Die Herstellung nanostrukturierter einkristalliner Filme mittels Aufdampfens durch eine Nanolochmaske soll mit Hilfe des in Abschnitt 3.5 vorgestellten Doppelprobenhalters durchgeführt werden. Dafür wird eine Nanolochmaske, die auf einem Probenplättchen befestigt wurde, durch die Schleuse (Abschnitt 3.4) in die UHV-Kammer eingebracht. Das Probenplättchen mit der Nanolochmaske wird dann in die bewegliche Platte des Doppelprobenhalters geschoben und dort von den Klammern gehalten. Mit der mechanischen Hand können dann die Hutmuttern abwechselnd gedreht werden, so dass die bewegliche Platte federnd gelagert an den Kristall angenähert wird. Dabei kann durch ein Fenster beobachtet werden, dass die Platte möglichst gleichmäßig angenähert wird und somit schließlich planparallel auf dem Kristall aufliegt. Nun kann der Manipulator in Aufdampfposition gefahren werden, wo die metallischen Schichtsysteme aufgedampft werden. Die Nanolochmaske wird nach dem Aufdampfprozess mit Hilfe der Hutmuttern wieder vom Kristall entfernt und aus der beweglichen Platte gezogen. Die Nanolochmaske kann in der mechanischen Hand oder im Probenmagazin zwischengelagert und noch einmal verwendet oder direkt wieder ausgeschleust werden. Der Kristall, auf dem sich nun die aufgedampften Nanostrukturen befinden, kann dann mit dem MOKE-Lasersystem vermessen werden.

Die ersten Tests, die mit diesem Mechanismus bereits durchgeführt werden konnten, werden in Abschnitt 6.3 vorgestellt. Abschnitt 6.2 beschäftigt sich mit Herstellung und Charakterisierung derjenigen Membranen, deren Präparation zu einem großen Teil im Rahmen dieser

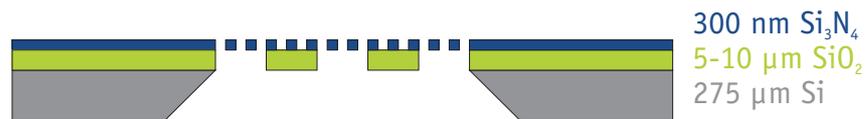


Abbildung 6.1.: Schematischer Querschnitt der Si_3N_4 -Masken (Größenverhältnisse nicht maßstäblich).

Arbeit durchgeführt wurde.

Zunächst werden hier kurz die unterschiedlichen Nanolochmasken vorgestellt, die auf ihre Tauglichkeit zum Aufdampfen von Nanostrukturen im UHV hin getestet wurden.

Masken aus Si_3N_4 und Al_2O_3

Die erste Idee zur Herstellung der Nanostrukturen war eine Kooperation mit der Gruppe von Prof. K. Nielsch (Universität Hamburg). In seiner Gruppe sollten nanostrukturierte Masken aus Si_3N_4 hergestellt werden, durch die dann mit Hilfe des Doppelprobenhalters die Nanostrukturen aufgedampft werden. Zur Herstellung der Si_3N_4 -Masken wird zunächst ein Si-Wafer einer Dicke $\approx 300 \mu\text{m}$ oxidiert, so dass sich eine 5–10 μm dicke SiO_2 -Schicht bildet [116]. Die Oxidschicht, in die Streifen einer Breite von 10–50 μm geätzt werden, dient als Trägerschicht der obersten etwa 300 nm dicken Si_3N_4 -Schicht. In diese Schicht werden Löcher bis hinunter zu einem Durchmesser von 70 nm geätzt. Durch gezieltes Zudampfen der Löcher können auch kleinere Durchmesser bis zu $\approx 10 \text{ nm}$ erreicht werden. Im letzten Schritt wird der Si-Wafer keilförmig aufgeätzt, um einen Durchlass zur Membran freizugeben. Einen schematischen Querschnitt zeigt Abb. 6.1.

Da die entstehenden Masken sehr zerbrechlich sind, gelang die Herstellung nicht wie erwünscht auf einer Fläche von mindestens 6–7 mm Durchmesser und es wurde stattdessen auf Nanolochmasken aus Aluminiumoxid ausgewichen. Diese Masken entstehen durch gezieltes Ausnutzen eines selbstorganisierten Wachstums. Dabei wird Al in einer Elektrolytlösung mit angelegter Spannung oxidiert, so dass die entstehende Al_2O_3 -Schicht weitaus dicker (bis zu 1 μm) als bei einer Oxidation ohne Elektrolyt werden kann. Führt man die Oxidation in Elektrolyten durch, die eine geringe Auflösengeschwindigkeit haben, so entstehen Poren in der Al_2O_3 -Schicht [117]. Abhängig von der angelegten Spannung bilden die Poren einen unterschiedlichen Durchmesser, und der Abstand zwischen ihnen variiert [118]. Werden zuletzt die entstandenen Al/ Al_2O_3 -Schichten von der Rückseite aufgeätzt, so entstehen durchlöchernte Al_2O_3 -Masken.

Abbildung 6.2 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme einer solchen von R. Zierold (Uni Hamburg) hergestellten Al_2O_3 -Maske. Mit dieser Maske wurde ein Aufdampfversuch in der UHV-Testkammer (siehe Abschnitt 6.3) vorgenommen, der leider ohne Erfolg blieb. Die Maske ist sehr empfindlich und zerriss beim Versuch, sie nach dem Aufdampfen vorsichtig vom Substrat zu entfernen. Die Testkammer wurde nach dem Aufdampfvorgang

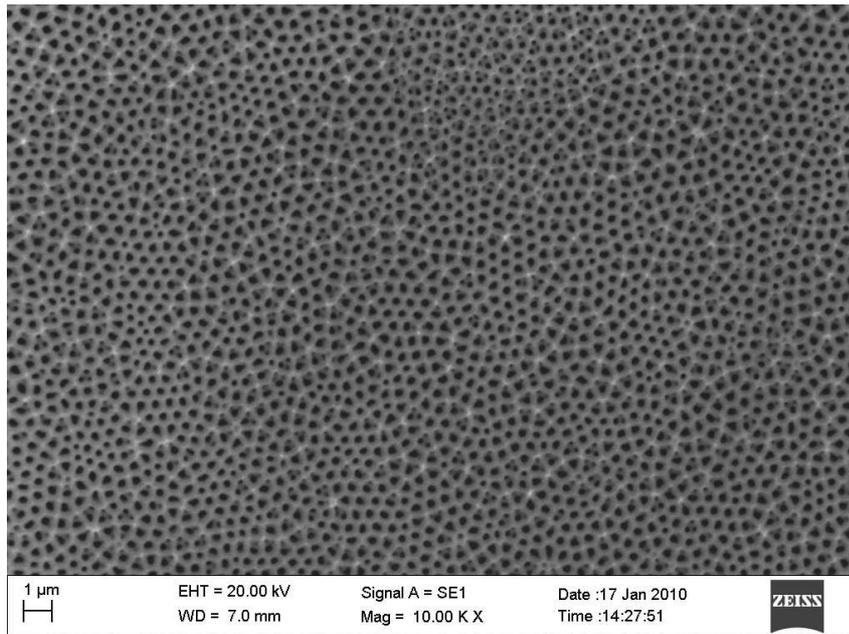


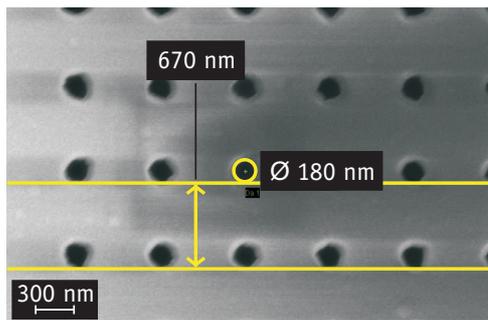
Abbildung 6.2.: REM-Aufnahme einer Al_2O_3 -Maske mit einem mittleren Lochdurchmesser von etwa 300 nm und einem Lochabstand von etwa 600 nm.

wieder geöffnet, so dass das Entfernen der Maske an der Luft stattfand. Sollen Filme *in situ* präpariert werden, so muss das Annähern und Entfernen der Maske mit einer mechanischen Hand durchgeführt werden. Da mit dieser eine sensible Behandlung der Maske noch weitaus schwieriger ist, sind die Al_2O_3 -Masken für die *in situ*-Präparation ungeeignet.

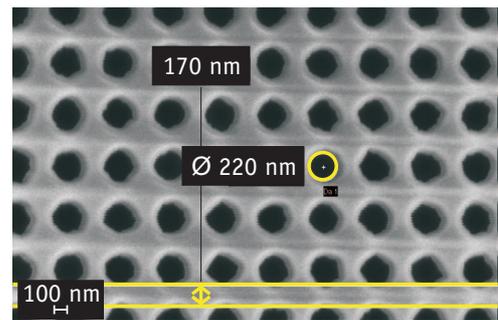
Masken aus Si_3N_4

Als die Herstellung der Membranen in der Gruppe von K. Nielsch nicht so funktionierte wie erhofft, wurden zwei andere Versuche unternommen, Nanolochmasken für die Herstellung von Nanostrukturen zu erhalten. Der eine dieser Versuche war die Bestellung von Si_3N_4 -Masken bei der Firma *microlitho*. Da die Herstellung einer Maskengröße von mehr als $0,5 \cdot 0,5 \text{ mm}^2$ auch dieser Firma Probleme bereitete und sich die Lieferung immer weiter verzögerte, gelang nur die Herstellung von vier Testmasken, von denen REM-Aufnahmen in Abb. 6.3 gezeigt sind.

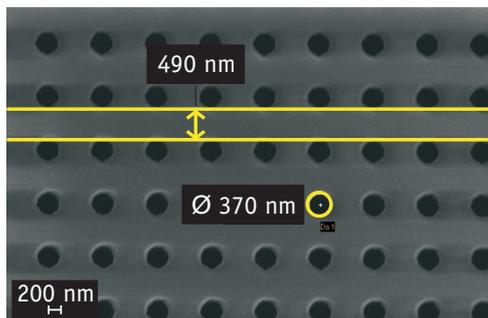
Auch mit diesen Masken wurden Aufdampftests in der Testkammer durchgeführt, aber auch diese Masken stellten sich dabei als untauglich für die *in situ* UHV-Präparation heraus. Das Si-Substrat der Masken ist sehr zerbrechlich, so dass es beim Annähern an den Kristall schwierig ist, gerade so fest anzuziehen, dass die Maske aufliegt, aber nicht zerbricht. Da bei den ersten Versuchen eine der Masken noch beim Annähern zerbrochen ist und es wiederum im UHV mit der mechanischen Hand deutlich schwieriger ist, die maximale Kraft richtig einzuschätzen, sind auch diese Masken nicht gut für die UHV-Anwendung geeignet. Die Masken



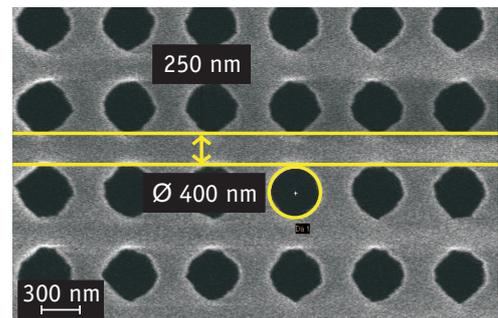
(a) 180 nm Lochdurchmesser und 670 nm Abstand



(b) 220 nm Lochdurchmesser und 390 nm Abstand



(c) 370 nm Lochdurchmesser und 860 nm Abstand



(d) 400 nm Lochdurchmesser und 650 nm Abstand

Abbildung 6.3.: REM-Aufnahmen der Si_3N_4 -Masken.

lassen sich zwar etwas leichter behandeln als die Al_2O_3 -Masken, aber in der Zwischenzeit waren schon Tests mit den Nanolochmasken aus Glimmer, Kapton und Makrofol durchgeführt worden. Zumindest die Nanolochfolien aus Makrofol sind deutlich unempfindlicher als die Si_3N_4 -Masken, weshalb diese am besten für das Aufdampfen von Nanostrukturen im UHV geeignet sind.

Masken aus Glimmer, Kapton und Makrofol

Die dritte Methode zur Herstellung von Nanolochmasken wurde in Kooperation mit Dr. Ch. Trautmann vom GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Dort wurden Glimmer-, Kapton- und Makrofol-Folien mit schweren Ionen beschossen. An den Stellen, an denen Ionen die Folie durchquert haben, bilden sich zwar keine Löcher, aber Strukturveränderungen in der Folie, die dann selektiv geätzt werden können. Die Anzahl der Ionen, mit denen die Folien beschossen werden, bestimmt dabei die Anzahl der Löcher; deren Durchmesser wird durch die Dauer des Ätzvorgangs festgelegt. Eine genauere Beschreibung der Herstellung dieser Nanolochfolien und deren Charakterisierung mittels TEM folgt im nächsten Abschnitt.

6.2. Herstellung und Charakterisierung der nanostrukturierten Folien

Folien aus Glimmer, Kapton und Makrofol mit Durchmessern von 3–5 cm und Dicken von 10 µm (Glimmer und Makrofol) bzw. 12 und 25 µm (Kapton) wurden von der GSI Darmstadt mit Au-Ionen der spezifischen Energie 11,4 MeV/Nukleon beschossen. Dabei wurden unterschiedliche Fluenzen im Bereich von $1 \cdot 10^8$ – $6 \cdot 10^9$ Ionen/cm² genutzt um die für ein Aufdampfen von Nanostrukturen am besten geeignete Anzahl an Löchern zu finden. Die entstehenden Strukturveränderungen der Folien lassen sich dann selektiv ätzen (für eine Übersicht über die Prozessparameter siehe Tabelle 6.1), wobei jedes Ion, mit dem die Folie beschossen wird, ein Loch bewirkt. Die Folien können vor und/oder nach dem Ätzzvorgang mit einem Skalpell auf die gewünschte Größe zugeschnitten werden.

Glimmerfolien

Die Glimmer-Folien werden mit Flusssäure (HF) selektiv geätzt, wobei der Durchmesser der entstehenden Löcher beim Ätzen in 20 %iger HF-Lösung bei RT mit etwa 4 nm/min wächst [119]. Dabei ist zu beachten, dass dieser Wert durch Mittelwertbildung zu Stande kommt, da das Ätzen an der Oberfläche beginnt und die Löcher deshalb erst nach einiger Zeit komplett durchgeätzt sind. Ab diesem Punkt steigt der Lochdurchmesser dann etwa linear mit 4 nm/min an. In Glimmer werden die Löcher beim Ätzen nicht rund, sondern durch das anisotrope Ätzverhalten rhombisch mit Winkeln von 60° bzw. 120° (siehe TEM-Aufnahme einer solchen Folie in Abb. 6.4). Der angegebene Durchmesser ist so definiert, dass kreisförmige Löcher dieses Durchmessers die gleiche Fläche hätten wie die rhombischen Löcher. In dieser Arbeit wurde mit 24 %iger Flusssäure gearbeitet, so dass die Ätzrate leicht gegenüber der in Ref. [119] angegebenen Rate in 20 %iger Lösung erhöht war.

Die besten Ergebnisse in Glimmer wurde mit denjenigen Folien erzielt, die mit einer Fluenz von $7,6 \cdot 10^8$ Ionen/cm² bestrahlt wurden. Nach einer Ätzzeit von 45 min in 24 %iger Flusssäure bei RT entstehen die erwarteten rhombischen Löcher mit einer Fläche von ≈ 23.000 nm². Dies

Tabelle 6.1.: Prozessparameter beim Ätzen der Glimmer-, Kapton- und Makrofolfolien.

	Glimmer	Kapton	Makrofol
Ätzlösung	HF 24 %	NaOCl 12 %	NaOH
Ätzdauer	45 min	bis zu 120 min	120 min
Ätztemperatur	RT	58°C	RT
Löcher	rhombisch	kreisförmig	kreisförmig
Lochdurchmesser	170 nm	-	150 nm

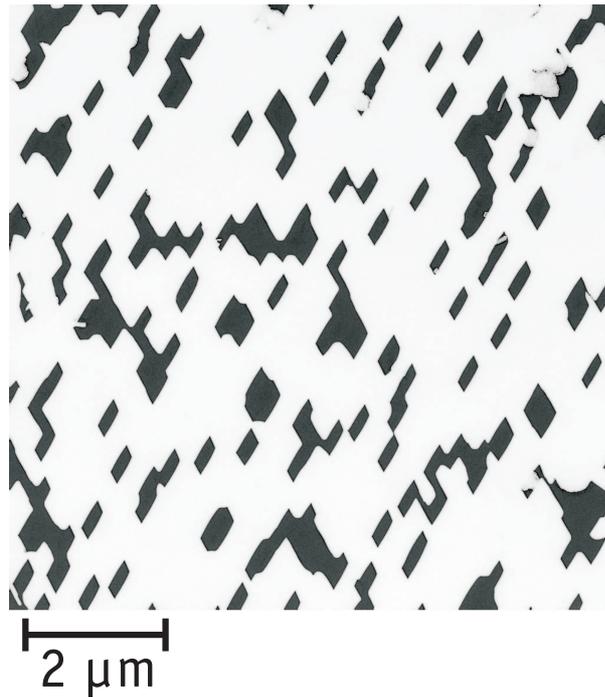


Abbildung 6.4.: TEM-Aufnahme einer für 45 min bei RT in 24 %iger HF-Lösung geätzten Glimmerfolie, die zuvor mit einer Fluenz von $7,6 \cdot 10^8$ Ionen/cm² bestrahlt wurde.

entspricht der Fläche von kreisförmigen Löchern eines Durchmessers von ≈ 170 nm.

Kaptonfolien

Das selektive Ätzen von Kapton-Folien erfolgt mit einer Natriumhypochlorid (NaOCl)-Lösung. Durch Zufügen von H_3BO_3 kann der pH-Wert der NaOCl-Lösung verkleinert werden, der neben dem aktiven Cl-Gehalt einen Einfluss auf die Ätzrate hat. Zudem kann das Ätzen durch ein Erhöhen der Temperatur beschleunigt werden. Mit einer 13 %igen NaOCl-Lösung werden bei $58^\circ C$ und einem pH-Wert von 12,3, der ohne Zufügen von H_3BO_3 vorliegt, Ätzraten von etwa 8 nm/min erreicht [120]. Die entstehenden Löcher sind nahezu kreisrund. Das Ätzen in NaOCl wird dadurch erschwert, dass sich die Lösung durch Licht- und Temperatureinflüsse über die Zeit zersetzt und die Ätzrate dadurch vermindert wird. Beim Ätzen bei RT konnten auch nach mehrstündigem Ätzen keine Löcher erzeugt werden, weshalb die Temperatur auf $60^\circ C$ erhöht wurde. Trotz Abdunklung der Ätzlösung zersetzte sich die Lösung merklich nach etwa halbstündigem Ätzen, weshalb kein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt werden konnte.

Makrofolien

Erfolgreicher war das Ätzen der Makrofol-Folien, das in Natronlauge (NaOH) erfolgt, die durch das Auflösen von Natriumhydroxid in Wasser und Zufügen von Methanol hergestellt wurde:

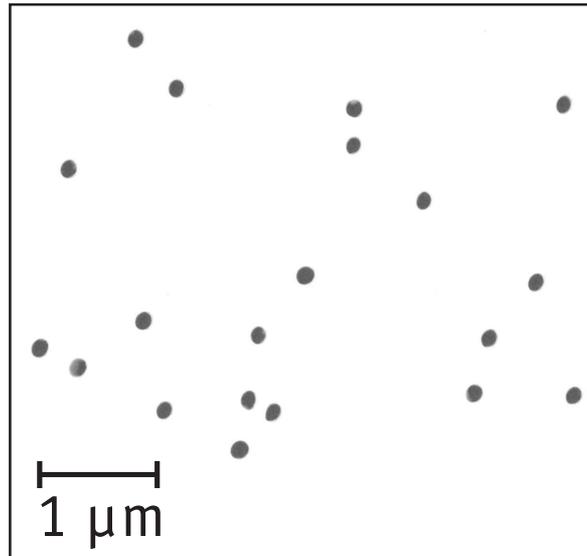


Abbildung 6.5.: TEM-Aufnahme einer für 120 min bei RT in NaOH-Lösung geätzten Makrofolie, die zuvor mit einer Fluenz von $2,3 \cdot 10^8$ Ionen/cm² bestrahlt wurde.

- 200 g NaOH-Plätzchen
- in 850 ml Wasser lösen, dabei gut kühlen.
- 100 ml Methanol dazugeben, abkühlen lassen
- mit Wasser auf 1000 ml auffüllen.

Die Ätzrate für diese Lauge beträgt dann etwa 12 nm/min. Durch Zufügen eines Tropfens handelsüblichen Spülmittels wird die Oberflächenbenetzung erhöht, was zu einem besseren Ätzergebnis führt.

Bei Makrofolien waren die besten Ergebnisse zu beobachten, wenn die Folie 120 min bei RT in NaOH geätzt wurde. Die entstehenden Löcher haben eine Fläche von ≈ 18.000 nm², damit einen Durchmesser von ≈ 150 nm und sind nahezu kreisförmig. Die TEM-Aufnahme einer solchen mit $2,3 \cdot 10^8$ Ionen/cm² Fluenz bestrahlten Folie ist in Abb. 6.5 gezeigt.

6.3. Herstellung der aufgedampften Nanostrukturen

Um die laufenden Messungen ausgedehnter Schichtsysteme nicht unterbrechen zu müssen und gleichzeitig Tests mit dem Aufdampfen von Nanostrukturen machen zu können, wurde zusätzlich eine kleine Testkammer aufgebaut. Diese besteht aus einem T-förmigen Vakuumflansch, auf dessen einer Seite ein Verdampfer mit einem Fe-Stab eingebaut wurde. Gegenüber liegt ein Blindflansch, an den der Doppelprobenhalter montiert wurde, und der dritte Flansch wurde an einen Turbopumpenstand angeschlossen, so dass nach dem Ausbacken ein Vakuum im

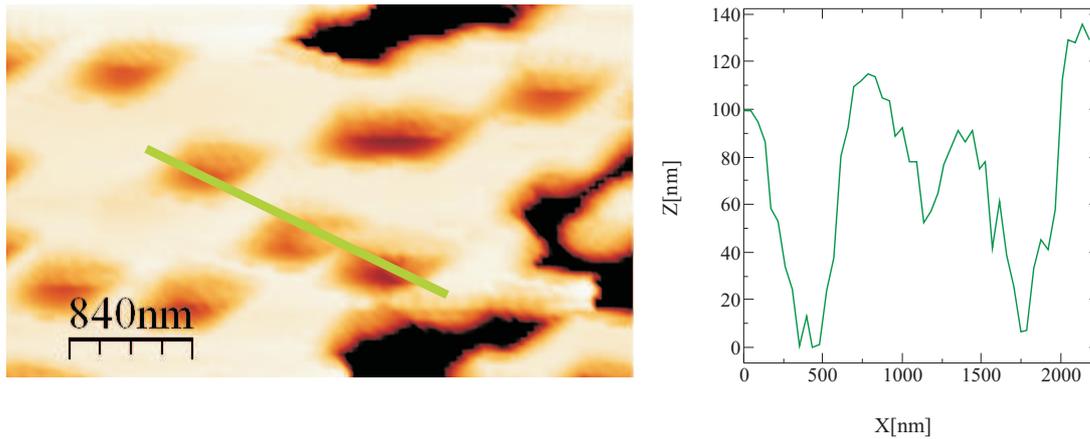
Bereich von $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erzeugt werden konnte. Auf dem Doppelprobenhalter ist an Stelle des Cu-Kristalls ein Halter mit einem Au/Glimmer-Substrat angebracht, das für Aufdampftests dient und später im AFM vermessen werden kann. Eine Nanolochmaske kann wie später in der UHV-Kammer auf ein Probenplättchen montiert werden, das in den Doppelprobenhalter eingesetzt wird. Gewindestangen, Federn und Muttern sind ebenfalls wie im UHV angebracht, die Annäherung erfolgt allerdings an der Luft.

Vor jedem Aufdampftest wurde die Testkammer belüftet, ein neues Au-Substrat und eine Nanolochmaske eingesetzt. Dann wurden die Muttern festgezogen, so dass die Maske möglichst direkt auf dem Substrat auflag. Danach wurde die Testkammer abgepumpt und bei $\approx 200^\circ\text{C}$ über 8–24 Stunden ausgebacken. Da keine weiteren Instrumente (MEED, AES) zur Verfügung standen, um die aufgedampften Schichten zu charakterisieren, wurde die Aufdampfrate aus bekannten Parametern aus der UHV-Kammer abgeschätzt und damit die in etwa gewünschte Schichtdicke Fe aufgedampft. Danach wurde die Kammer wieder belüftet und der Blindflansch mit Doppelprobenhalter ausgebaut. Die Nanolochmaske wurde an Luft mit Hilfe des Annäherungsmechanismus vom Substrat entfernt und Nanolochmaske und Substrat aus den Probenhaltern entnommen.

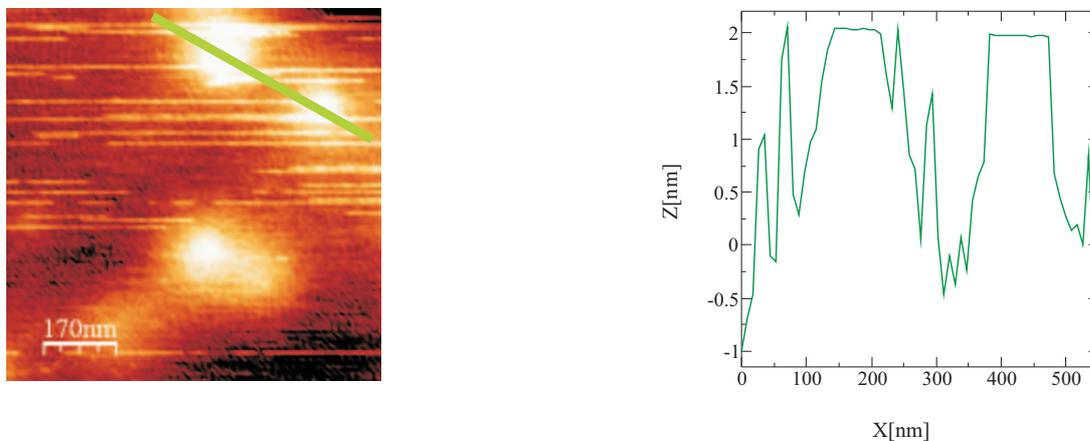
6.3.1. Charakterisierung mit Rasterkraftmikroskopie

Nachdem in der Testkammer Fe auf die Substrate aufgedampft war, wurden diese im Rasterkraftmikroskop untersucht. Beim ersten Test wurden etwa 50 ML Fe durch eine Glimmerfolie, die (wie diejenige aus Abb. 6.4) 45 min in HF geätzt worden war, auf das Au-Substrat aufgedampft. Beim Entfernen des Annäherungsmechanismus riss die Maske am Rand ab, verblieb somit auf dem Substrat und konnte nur mit Hilfe von Aceton entfernt werden. Die Rasterkraftmikroskop-Bilder [Abb. 6.6(a)] zeigen keine rhombischen Erhebungen, sondern Vertiefungen einer Tiefe von etwa 80 nm und einer Breite von etwa 500 nm. Diese Vertiefungen lassen sich nur dadurch erklären, dass die Glimmerfolie durch die relativ dicke Fe-Schicht so fest mit dem Au-Substrat zusammenhing, dass Teile des Substrats beim Ablösen der Maske mit herausgerissen wurden und dadurch die rhombischen Gräben entstanden. Die Glimmermasken sind also nicht dafür geeignet, dicke Fe-Schichten von mehr als 50 ML aufzudampfen.

Deshalb wurden im nächsten Versuch, ebenfalls durch eine 45 min lang geätzte Glimmerfolie hindurch, nur etwa 10 ML Fe aufgedampft. Da dies einem deutlich geringeren Höhenunterschied entspricht, sind die Nanostrukturen in den Mikroskopaufnahmen [Abb. 6.6(b)] schlechter aufgelöst, haben aber mit einer Höhe von etwa 3 nm und einem Durchmesser von 120–200 nm die richtige Größenordnung. Es ist also gelungen, mit Hilfe des Doppelprobenhalters, durch die Glimmerfolien hindurch Nanostrukturen aufzudampfen. Allerdings werden die Glimmerfolien beim Ätzworgang in der Flusssäure so zerbrechlich, dass es nicht möglich ist, sie nach dem Aufdampfen wieder im Ganzen vom Substrat zu entfernen. Das Substrat, auf



(a) erster Aufdampftest, ≈ 50 ML Fe auf Au



(b) zweiter Aufdampftest, ≈ 10 ML Fe auf Au

Abbildung 6.6.: Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen der durch Glimmer aufgedampften Nanopunkte. Die zum Aufdampfen benutzten Glimmerfolien wurden, wie diejenige aus Abb. 6.4, für 45 min in 24 %iger HF-Lösung geätzt und zuvor mit einer Fluenz von $7,6 \cdot 10^8$ Ionen/cm² bestrahlt. In (a) erkennt man die rhombischen Vertiefungen (dunkel), in (b) sind eher kreisförmige Erhebungen (hell) zu erkennen.

das in der Testkammer Fe aufgedampft worden war, konnte zur vollständigen Entfernung der Glimmerfolie in Aceton gereinigt werden, im UHV ist dies naturgemäß nicht möglich, weshalb die Glimmerfolien für das *in situ* Aufdampfen von Nanostrukturen nicht in Frage kommen.

Die nächsten Aufdampftests wurden deshalb mit Makrofol durchgeführt. Diese Folien sind auch nach dem Ätzprozess sehr haltbar und lassen sich verbiegen ohne zu reißen. Abbildung 6.7 zeigt eine Rasterkraftmikroskopaufnahme nach dem Aufdampfen von etwa 10 ML Fe durch eine Makrofolmaske hindurch. Die deutlich erkennbaren Nanopunkte liegen mit einem Durchmesser von ≈ 100 nm im erwarteten Bereich, auch die Höhe stimmt mit 2,5–4,0 nm

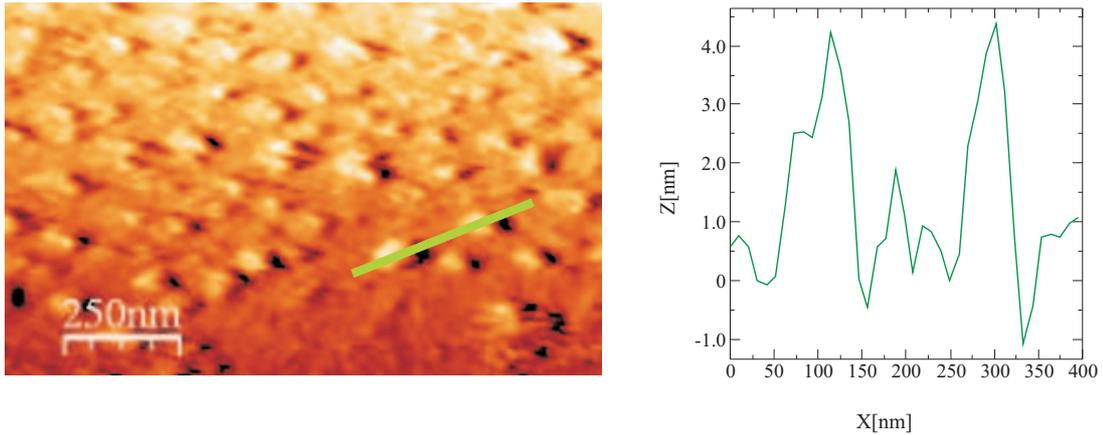


Abbildung 6.7.: Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen der durch Makrofol aufgedampften Nanopunkte. Die zum Aufdampfen benutzte Makrofolfolie wurde, wie diejenige aus Abb. 6.5, für 120 min in NaOH geätzt, aber mit der höheren Fluenz von $6 \cdot 10^9$ Ionen/cm² bestrahlt. Das dreidimensionale Aussehen dieser Mikroskopaufnahme kommt dadurch zu Stande, dass die Ableitung des Messsignals über dem Ort aufgetragen ist.

mit der erwarteten Schichtdicke von etwa 10 ML überein. Nach dem Aufdampfen ließen sich die Makrofolfolien mit Hilfe des Annäherungsmechanismus vom Substrat entfernen ohne zu reißen. Von allen getesteten Nanolochmasken sind die Makrofolfolien deshalb mit Abstand am besten für eine *in situ* Präparation von Nanostrukturen geeignet.

6.4. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Schritte auf dem Weg zur Präparation einkristalliner nanostrukturierter Systeme erfolgreich durchgeführt. Zunächst wurde ein Doppelprobenhalter (Abschnitt 3.5) konzipiert und gefertigt, mit dessen Hilfe eine Nanolochmaske so an den Kristall angenähert werden kann, dass durch die Löcher der Maske hindurch einkristalline Nanostrukturen auf den Kristall aufgedampft werden können.

Da die Herstellung der Nanolochmasken komplizierter war als zunächst erhofft, wurden mehrere Masken aus Al₂O₃, Si₃N₄, Glimmer, Kapton und Makrofol getestet. Dabei stellte sich heraus, dass sowohl die Nanolochmasken aus Al₂O₃ als auch diejenigen aus Glimmer nicht reißfest genug sind, um nach dem Aufdampfen vom Kristall entfernt zu werden ohne zu zerreißen. Die Masken aus Si₃N₄ sind auf einem Si-Substrat befestigt, das relativ zerbrechlich ist, weshalb die Annäherung an den Kristall ohne die Maske zu beschädigen schwierig ist. Bei den Kaptonfolien stellte sich der Präparationsschritt des Ätzens als kompliziert und störanfällig heraus, so dass sich die Makrofolfolien als die beste Lösung unter den getesteten Masken

herausstellen.

Makrofolie ist sowohl vor als auch nach dem Ätzprozess verformbar ohne zu reißen und lässt sich deshalb auch unter den erschwerten Präparationsbedingungen im UHV gut einsetzen.

Die Herstellung von Nanostrukturen wurde zunächst in einer Testkammer getestet, wobei die Annäherung der Nanolochmaske an das Substrat an Luft stattfand. Dabei konnte mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie gezeigt werden, dass es möglich ist, Nanostrukturen durch die Maske hindurch aufzudampfen.

In einem nächsten Schritt wurde die Herstellung von Nanostrukturen im UHV getestet. Die Annäherung der Nanolochmaske an den Cu-Kristall gelang auch mit der mechanischen Hand. Beim Aufdampfen stellt sich die Schwierigkeit, den Winkel θ um die Manipulator-Achse genau so einzustellen, dass die Verbindungslinie von Verdampferstab zu Kristall gerade parallel zur Oberflächennormalen steht. Deshalb wurde das Aufdampfen bei unterschiedlichen θ -Winkeln getestet. Das Entfernen der Nanolochmaske mit der mechanischen Hand nach dem Aufdampfprozess konnte ebenfalls erfolgreich durchgeführt werden.

Bislang gelangen allerdings weder magnetische Messungen noch die Charakterisierung mittels AES von aufgedampften Nanostrukturen. Da sich in den zahlreichen Präparationsschritten mehrere Fehlerquellen verbergen, ist unklar, woran die Vermessung scheiterte: Da die Nanolochmasken für TEM-Messungen auf eine Größe von wenigen mm^2 zugeschnitten werden müssen, kann für das Aufdampfen nicht die selbe Maske benutzt werden, an der TEM-Messungen stattgefunden haben. Somit kann nicht garantiert werden, dass das Ätzen der Löcher erfolgreich verlief. Eine weitere Fehlerquelle verbirgt sich in der Annäherung, bei der die Nanolochmaske möglicherweise nicht (komplett) planparallel angenähert wurde. Ferner könnte immer noch ein falscher Winkel beim Aufdampfprozess vorgelegen haben und/oder zu wenig Material aufgedampft worden sein. Bei einer Dicke der Makrofolien von $10\ \mu\text{m}$ und einem Lochdurchmesser von $150\ \text{nm}$ muss der Verdampfungs-Winkel um weniger als $0,9^\circ$ von der Oberflächennormalen abweichen, damit das Material nicht in den Makrofolien stecken bleibt. Als letztes werden sowohl AES- als auch MOKE-Signal deutlich niedriger ausfallen als bei den ausgedehnten Schichten, weil sich weniger magnetisches Material auf dem Kristall befindet. Bei der in Abb. 6.5 gezeigten Folie mit Lochdurchmessern von etwa $150\ \text{nm}$ und einer Fluenz von $2,3 \cdot 10^8\ \text{Ionen/cm}^2$ macht die bedampfte, und damit magnetisch aktive, Fläche nur etwa 4 % der Gesamtfläche aus. Die entsprechend kleine Signalintensität könnte damit zu gering für die Detektion mit dem vorhandenen Messaufbau sein.

Für eine erfolgreiche systematische Präparation und Vermessung von einkristallinen Nanostrukturen müssen daher sämtliche Schritte weiter erprobt werden, um einen routinierten Herstellungsprozess sicherstellen zu können.

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich eine neue Ultrahochvakuum-Kammer mit MOKE-Laser-System aufgebaut. Die Kammer ermöglicht die Präparation von einkristallinen Schichtstrukturen und deren Charakterisierung mittels LEED und AES. Das MOKE-Laser-System erlaubt eine *in situ*-Messung der magnetischen Eigenschaften und wurde sowohl in polarer als auch in longitudinaler Geometrie erfolgreich getestet. Die Temperatur der Probe kann dabei mit Hilfe einer Flüssigstickstoffkühlung in Kombination mit einer Widerstandsheizung im Bereich von 140 K bis 1000 K variiert werden. Zum Aufdampfen von Nanostrukturen wurde ein Doppelprobenhalter konzipiert, der das Einsetzen von Nanolochmasken und deren Annäherung an den Kristall ermöglicht.

Ein Ziel dieser Arbeit war, die Mechanismen, die zu Austauschverschiebung und Koerzitivitätserhöhung in Schichtsystemen aus ferromagnetischen und antiferromagnetischen Materialien führen, besser zu verstehen. Dabei ging es um die immer noch nicht vollständig beantwortete zentrale Frage, wie Austauschverschiebung und Koerzitivfelderhöhung in FM/AFM-Systemen mit der Spinstruktur des AFM zusammenhängen. Eine wichtige Eigenschaft spielt dabei die Ordnungstemperatur des AFM, unterhalb derer die Spinstruktur geordnet ist und eine Kopplung an den FM-Film stattfindet. Bislang war unklar, ob und wie die Stärke der FM–AFM-Kopplung an der Grenzfläche den AFM und damit dessen Ordnungstemperatur beeinflusst. Diese Frage konnte jetzt im Rahmen der Untersuchungen an Doppelschichten beantwortet werden. Ferner stellt sich die Frage, inwieweit die Spins im Volumen des AFM die Austauschverschiebung beeinflussen. Die meisten Theorien gehen davon aus, dass vor allem unkompensierte Spins an der Grenzfläche die unidirektionale Anisotropie induzieren, die zur Austauschverschiebung führt. Untersuchungen an FM/AFM/FM-Dreifachschichten konnten nun zeigen, dass auch die Spins des gesamten Volumens einen Einfluss auf die Austauschverschiebung haben. Um die Mechanismen, die zu Austauschverschiebung und Koerzitivitätserhöhung beitragen, noch besser zu verstehen, wären Messungen an einkristallinen Nanostrukturen hilfreich. Deshalb wurde erstmalig die Herstellung solcher Nanostrukturen im Ultrahochvakuum realisiert.

Einfluss der FM–AFM-Kopplung auf die AFM Ordnungstemperatur

Zur Klärung der Frage, wie die FM–AFM-Kopplung mit der antiferromagnetischen Ordnungstemperatur T_{AFM} zusammenhängt, wurden Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Doppelschichten präpariert und temperatur- bzw. schichtdickenabhängig gemessen. Aus der Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes können sowohl die Ordnungstemperatur des AFM als auch die relative Stärke der FM–AFM-Kopplung bestimmt werden. In den systematischen Messungen zeigte sich, dass T_{AFM} ausschließlich von der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke abhängt. Dies kann mit finite-size-Effekten erklärt werden, durch die die Ordnungstemperatur in dünnen Filmen herabgesetzt ist. Die FM–AFM-Kopplung wird durch das unterschiedliche magnetische Moment von Fe- und Mn-Atomen von der Fe-Konzentration beeinflusst: Eine niedrige Fe-Konzentration führt zu einer stärkeren FM–AFM-Kopplung. Aufgrund der 3Q-Spinstruktur, bei der die resultierende out-of-plane-Spinkomponente in benachbarten Schichten eine entgegengesetzte Richtung aufweist, ist die FM–AFM-Kopplung in Doppelschichten mit hoher Grenzflächenrauigkeit herabgesetzt.

Die unterschiedliche Abhängigkeit der FM–AFM-Kopplung und der Ordnungstemperatur von Fe-Konzentration und Grenzflächenrauigkeit zeigt, dass T_{AFM} in Ni/Fe_xMn_{1-x}/Cu(001)-Filmen nicht von der FM–AFM-Kopplung beeinflusst wird. Der Vergleich mit früheren Messungen an Co/Fe_xMn_{1-x}-Doppelschichten [1,2,99] macht deutlich, dass die Magnetisierungsrichtung der FM-Schicht einen Einfluss auf T_{AFM} hat. Dies führt zu der Erklärung, dass die Spinstruktur des Fe_xMn_{1-x}-Filmes verzerrt wird. In den hier gemessenen out-of-plane-magnetisierten Ni/Fe_xMn_{1-x}-Filmen resultiert eine Spinstruktur, die einen Zwischenzustand zwischen 3Q und 1Q darstellt, während in den in-plane-magnetisierten Co/Fe_xMn_{1-x}-Filmen eine Spinstruktur zwischen 3Q- und 2Q-Struktur entsteht. Der Unterschied der Ordnungstemperaturen in Ni/Fe_xMn_{1-x}- und Co/Fe_xMn_{1-x}-Filmen entsteht also nicht, wie früher angenommen [2], durch eine unterschiedliche FM–AFM-Kopplung, sondern durch eine unterschiedliche Verzerrung der Spinstruktur im Fe_xMn_{1-x}.

Mit schichtdickenabhängigen Messungen von Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Filmen konnte der Einfluss von Grenzflächenrauigkeit und Fe-Konzentration auf die FM–AFM-Kopplung bestätigt werden, welche sowohl für steigende Fe-Konzentration als auch für steigende Grenzflächenrauigkeit sinkt. Durch den Vergleich der Abhängigkeit der Austauschverschiebung und der Koerzitivität von der Fe_xMn_{1-x}-Schichtdicke konnte zudem gezeigt werden, dass das Tempern des Ni-Filmes einen Anstieg der AFM-Anisotropie bewirkt. Dabei bleibt dennoch unklar, ob dieser durch die Glättung der Grenzfläche oder das Heizen selbst verursacht wird.

Einfluss sämtlicher AFM-Spins auf die Austauschverschiebung

In Ni/Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Dreifachschichten wurde der Einfluss der zusätzlichen FM-Schicht auf die Austauschverschiebung untersucht. Dafür wurde zunächst die Austauschverschiebung H_{EB} in der Fe_xMn_{1-x}/Ni/Cu(001)-Doppelschicht gemessen und erst dann die zu-

sätzliche Ni-Schicht aufgedampft. Durch den Vergleich von temperaturabhängigen Messungen und einer Schichtdickenabhängigkeit der zusätzlichen Ni-Schicht konnte gezeigt werden, dass die Austauschverschiebung der Doppelschicht durch die zusätzliche FM-Schicht nicht beeinflusst wird solange diese nicht ummagnetisiert wird. Sobald die zusätzliche Ni-Schicht einmal ummagnetisiert wurde, verschwindet die Austauschverschiebung jedoch irreversibel. Dies zeigt, dass die Spins, die sich an den beiden FM–AFM-Grenzflächen befinden, nicht unabhängig voneinander sind. Werden die AFM-Spins an einer Grenzfläche durch den angrenzenden FM-Film gedreht, so werden die übrigen Spins im AFM durch die Drehung beeinflusst. Dies setzt sich bis an die zweite Grenzfläche fort und bewirkt dort das Aufheben einer bevorzugten Richtung. Damit ist die FM-Schicht an dieser zweiten Grenzfläche nicht mehr gepinnt und die Austauschverschiebung H_{EB} verschwindet.

Neben der Austauschverschiebung H_{EB} , die durch die Wechselwirkung an einer FM–AFM-Grenzfläche entsteht, zeigt sich in FM/AFM/FM-Dreifachlagen auch eine Verschiebung der Hystereseurve durch die Wechselwirkung der beiden FM-Schichten untereinander. Diese Verschiebung H_{FM} tritt nur in der Hystereseurve einer FM-Schicht auf, wenn währenddessen die Magnetisierungsrichtung der anderen FM-Schicht festgehalten wird. Die Messung solcher minor loops zeigte stets eine Verschiebung zu negativem Magnetfeld, die auf eine parallele Kopplung der beiden FM-Schichten schließen lässt. Die Bevorzugung der parallelen Ausrichtung der FM-Schichten unabhängig von der Fe_xMn_{1-x} -Schichtdicke lässt auf einen hohen Anteil der Néel-Kopplung bei gleichzeitig relativ kleiner AFM-Anisotropie schließen, die in out-of-plane magnetisierten Filmen zu einer parallelen Kopplung führt, während bei großer AFM-Anisotropie die antiparallele Ausrichtung bevorzugt wäre [70]. Da $H_{FM}(t_{FeMn})$ nicht rein exponentiell abklingt, muss zusätzlich zur Néel-Kopplung eine andere Kopplung wie die RKKY-Wechselwirkung vorliegen. Aus den Daten könnte auf eine RKKY-Oszillationsperiode von etwa 10 ML geschlossen werden. Erstaunlicherweise zeigt sich gerade die direkte Wechselwirkung über den AFM, die sehr stark sein sollte, nicht in den vorliegenden Messungen. Dies könnte bedeuten, dass die Grenzflächenrauigkeit bei den relativ dicken Schichten so groß ist, dass die direkte Wechselwirkung unterdrückt wird. Die relativ großen Abstände zwischen einzelnen Messpunkten lassen allerdings keinen eindeutigen Schluss zu, weshalb eine weitere systematische Untersuchung interessant wäre.

Präparation einkristalliner Nanostrukturen

In der Literatur finden sich Messungen an polykristallinen nanostrukturierten FM/AFM-Systemen, die bisher sehr unterschiedliche und zum Teil widersprüchliche Ergebnisse lieferten. Daher wäre eine systematische Untersuchung von einkristallinen Nanostrukturen wünschenswert. Zur Realisierung derartiger Messungen im Ultrahochvakuum wurden nun die Grundlagen gelegt. So wurde ein Doppelprobenhalter konzipiert und getestet, der das Annähern von Na-

nolochmasken an den Cu(001)-Kristall erlaubt. Durch die Löcher können dann einkristalline Nanostrukturen aufgedampft werden.

Da die Anforderungen an die Nanolochmasken für diesen Zweck sehr hoch sind, wurden unterschiedliche Masken auf ihre Tauglichkeit getestet. Für eine Anwendung im UHV müssen die Masken nicht nur aus einem UHV-tauglichen Material bestehen, sondern auch möglichst stabil und unempfindlich sein, damit sie mit Hilfe einer mechanischen Hand bewegt werden können. Zudem soll ein möglichst großer Bereich ($> 5 \text{ mm}^2$) mit Nanostrukturen überdeckt werden, damit bei der Charakterisierung mittels MOKE und AES ein möglichst großes Signal entsteht.

Die vielversprechendsten Nanolochmasken, die getestet wurden, sind Makrofolien, die mit hochenergetischen Ionen bestrahlt und dann in Natronlauge geätzt wurden. Zwar konnten auch mit durchlöcherten Glimmerfolien Nanostrukturen hergestellt werden, es ist aber unmöglich, die Folie nach dem Aufdampfen der Schicht vom Kristall zu entfernen ohne dass sie zerreißt. Das Aufdampfen im UHV wurde deshalb nur mit Makrofolien getestet. Bisher gelang allerdings noch keine Charakterisierung mittels AES oder MOKE, wobei mehrere Fehlerquellen ursächlich sind. So könnte schon das Ätzen der Nanolochmaske fehlgeschlagen sein oder aufgrund eines falschen Winkels zwischen Verdampfer und Kristall nicht genug Material aufgedampft worden sein. Durch die deutlich geringere magnetisch aktive Fläche (etwa 4% der Gesamtfläche) werden zudem die Messsignale deutlich geringer ausfallen und könnten den vorhandenen Messaufbau damit an seine Grenzen bringen. Deshalb sind weitere Versuche notwendig, um den Herstellungsprozess zu optimieren und schließlich systematische Messungen an nanostrukturierten Ni/Fe_xMn_{1-x}-Doppelschichten durchführen zu können.

A. Anhang: Technische Zeichnungen

A.1. Kühlfalle

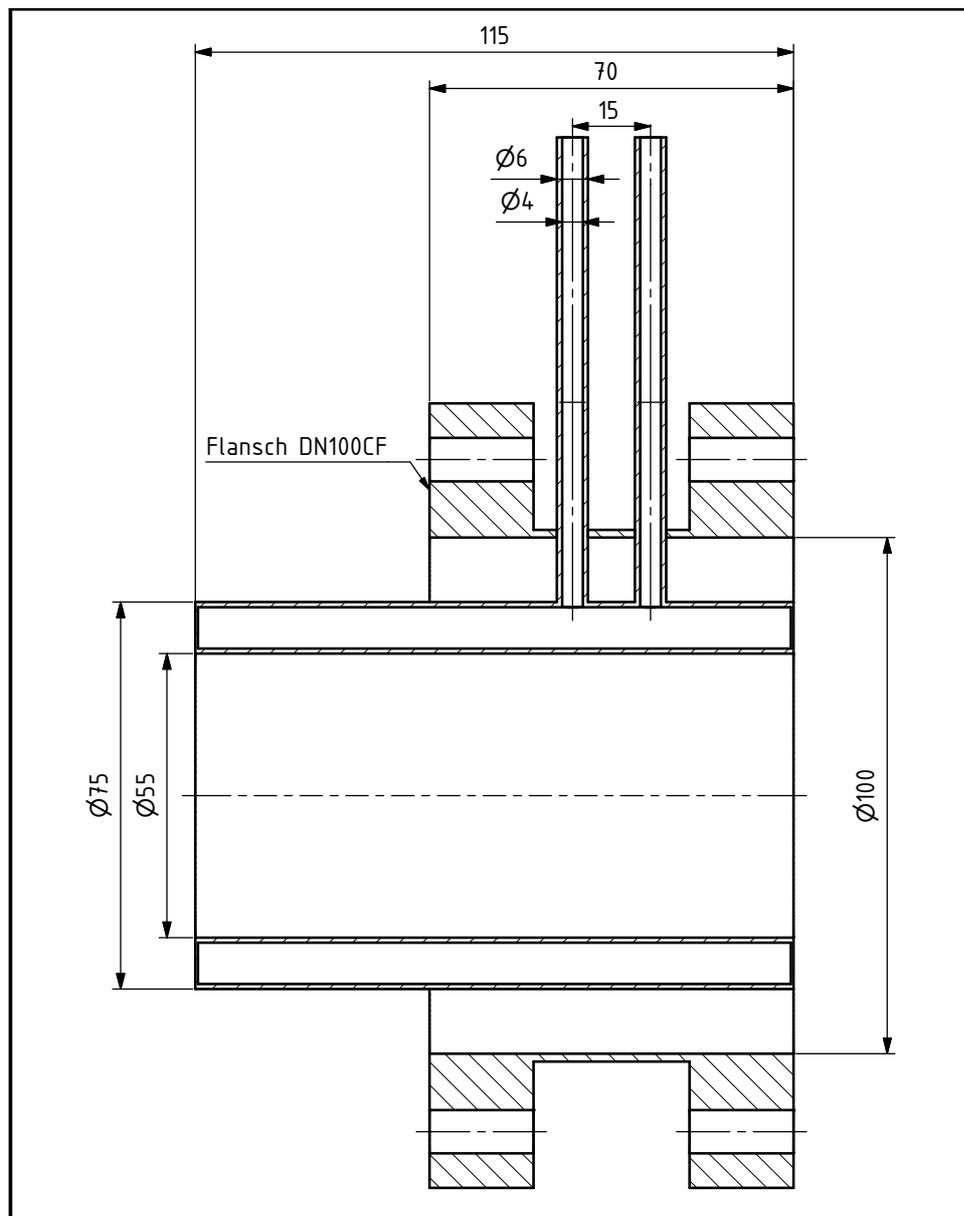


Abbildung A.1.: Konstruktionszeichnung der Kühlfalle aus Edelstahl.

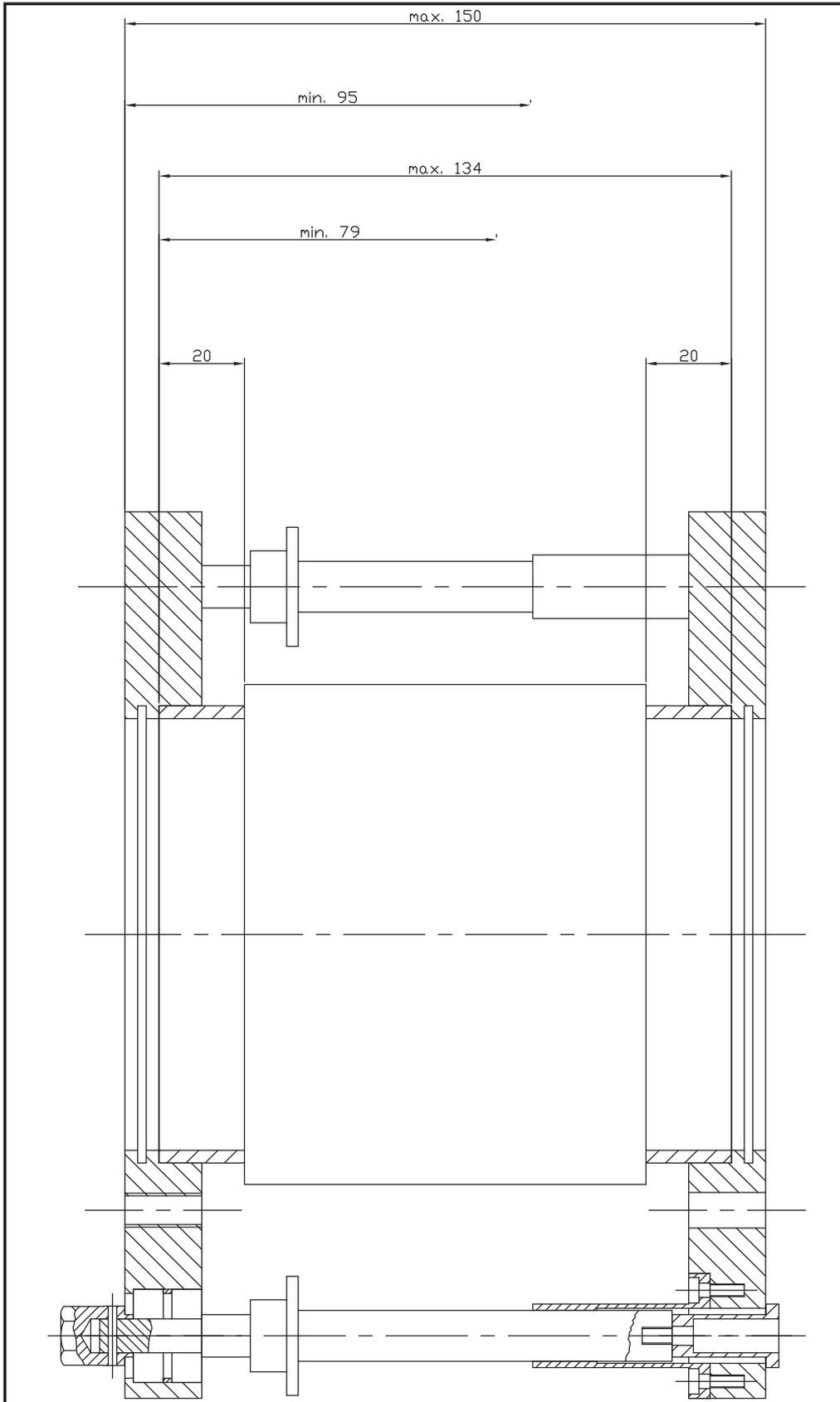


Abbildung A.4.: Konstruktionszeichnung der Linearverstellung für das AES-System im Querschnitt.

A.3. Probenmagazin

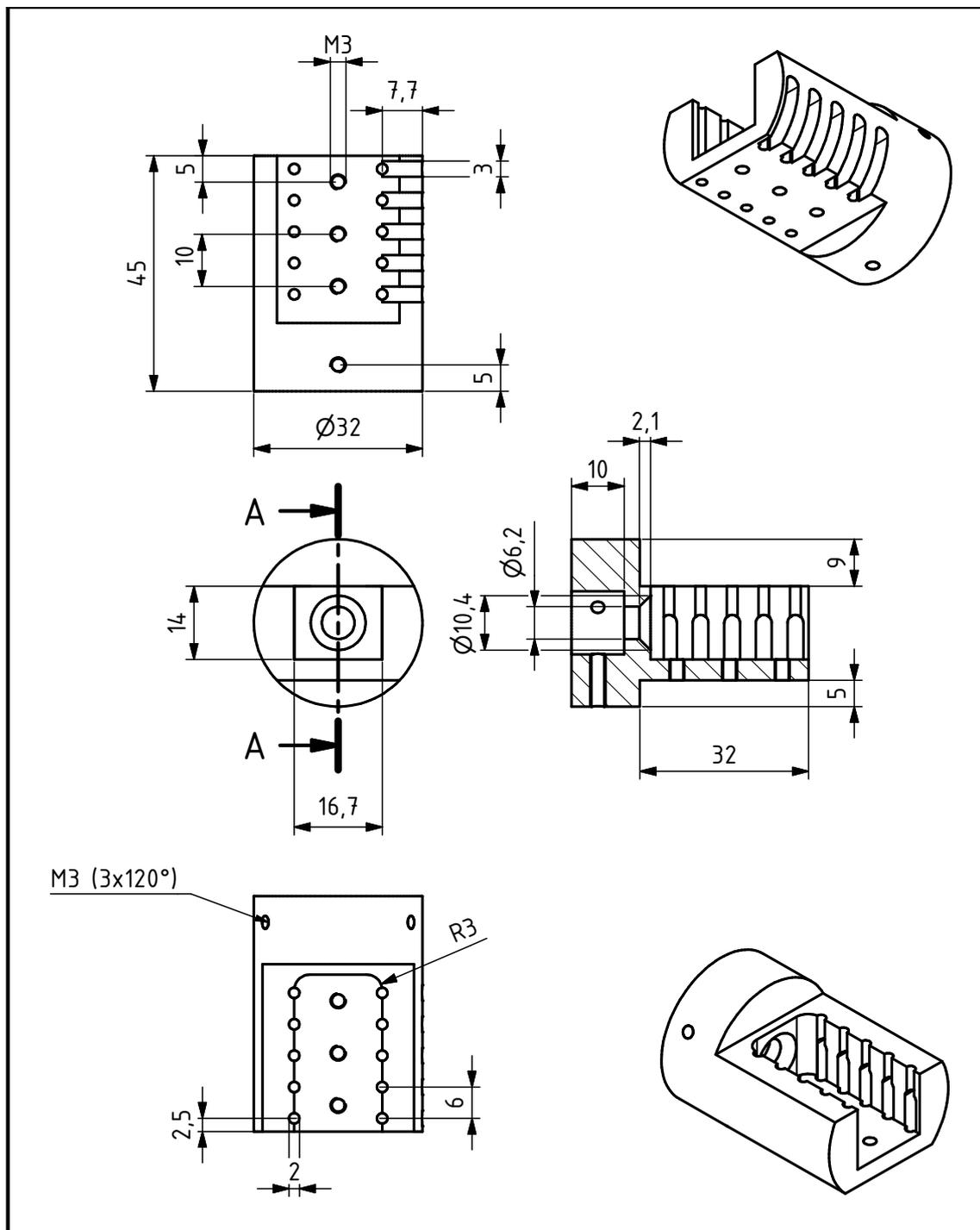


Abbildung A.5.: Konstruktionszeichnung des Probenmagazins aus UHV-tauglichem Aluminium zur Montage an einer Transferstange.

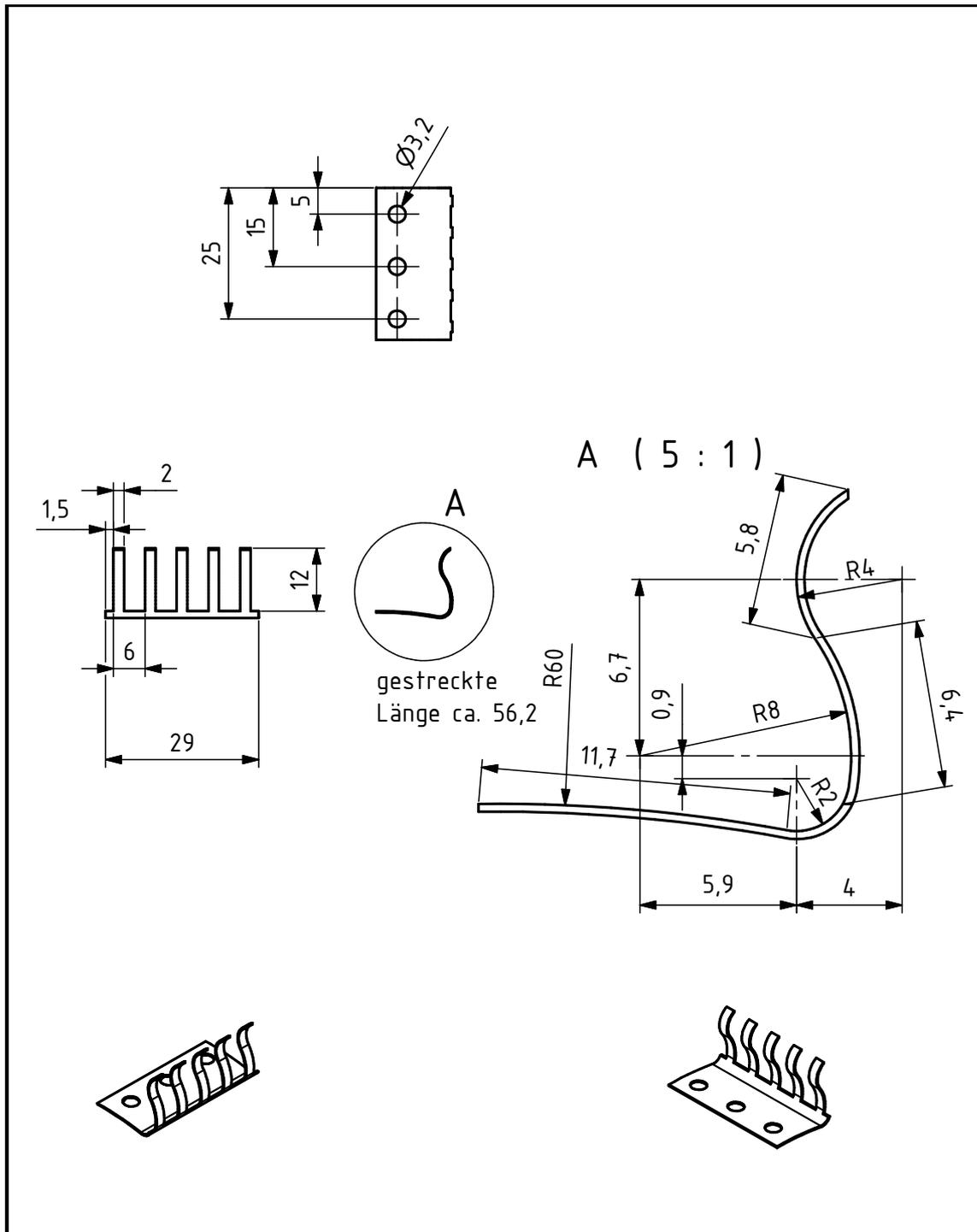


Abbildung A.6.: Konstruktionszeichnung der Haltefeder des Probenmagazins aus Kupfer (OFHC). Ins direkt an die Transferstange montierte Probenmagazin können fünf Probenplättchen mit Kristall oder Nanolochmaske eingesetzt werden, die von der Haltefeder am Herausrutschen gehindert werden.

A.5. Doppelprobenhalter

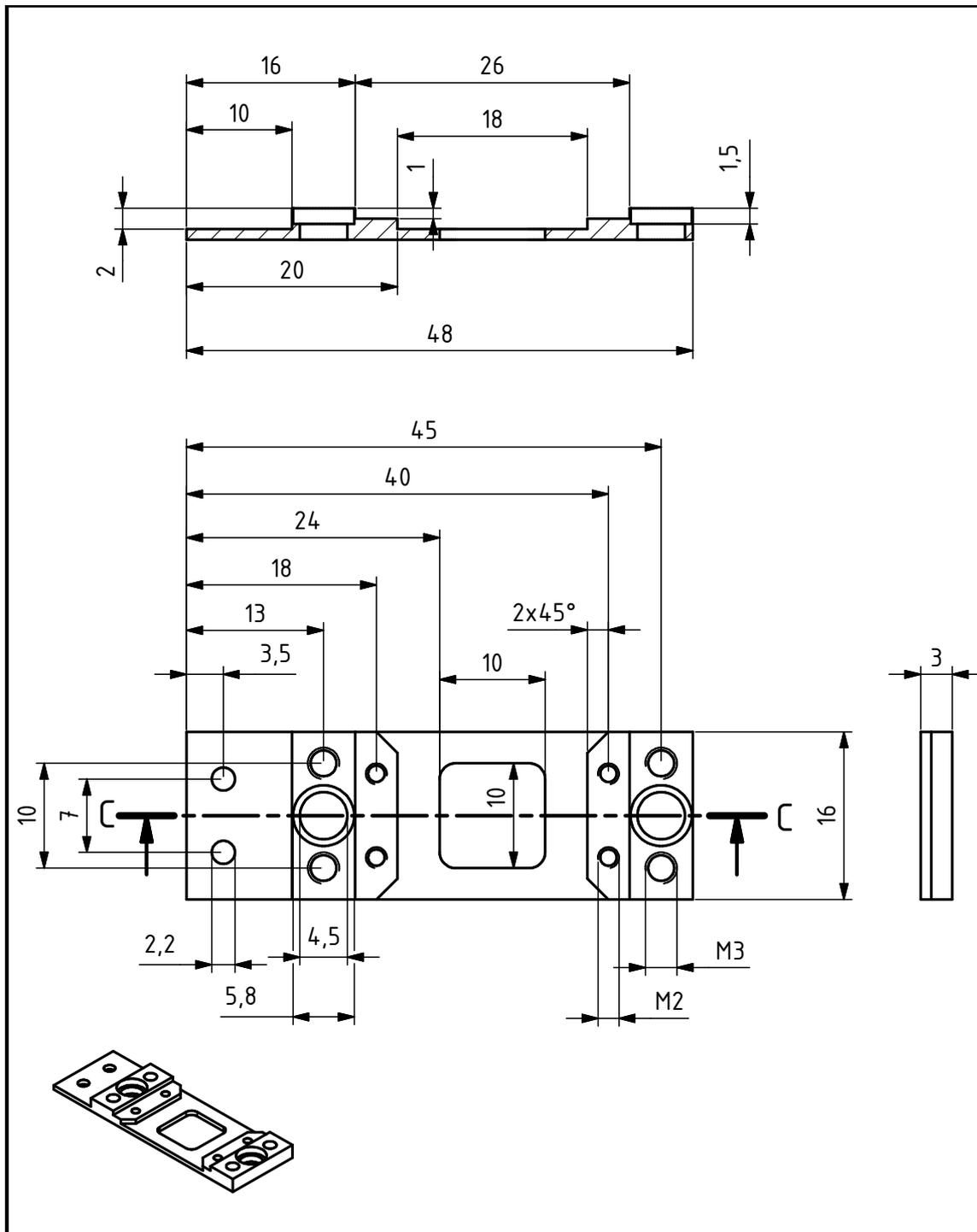


Abbildung A.8.: Konstruktionszeichnung der Basisplatte des Doppelprobenhalters aus Molybdän.

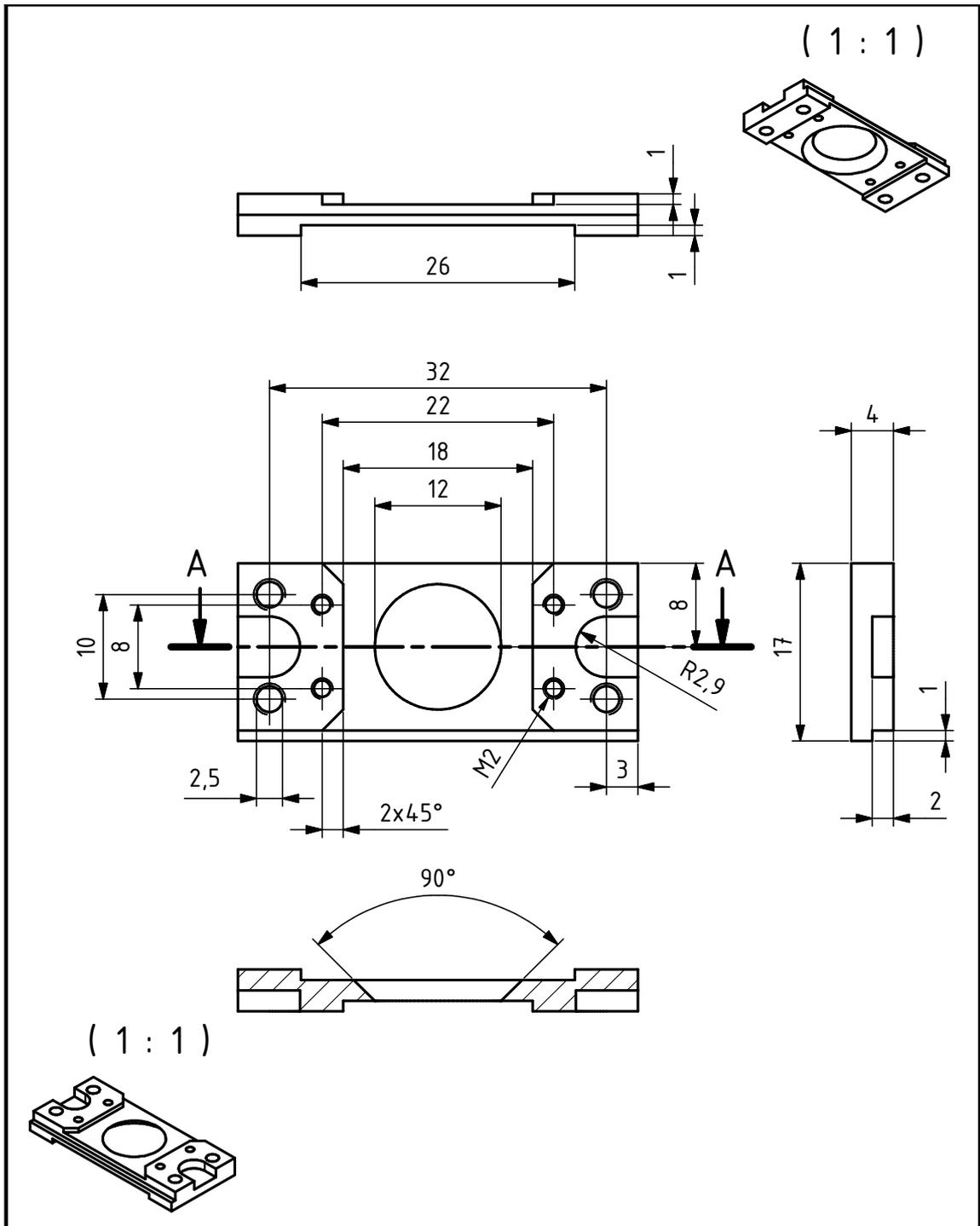


Abbildung A.9.: Konstruktionszeichnung der oberen, beweglichen Platte des Doppelprobenhalters aus Molybdän, in den ein Probenplättchen mit Nanolochmaske zur Annäherung eingesetzt werden kann.

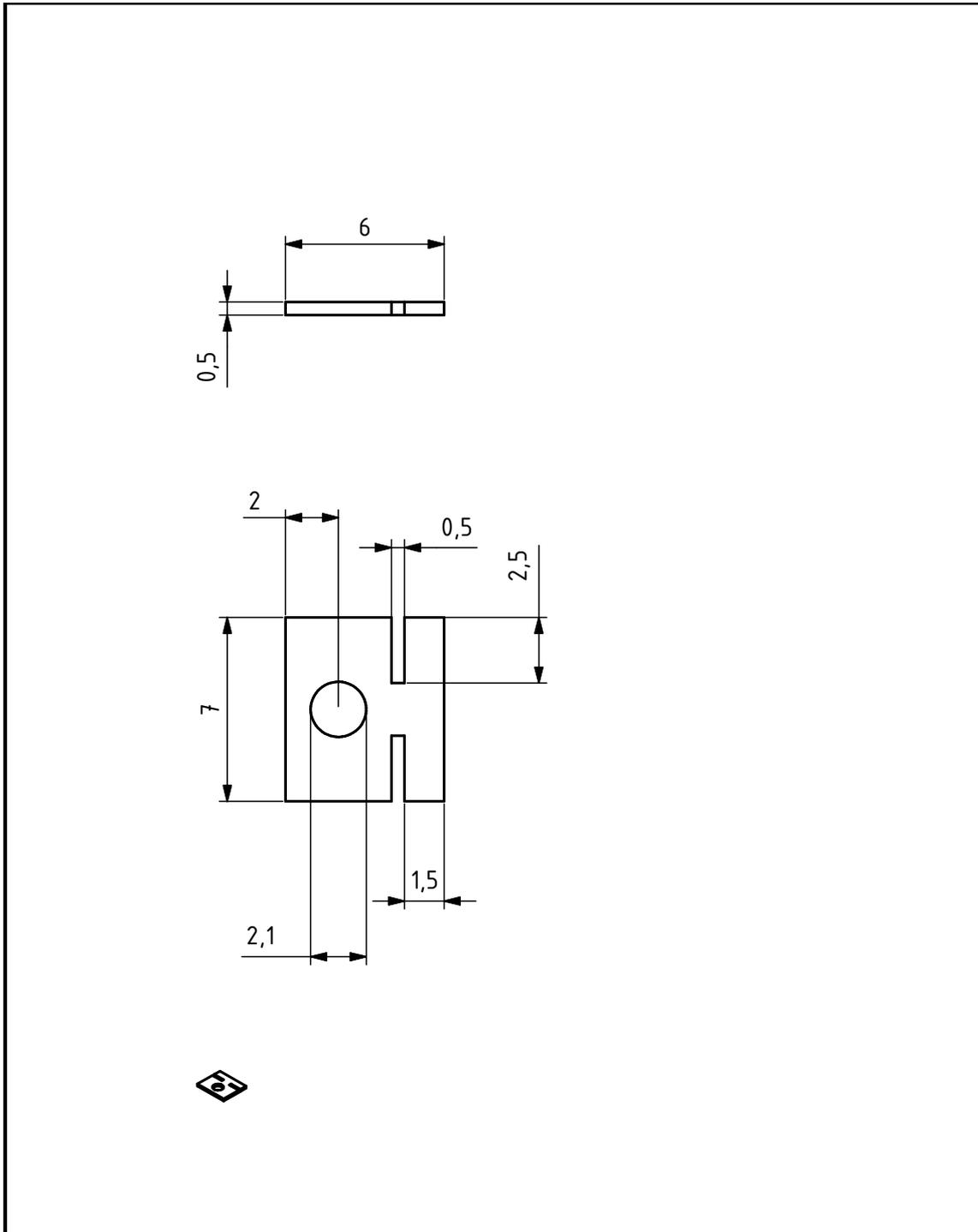


Abbildung A.10.: Konstruktionszeichnung der acht Blattfedern aus Tantal. Jeweils vier Blattfedern halten das Probenplättchen mit Kristall auf der Basisplatte und das mit Nanolochmaske auf der beweglichen Platte.

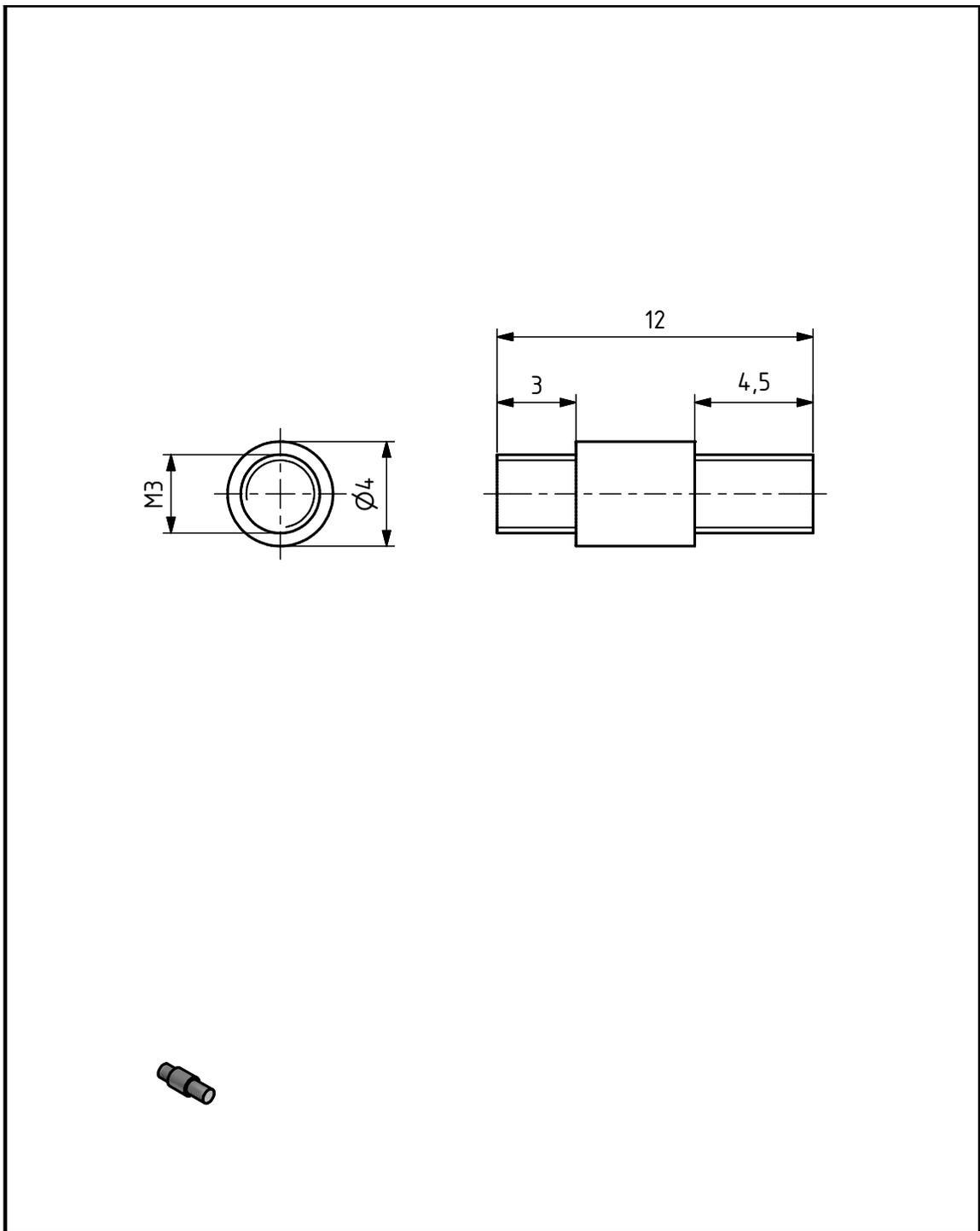


Abbildung A.11.: Konstruktionszeichnung der vier Gewindestifte des Doppelprobenhalters aus Titan.

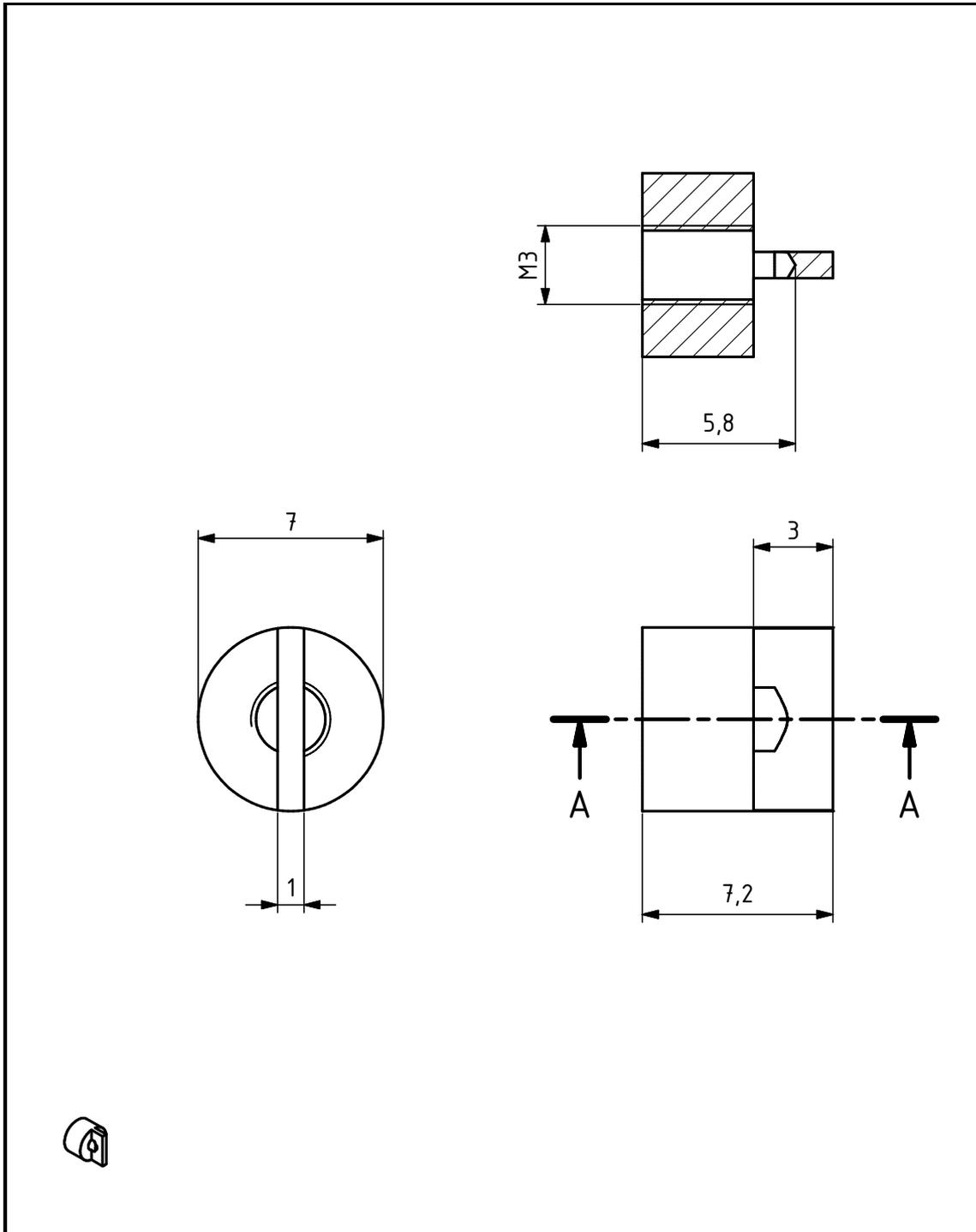


Abbildung A.12.: Konstruktionszeichnung der vier Hutmuttern aus Kupfer (sauerstofffrei) zum Annähern der Nanolochmaske an den Kristall mit Hilfe der mechanischen Hand.

A.6. Verstärker für Photodiode

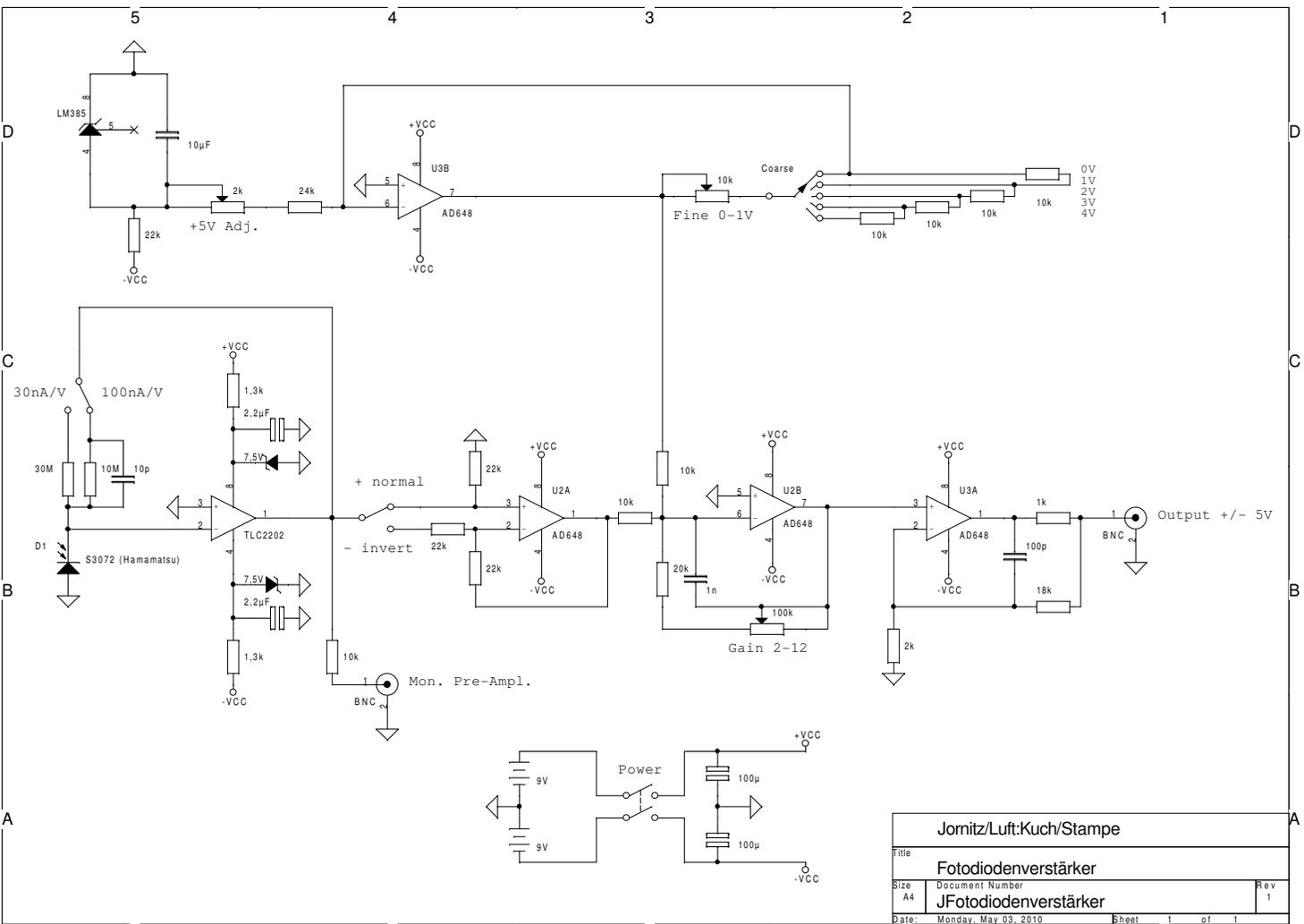


Abbildung A.13.: Schaltplan des Verstärkers für die Photodiode.

B. Anhang: Messprogramme

B.1. PID-Controller zur Temperatur-Stabilisierung

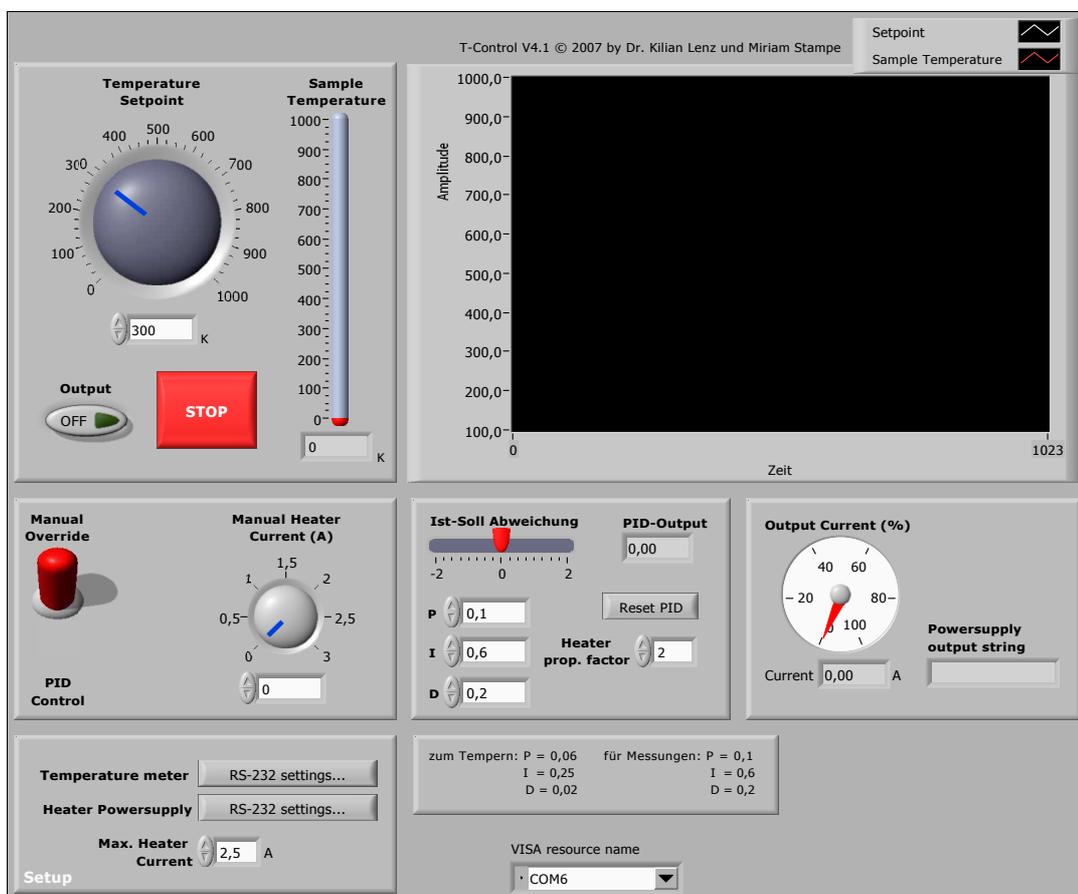


Abbildung B.1.: Frontpanel des PID-Controllers zur Temperatur-Stabilisierung.

Abbildung B.1 zeigt das Frontpanel des in LabView programmierten PID-Controllers. Im Bereich links oben wird die gewünschte Temperatur am Drehrad eingestellt oder direkt darunter eingetragen. Sobald der Output-Knopf angestellt ist, wird die Probe geheizt. Rechts wird die momentane Proben temperatur angezeigt. Im Bereich rechts wird der Temperaturverlauf über der Zeit aufgetragen. In der mittleren Reihe kann ganz links von manueller Steuerung (Knopf nach oben) auf PID-Regelung (Knopf nach unten) umgeschaltet werden. Bei manueller

Steuerung wird der Heizstrom rechts eingegeben. Im Abschnitt rechts daneben werden die PID-Parameter eingegeben. Dabei stellten sich für ein möglichst schnelles Aufheizen ohne zu großes Überschwingen beim Tempern die Werte $P=0,06$, $I=0,25$ und $D=0,02$ als optimal heraus; für Messungen, bei denen die Temperatur in kleineren Schritten verändert wird, eignen sich die Werte $P=0,1$, $I=0,6$ und $D=0,2$. Ganz rechts wird der momentan angelegte Heizstrom angezeigt. Unten rechts lassen sich Einstellungen für die RS-232-Schnittstelle zum Powersupply sowie der maximale Heizstrom einstellen. Der große rote Stop-Knopf beendet den PID-Controller. Das zugehörige Blockdiagramm ist in Abb. B.2 gezeigt.

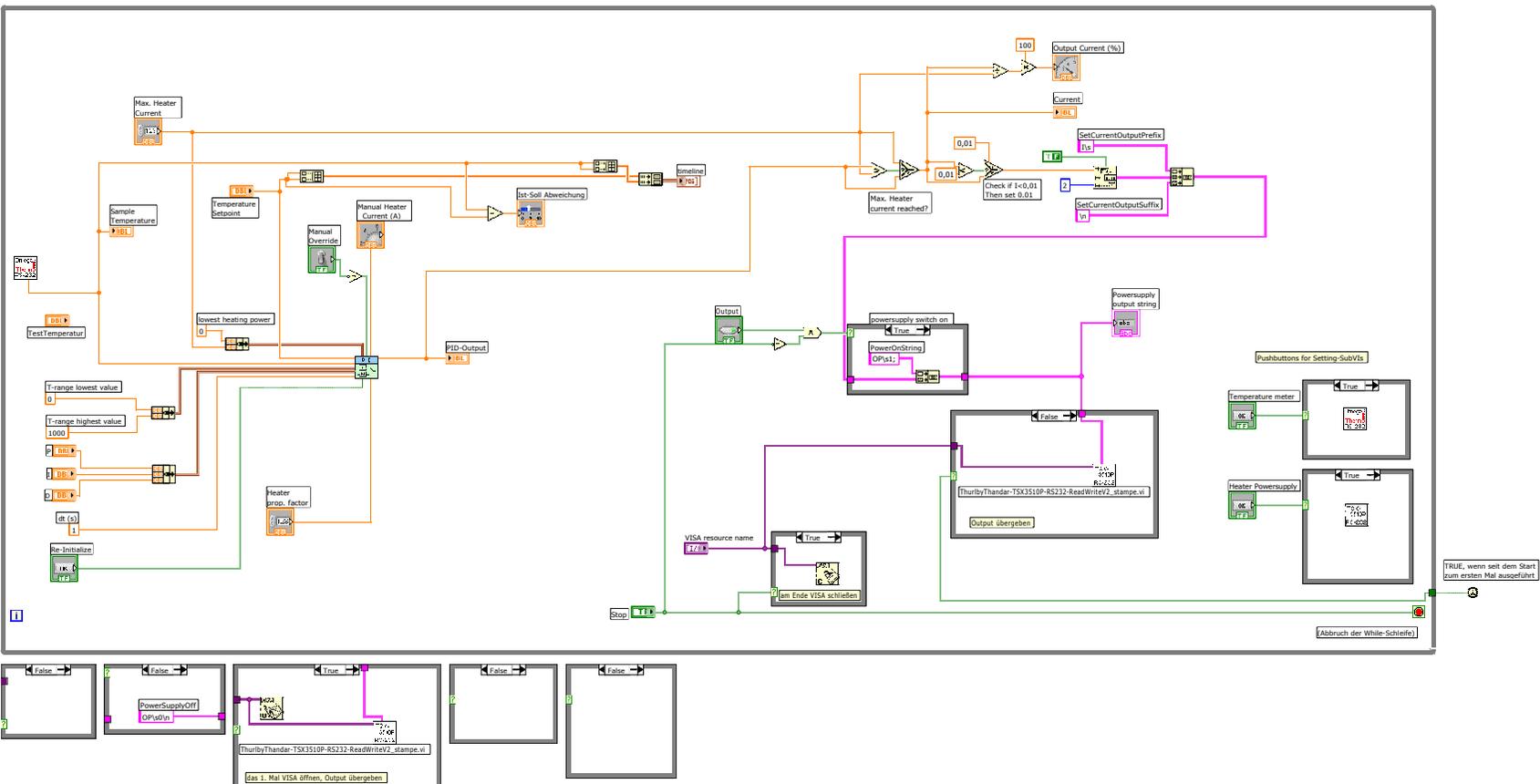


Abbildung B.2.: Blockdiagramm des PID-Controllers zur Temperatur-Stabilisierung.

B.2. AES-Messprogramm

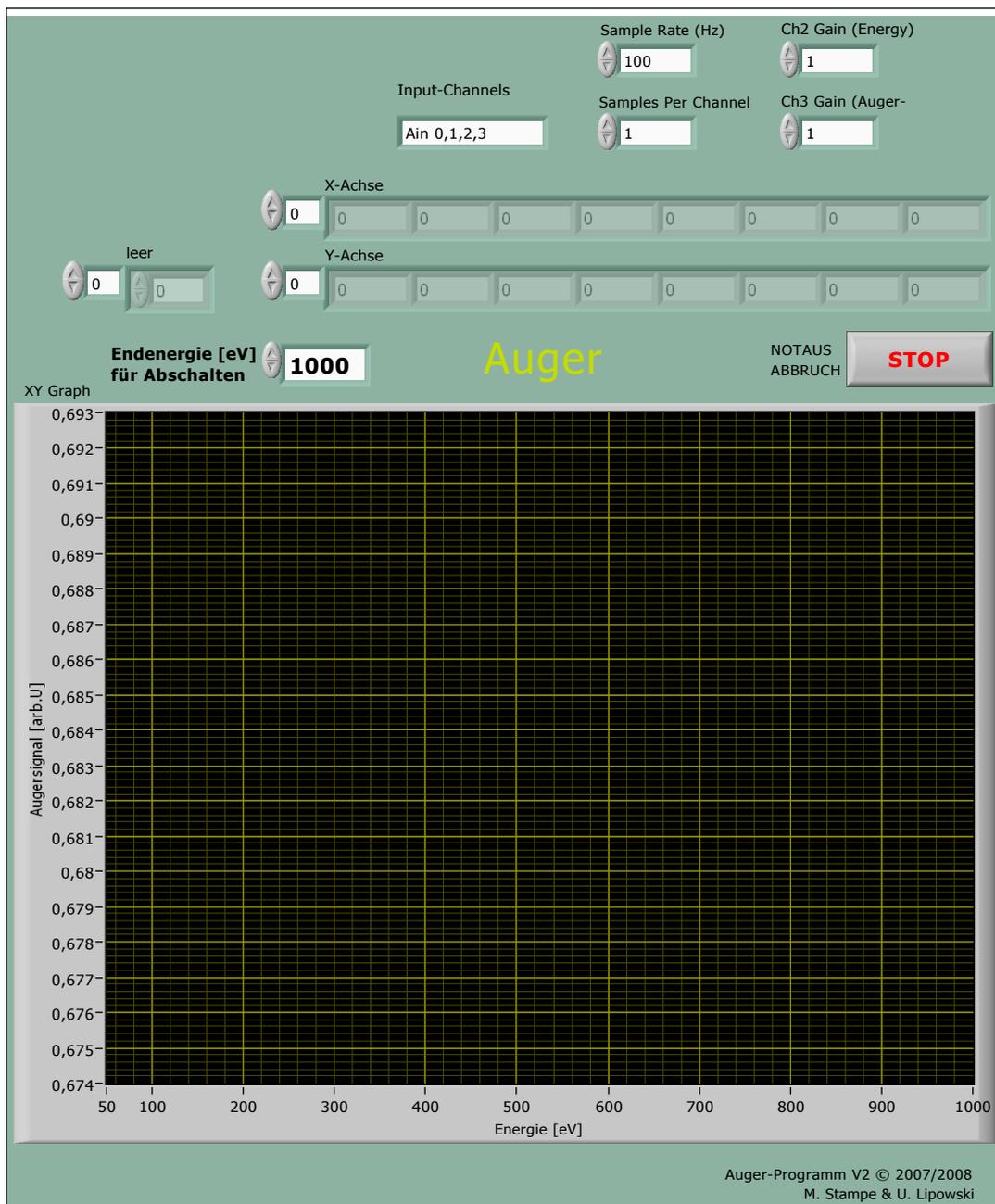


Abbildung B.3.: Frontpanel des AES-Messprogramms.

Abbildung B.3 zeigt das Frontpanel des in LabView programmierten Messprogramms für die Aufzeichnung der Auger-Elektronen-Spektroskopie. Im Programm muss nur die Energie, bis zu der gescannt werden soll, eingestellt und das Programm gestartet werden. Nach Beendigung werden die erhaltenen Messdaten in zwei Spalten (Energie und Messsignal) in eine Text-Datei geschrieben. Mit dem Stop-Knopf kann das Programm vorzeitig beendet werden.

B.3. MOKE-Messprogramm

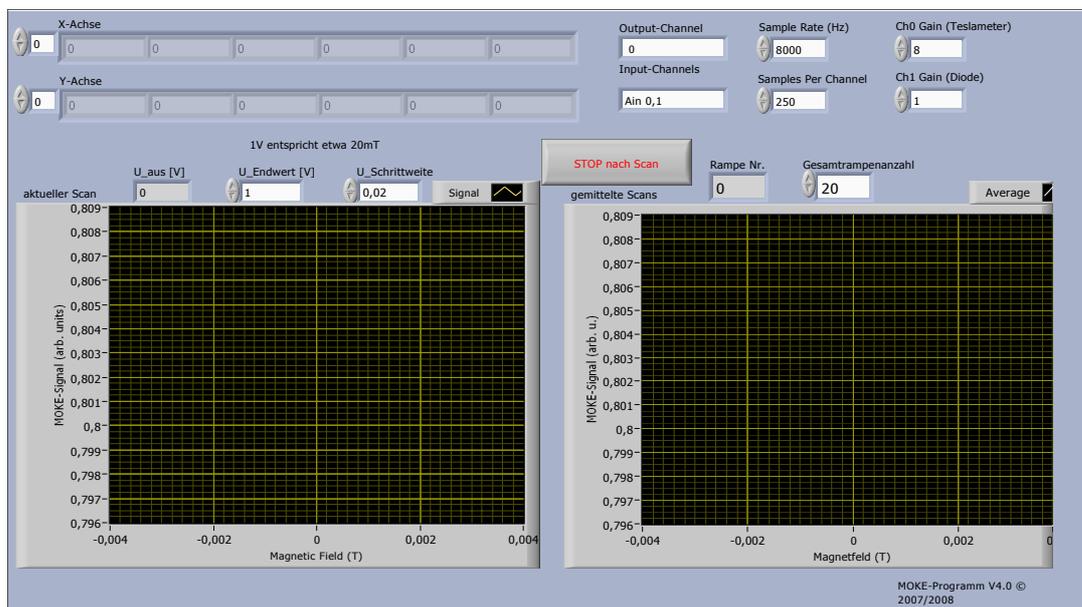


Abbildung B.5.: Frontpanel des MOKE-Messprogramms.

Abbildung B.5 zeigt das Frontpanel des in LabView programmierten Messprogramms für die Aufzeichnung von Hysteresekurven mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts. Die Werte in den oberen zwei Zeilen sind an das System angepasst und müssen nicht verändert werden. In den beiden Graphikfenster werden links der jeweils aktuelle Scan und rechts die über alle bisherigen Messungen gemittelte Hysteresekurve angezeigt sobald das Programm gestartet wird. Oberhalb der Graphik mit dem aktuellen Scan wird unter U_{aus} die aktuell ausgegebene Spannung in V angezeigt. Rechts davon wird vor der Messung unter U_{Endwert} die maximale Spannung in V eingestellt, wobei die maximale Spannung 10 V beträgt. 1 V entspricht dabei einem Magnetfeld von etwa 20 mT. Rechts daneben muss unter $U_{\text{Schrittweite}}$ die Schrittweite eingestellt werden, in der das Magnetfeld durchgefahren werden soll. Eine Schrittweite von 1/50 der maximalen Spannung bietet eine gut aufgelöste Hysteresekurve bei einer recht hohen Messgeschwindigkeit (etwa 12–13 s pro Hysteresekurve). Über dem rechten Graphikfenster wird unter Rampe-Nr. angezeigt, die wievielte Hysteresekurve gerade durchgefahren wird. Unter Gesamtrampenanzahl kann die Anzahl, nach der die Messung automatisch gestoppt wird, eingestellt werden. Meist reichen bei polarem MOKE 5–10 Hysteresekurven aus, um eine glatte Kurve zu erhalten. Nach Betätigen des Stop-Knopfes wird das Programm nach dem Durchfahren der Hysteresekurve gestoppt und die Daten werden in $(2N + 2)$ Spalten (gemitteltes Magnetfeld - gemitteltes MOKE-Signal - Magnetfeld Messung 1 - MOKE-Signal Messung 1 - ... - Magnetfeld Messung N - MOKE-Signal Messung N) gespeichert. Das zugehörige Blockdiagramm ist sehr breit und deshalb in zwei Teilen in Abb. B.6 und B.7 gezeigt.

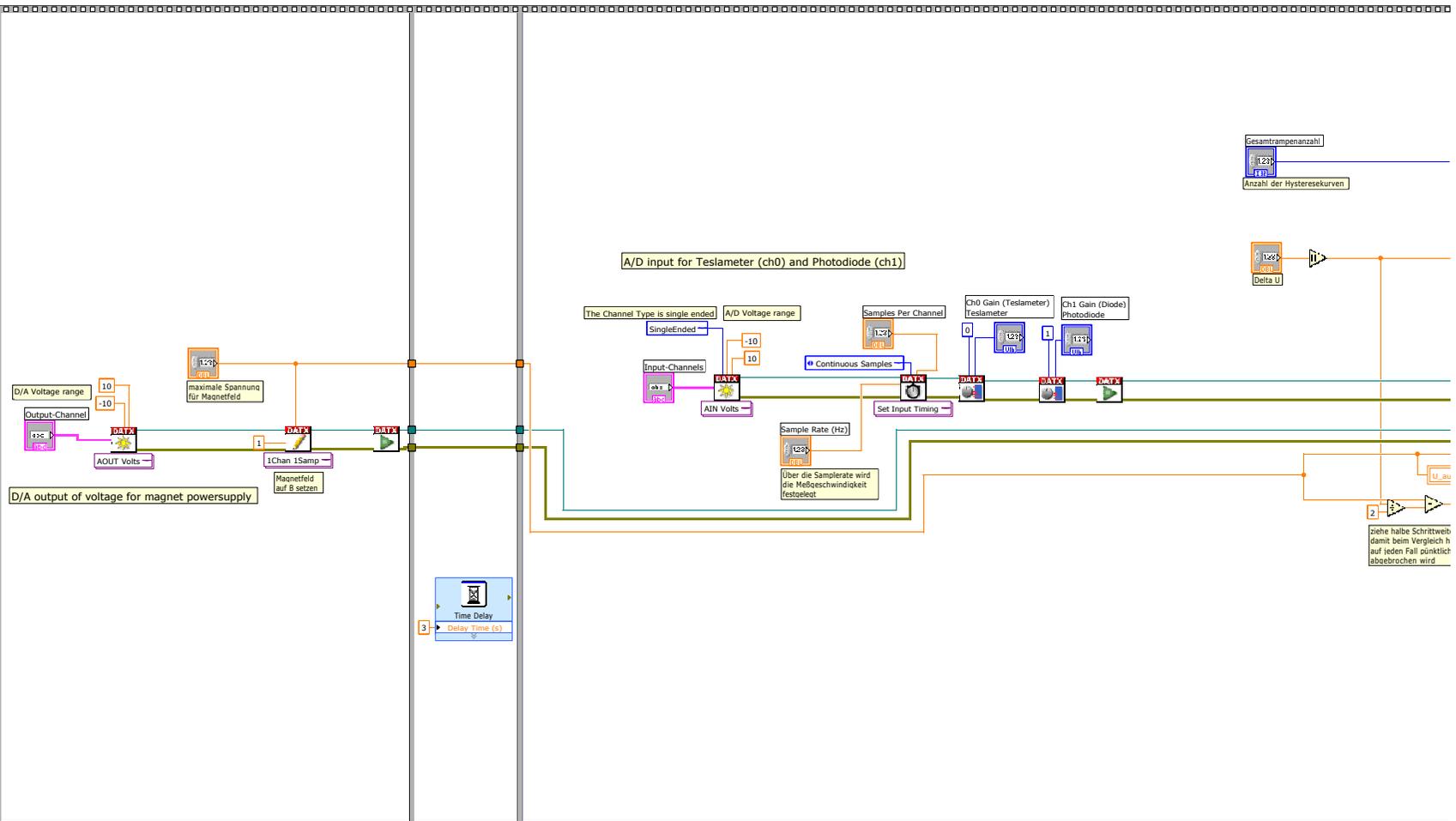


Abbildung B.6.: Teil 1 des Blockdiagramms des MOKE-Messprogramms.

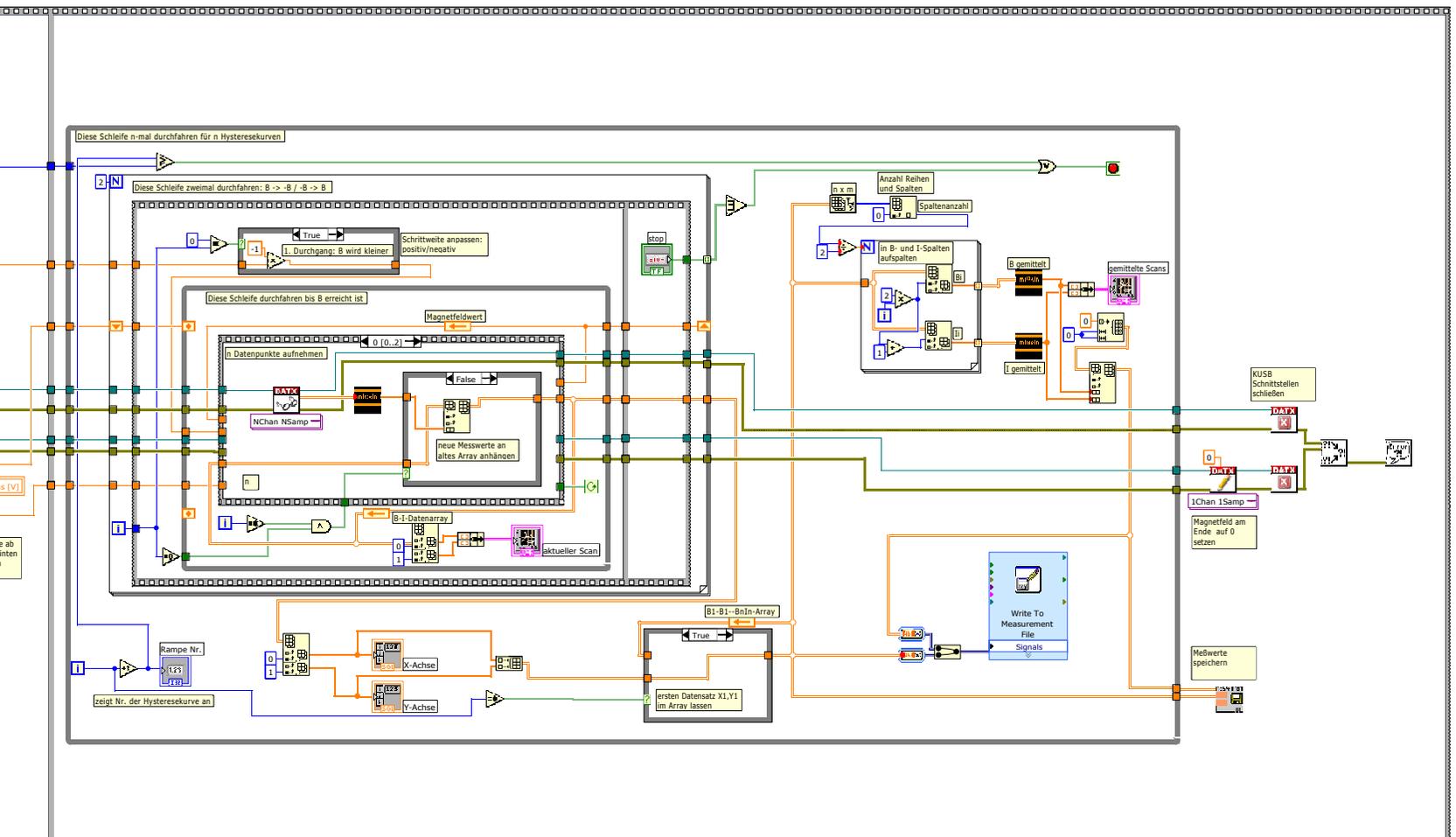


Abbildung B.7.: Teil 2 des Blockdiagramms des MOKE-Messprogramms.

B.3.1. Temperaturabhängiges MOKE-Messprogramm

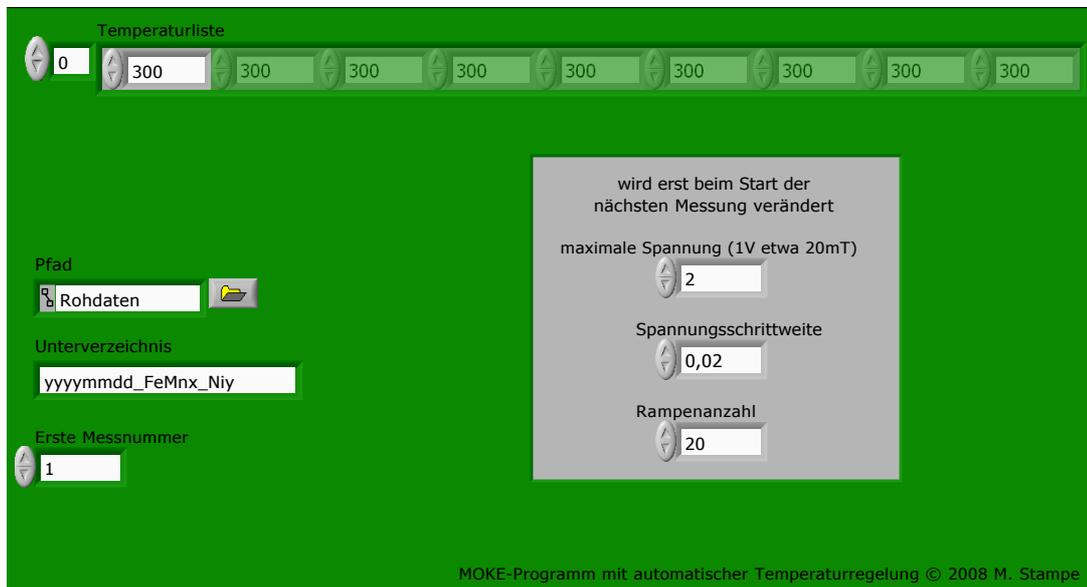


Abbildung B.8.: Frontpanel des temperaturabhängigen MOKE-Messprogramms.

Abbildung B.8 zeigt das Frontpanel des in LabView programmierten Messprogramms für automatische Messung der temperaturabhängigen Hysteresekurven. In der oben angeordneten Temperaturliste werden die Temperaturen eingetragen, bei denen eine Hysteresekurve aufgenommen werden soll. Im grauen Kasten werden die Einstellungen für die maximale Spannung, Schrittweite und Anzahl der Hysteresekurven eingetragen wie oben in Anhang B.3 erklärt wurde. An der linken Seite werden der Pfad und Unterverzeichnis zur Speicherung der Hysteresekurven eingetragen. Die Dateien werden automatisch durchnummeriert, die erste Nummer wird unter Erste Messnummer gewählt.

Wird das Programm gestartet, so startet automatisch der PID-Controller zur Temperatursteuerung (Anhang B.1) und der erste Temperaturwert der Liste wird angefahren. Das Programm zur MOKE-Messung (Anhang B.3) wird erst dann automatisch gestartet, wenn die Abweichung zur Soll-Temperatur über 2 min durchschnittlich weniger als 0,5 K beträgt. Die Hysteresekurve wird mit den eingestellten Werten aufgenommen, dabei kann das Programm während der Messung jederzeit nach einer Hysteresekurve unterbrochen werden.

Nachdem N Kurven aufgenommen wurden, stoppt das Programm und die Daten werden automatisch im gewählten Verzeichnis unter dem Dateinamen Datum_Nummer_TemperaturK.lvm gespeichert. Dann wird die nächste Temperatur angefahren. Das Programm stoppt automatisch sobald die Hysteresekurven bei allen eingestellten Temperaturen aufgenommen wurden. Die Temperatur der Probe wird auf dem letzten angegebenen Wert gehalten, weshalb es zweckmäßig ist, die letzte Temperatur der Liste nahe RT zu wählen

um die Probe nicht über einen unnötig langen Zeitraum zu heizen. Wird regelmäßig flüssiger Stickstoff nachgefüllt, so kann das Messprogramm auch für die automatische Aufnahme von MOKE-Kurven bei $T < RT$ genutzt werden. Das zugehörige Blockdiagramm ist in Abb. B.9 gezeigt.

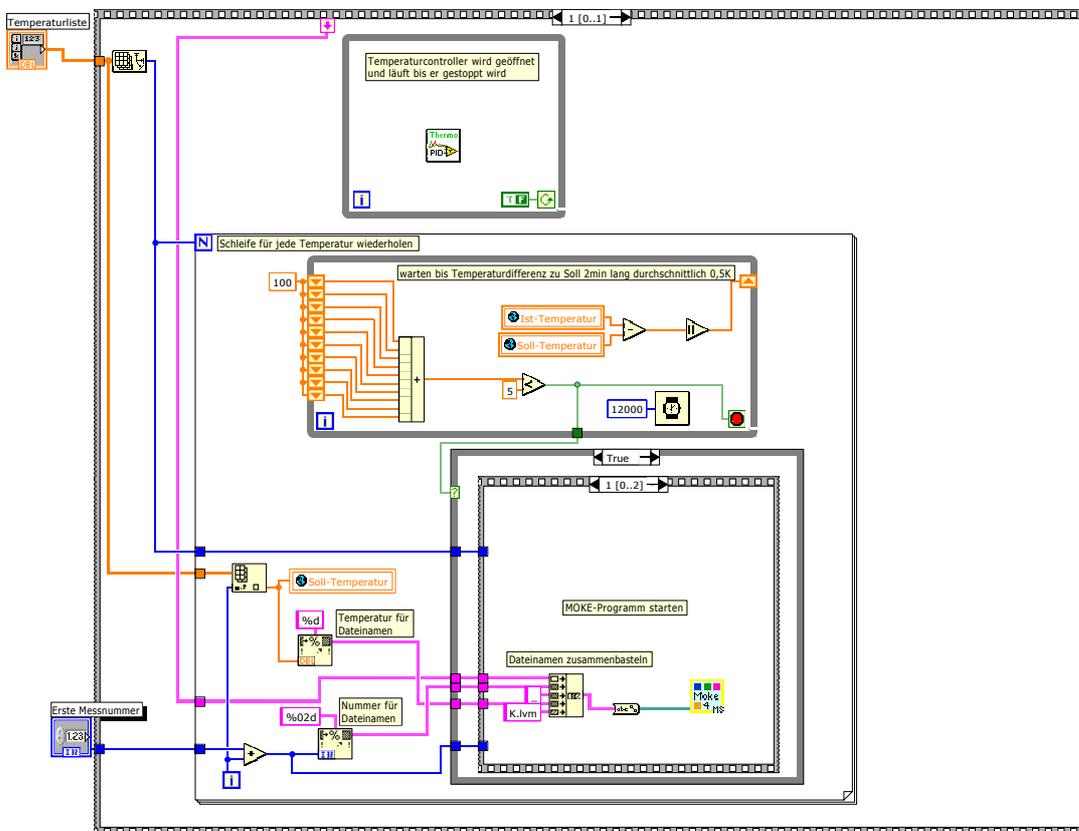


Abbildung B.9.: Blockdiagramm des temperaturabhängigen MOKE-Messprogramms.

B.4. Motorcontroller

Für die θ -, ϕ - und z-Bewegung des Manipulators wurde eine neue Motorsteuerung der Firma Mocontronic angeschafft. Die TMCL-Programmierung zur Steuerung der Motoren wurde auf die Bedürfnisse der MOKE-Kammer angepasst. Mit einem Handbedienteil können die drei Motoren einzeln angewählt und durch Tastendruck bewegt werden. Die absolute Position der angewählten Achse wird jeweils angezeigt. Im Folgenden findet sich der angepasste TMCL-Programmcode.

Programmcode Mocontronic-Motorsteuerung

```
// MOCONTRONIC SCHRITTMOTORSTEUERUNG Nr. 130
// für IKS-35-3-19"-HMI8 mit 8bit-Handsteuerung
// Modifikationen zur Anpassung an MOKE-Kammer

//Konstanten-Definitionen
PHIBASISGESCHWINDIGKEIT=1000 // 100 entspricht 0,396°/4 sec, in Phi
// 1000 ergibt phi=0.39° pro Tastendruck
THETABASISGESCHWINDIGKEIT=200 // 100 entspricht 1°/1 sec.
// das ergibt theta=0.1° pro Tastendruck
ZBASISGESCHWINDIGKEIT=200 // das entspricht z=1 mm/1sec.
// bzw. 2 mm/s im Fastmodus in z-Richtung

//Folgende TMCL Variablen finden Verwendung:
//=====
//TMCL Var 0: Aktuelle Achse
//TMCL Var 1: skalierte Position der aktuellen Achse
//TMCL Var 2: -2: schnell links, -1:links, 0:stehen,
// 1: rechts, 2: schnell rechts
//TMCL Var 11: Skalierungsfaktor Achse 0 (Theta rotation)
// 1 Motorumdrehung = 200 Schritte = 4° Theta-Rotation
//TMCL Var 12: Skalierungsfaktor Achse 1 (Phi rotation)
// 1 Motorumdrehung = 200 Schritt = 0.022mm = 0.396° Phi
// 20hsteps = 0.0011mm = 0.0198°
//TMCL Var 13: Skalierungsfaktor Achse 2 (z-Axis)
// 1 Motorumdrehung = 200 Schritte = 2 mm
//TMCL Var 14: Position Achse 0 (skaliert für anzeige)
//TMCL Var 15: Position Achse 1 (skaliert)
//TMCL Var 16: Position Achse 2 (skaliert)

//Speichern der Motorpositionen zum Laden nach PowerOff
//TMCL Var 21: Motorposition Achse 0 (workaround, EEPROM STAP 1,0 defekt)
//TMCL Var 22: Motorposition Achse 1 (workaround, EEPROM STAP 1,1 defekt)
//TMCL Var 23: Motorposition Achse 2 (workaround, EEPROM STAP 1,2 defekt)
//TMCL Var 49: Notstoptaste
// 0= Notstop gedrueckt
// 2= nicht gedrückt
//TMCL Var 50: aktuelle Menüposition des Bedienteils
// 1=Achse wählen
// 2=Fahren
// 3=Skalierung Achse 0
// 4=Skalierung Achse 1
// 5=Skalierung Achse 2
//=====

//Motoren init
// alles stop
ROR 0, 0
ROR 1, 0
ROR 2, 0
// Maximum Current
SAP 6,0,255 //maximal 2.5A>255
SAP 6,1,255 //maximal 2.5A>255
SAP 6,2,100 //maximal 0.7A=119
// Motoren auf velocity-mode setzen
SAP 138,0,2
SAP 138,1,2
SAP 138,2,2
// Standby current
SAP 7,0,20
SAP 7,1,10
SAP 7,2,5
// Max Acceleration
SAP 5,0,500
```

B. Anhang: Messprogramme

```
SAP 5,1,500
SAP 5,2,250
//gespeicherte Motorpositionen laden
//   RSAP 1,0
//   RSAP 1,1
//   RSAP 1,2
//Motorpositionen holen
RSGP 21,2
GGP 21,2
AAP 1,0
RSGP 22,2
GGP 22,2
AAP 1,1
RSGP 23,2
GGP 23,2
AAP 1,2
//Uservariablen einstellen:
SGP 0, 2, 0 // aktuelle Achse=0
SGP 2, 2, 0 // Drehmodus auf stop
RSGP 11,2 //Skalierungen laden: theta
RSGP 12,2 //Skalierungen laden: phi
RSGP 13,2 //Skalierungen laden: z
//   SGP 11,2,320 //Thetaskalierung 320Mikroschritte=0.1°
//   SGP 12,2,3232 //Phiskalierung 3232Ms=0.1°
//   SGP 13,2,640 //Z-Skalierung 640Ms=0.1mm
SGP 49, 2, 2 // Notstop nicht gedrückt
//anhalten aller Achsen bei Notstop
Stoppen: SAP 2, 0, 0
          SAP 2, 1, 0
          SAP 2, 2, 0

//*****
//Beginn der Hauptschleife
//*****
Notstop: //Abfragen ob NOTSTOP gedrueckt
          GGP 49, 2
          COMP 2
          JC NE, Stoppen
          //Abfragen ob Fahrmenü aktiv
          GGP 50, 2
          COMP 2
          JC EQ, fahren
          //Abfragen ob gefahren wird (fuer externen Eingriff mittels PC)
          GGP 2, 2
          COMP 0
          JC NE, fahren
          // Wenn Menüposition auf 6,7,8 (groesser als 5) ist,
          // dann Motorposition setzen
          GGP 50, 2
          COMP 5
          JC GT, PositionHolen
          // Wenn Menüposition auf 3,4,5 (groesser als 2) ist,
          // dann Skalierungswerte speichern
          GGP 50, 2
          COMP 2
          JC GT, Speichern
          JA Notstop

//*****
//Ende der Hauptschleife
//*****

//Aktuell eingestellte Fahrachse ermitteln
fahren:  GGP 0, 2
          COMP 0
          JC EQ, fahren0
          GGP 0, 2
          COMP 1
          JC EQ, fahren1
          GGP 0, 2
          COMP 2
          JC EQ, fahren2
          JA Notstop

//*****
//Drehen Achse 0 (THETA)
//*****
fahren0: //fahren
          GGP 2, 2 //hole Fahrmodus
          CALC MUL, THETABASISGESCHWINDIGKEIT //berechne Geschwindigkeit
          AAP 2, 0 //Sende Geschwindigkeit an Motor
          //Skalieren
          GGP 11, 2 //Lade Skalierungsfaktor für Achse
          CALCX LOAD //in X-Register
          GAP 1, 0 //Hole aktuelle Schrittposition
          CALCX DIV //Dividiere Accu durch X-Registerwert
```

```

AGP 1, 2    //Schreibe Ergebnis auf GP1 aktuelle Position
GGP 49, 2   //Ist Notstop aktiviert worden?
COMP 2
JC NE, Stoppen
GGP 2, 2    //wird noch gefahren?
COMP 0
JC NE, fahren0
//Motor stop
SAP 2, 0, 0
fahrmenu0:  //Warteschleife für Fahrmenü Achse 0
//Position speichern
//      STAP 1, 0
GGP 49,2    //Notstop aktiviert?
COMP 2
JC NE, Stoppen
GGP 2,2     //Fahren aktiv
COMP 0
JC NE, fahren0
GGP 50,2    //Fahrmenü aktiv
COMP 2
JC EQ, fahrmenu0
//Motorposition speichern wenn Fahrmenü verlassen wird
GAP 1,0
AGP 21,2
STGP 21,2
JA Notstop

//*****
//Drehen Achse 1 (PHI)
//*****
fahren1:   GGP 2, 2
           CALC MUL, PHIBASISGESCHWINDIGKEIT
           AAP 2, 1
           //Skalieren
           GGP 12, 2
           CALCX LOAD
           GAP 1, 1
           CALCX DIV
           AGP 1, 2
           GGP 49, 2    //Ist Notstop aktiviert worden?
           COMP 2
           JC NE, Stoppen
           GGP 2, 2    //wird noch gefahren?
           COMP 0
           JC Ne, fahren1
           //Motor stop
           SAP 2, 1, 0
fahrmenul: //Warteschleife für Fahrmenü Achse 1
//Position speichern
//      STAP 1, 1
GGP 49,2    //Notstop aktiviert
COMP 2
JC NE, Stoppen
GGP 2,2     //Fahren aktiv
COMP 0
JC NE, fahren1
GGP 50,2    //Fahrmenü aktiv
COMP 2
JC EQ, fahrmenul
//Motorposition speichern wenn Fahrmenü verlassen wird
GAP 1,1
AGP 22,2
STGP 22,2
JA Notstop

//*****
//Drehen Achse 2 (Z)
//*****
fahren2:   GGP 2, 2
           CALC MUL, ZBASISGESCHWINDIGKEIT
           AAP 2, 2
           //skalieren
           GGP 13, 2
           CALCX LOAD
           GAP 1, 2
           CALCX DIV
           AGP 1, 2
           GGP 49, 2    //Ist Notstop aktiviert worden?
           COMP 2
           JC NE, Stoppen
           GGP 2, 2    //wird noch gefahren?
           COMP 0
           JC NE, fahren2
           //Motor stop
           SAP 2, 2, 0

```

B. Anhang: Messprogramme

```
fahrmenu2:      //Warteschleife für Fahrmenü Achse 2
                //Position speichern
//      STAP 1, 2
GGP 49,2      //Notstop aktiviert
COMP 2
JC NE, Stoppen
GGP 2,2      //Fahren aktiv
COMP 0
JC NE, fahren2
GGP 50,2      //Fahrmenü aktiv
COMP 2
JC EQ, fahrmenu2
//Motorposition speichern wenn Fahrmenü verlassen wird
GAP 1,2
AGP 23,2
STGP 23,2
JA Notstop

//*****
// Einstellungsmenüs ausgewählt
//*****

//*****
// Speichern der drei Skalierungsfaktoren (11,12,13)
Speichern:
    GGP 50, 2
    COMP 3
    JC EQ, Speichern0
    GGP 50, 2
    COMP 4
    JC EQ, Speichern1
    GGP 50, 2
    COMP 5
    JC EQ, Speichern2
    JA Notstop

Speichern0:
    GGP 49,2      //Notstop aktiviert?
    COMP 2
    JC NE, Stoppen
    GGP 50, 2      //Noch in Menü 3?
    COMP 3
    JC EQ, Speichern0
    STGP 11, 2    //Speichern im EEPROM
    JA Notstop

Speichern1:
    GGP 49,2      //Notstop aktiviert?
    COMP 2
    JC NE, Stoppen
    GGP 50, 2      //Noch in Menü 4?
    COMP 4
    JC EQ, Speichern1
    STGP 12, 2    //Speichern im EEPROM
    JA Notstop

Speichern2:
    GGP 49,2      //Notstop aktiviert?
    COMP 2
    JC NE, Stoppen
    GGP 50, 2      //Noch in Menü 5?
    COMP 5
    JC EQ, Speichern2
    STGP 13, 2    //Speichern im EEPROM
    JA Notstop

//*****
// Speichern der drei Motorpositionen (14,15,16)
PositionHolen:
    //aktualisieren der drei Motorpositionen fuer Handbedienteil
    //Achse 0 skalieren
    GGP 11, 2
    CALCX LOAD
    GAP 1, 0
    CALCX DIV
    AGP 14, 2
    //Achse 1 skalieren
    GGP 12, 2
    CALCX LOAD
    GAP 1, 1
    CALCX DIV
    AGP 15, 2
    //Achse 2 skalieren
    GGP 13, 2
    CALCX LOAD
    GAP 1, 2
    CALCX DIV
    AGP 16, 2
    // Menüposition ermitteln, zu jew. SpeicherPosition springen
```

```

GGP 50, 2
COMP 6
JC EQ, SpeicherPosition0
GGP 50, 2
COMP 7
JC EQ, SpeicherPosition1
GGP 50, 2
COMP 8
JC EQ, SpeicherPosition2
JA Notstop

// Setzen der vom Handbedienteil eingestellten Motorpositionen (14,15,16)
// auf die Motoren und Speichern der Position am Ende
SpeicherPosition0:
GGP 14, 2 // eingestellte Position in XRegister laden
CALCX LOAD
GGP 11,2 // Skalierungsfaktor laden
CALCX MUL // Multiplizieren um Motorschritte zu berechnen
AAP 1,0 // Ergebnis als ActualPosition auf Motor schreiben
GGP 49, 2 // Ist Notstop aktiviert worden?
COMP 2
JC NE, Stoppen
// Abfrage, ob Menüposition noch auf Menü 6
GGP 50, 2
COMP 6
JC EQ, SpeicherPosition0
//Speichern der aktuellen Position in Var 21
GAP 1,0
AGP 21,2
STGP 21,2
JA Notstop
SpeicherPosition1:
GGP 15,2 // wie bei SpeicherPosition0
CALCX LOAD
GGP 12,2
CALCX MUL
AAP 1,1
GGP 49, 2 // Ist Notstop aktiviert worden?
COMP 2
JC NE, Stoppen
// Abfrage, ob Menüposition noch auf Menü 7
GGP 50, 2
COMP 7
JC EQ, SpeicherPosition1
//Speichern der aktuellen Position in Var 22
GAP 1,1
AGP 22,2
STGP 22,2
JA Notstop
SpeicherPosition2:
GGP 16,2 // wie bei SpeicherPosition0
CALCX LOAD
GGP 13,2
CALCX MUL
AAP 1,2
GGP 49, 2 // Ist Notstop aktiviert worden?
COMP 2
JC NE, Stoppen
// Abfrage, ob Menüposition noch auf Menü 8
GGP 50, 2
COMP 8
JC EQ, SpeicherPosition2
// Speichern der aktuellen Position in Var 23
GAP 1,2
AGP 23,2
STGP 23,2
JA Notstop
STOP

```

B.5. AES- und MOKE-Auswertung

Zur schnelleren Auswertung der AES- und MOKE-Daten wurde ein Origin-Script programmiert. Mit Hilfe einer zusätzlichen Funktionen lassen sich die Peakhöhen der AES-Kurven sehr schnell bestimmen. Weitere Funktionen wurden zur Auswertung der Hysterese-Kurven implementiert.

Da die MOKE-Messdateien sehr viele Spalten aufweisen, wurde eine Funktion zum Importieren mit automatischer Benennung der Spalten eingefügt. Die aufgezeichneten Hysterese-Kurven weisen einen linearen Untergrund aufgrund des Faraday-Effektes, der beim Durchgang des Lichtes durch den Glasfinger auftritt, auf. Deshalb wurde eine Zusatzfunktion eingebaut, die den Untergrundabzug und gleichzeitige Normierung der Hysterese-Kurven mit vier Maus-Klicks ermöglicht. Zusätzlich wurden Funktionen geschrieben, mit denen automatisch alle Einzelmessungen bei einer Temperatur bzw. alle gemittelten Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen einer Probe dargestellt werden können.

Origin-Script für AES- und MOKE-Auswertung

```
////////////////////////////////////
// MOKE-Tools Version 1.0 by M. Stampe
////////////////////////////////////

[Init]
win -c Data1;

////////////////////////////////////
[MeasureXY]

//Unterfunktion zum Messen von Abständen zwischen 2 Punkten
def EndToolBox {
  xWert1=_xpos[1]; //X Koordinaten der Punkte
  xWert2=_xpos[2];
  yWert1=_xpos[3];
  yWert2=_xpos[4]; //y-Koordinate 2
  xdistance =abs(xWert2-xWert1);
  ydistance =abs(yWert2-yWert1);
  dif= (_xpos[3] - _xpos[4]); //y-Koordinaten subtrahieren
  type ;
  type (-----);
  type (x1 = $(xWert1)\t x2 = $(xWert2));
  type (y1 = $(yWert1)\t y2 = $(yWert2));
  type ;
  type (horizontal distance = $(xdistance));
  type (vertical distance = $(ydistance));
  type (direct distance = $(sqrt(xdistance^2+ydistance^2)));
  type -b (x1 = $(xWert1)\tx2 = $(xWert2)\ny1 = $(yWert1)\ty2
          = $(yWert2)\n\nhorizontal distance\t
          = $(xdistance)\nvertical distance\t
          = $(ydistance)\ndirect distance\t
          = $(sqrt(xdistance^2+ydistance^2)));
};

GetPts -a 2 [Double-click first point to measure distance from...]
[Double-click end point of distance];

def PointProc {
  #!type click;
  %B=getpts.xdata$;
  %B[getpts.count]=x;
  %B[getpts.max+getpts.count]=y;
  %B=getpts.indexData$;
  %B[getpts.count]=index;
  if (getpts.count>=getpts.max) {
    {EndToolBox};
    doTool 0;
  } else doTool -next;
};

////////////////////////////////////
```

```

[ImportMOKEdata]
win -t data C:\Program Files\OriginLab\OriginPro75\MOKE\MokeDataWorksheet;
run.section (C:\Program Files\OriginLab\OriginPro75\file.importascii);
win -r %H [%A,13:16];
//%Z=header.text$;

//Set columns to x and y
delete %H_A;

for (ii = 0; ii <= $(wks.nCols/2-1);ii ++)
{
  worksheet -t $(2*ii+1) 4; //x und y, Spaltennamen und Label
  worksheet -n $(2*ii+1) B$(ii);
  // wks.col$(2*ii+1).label$=(B$(ii));
  worksheet -t $(2*ii+2) 1;
  worksheet -n $(2*ii+2) I$(ii);
  wks.col$(2*ii+2).label$=(M $(ii));
  (%H_B$(ii)) = %H_B$(ii)*1000; //B in mT schreiben
};
worksheet -n 1 Bavg;
// wks.col1.label$=(Bavg);
worksheet -n 2 Iavg;
wks.col2.label$=(%A,13:16)]; //setze Temperatur für Bavg-label
wks.labels();

////////////////////////////////////
[PlotAllCurves]
%W=%H;
spaltenzahl=wks.ncols;
win -t plot MOKE\MokeAllCurves %W.AllCurves;
//win -a %W.AllCurves;

layer -i %W_Iavg; //Plot gemittelte Kurve
set %W_Iavg -c 1; //Farbe schwarz setzen
set %W_Iavg -w 1000; //Linie dick zeichnen

for (ii = 1; ii <= $(spaltenzahl/2-1);ii ++) //Plot andere Kurven
{
  layer -i %W_I$(ii); //Kurve hinzufügen
  set %W_I$(ii) -c $(ii+1); //Farbe setzen ab rot
}

layer -a;
rescale;
legend;

////////////////////////////////////
[Normierung]
def Normier { //Unterfunktion zum Normieren der
  // Hysteresekurve auf Wertebereich [-1..1]
  def EndToolBox {
    sum= (_xpos[3] + _xpos[4]); //y-Koordinaten addieren
    dif= (_xpos[3] - _xpos[4]); //y-Koordinaten subtrahieren
    (%C) = ((%C*2-sum)/dif); //im Worksheet normierte
    window -a %H; // Werte eintragen
    rescale;
  };
  GetPts [Double-click maximum of hysteresis curve..];
  GetPts -a 2 [Double-click maximum of hysteresis curve..]
  [Double-click minimum of hysteresis curve..];
  def PointProc {
    #!type click;
    %B=getpts.xdata$;
    %B[getpts.count]=x;
    %B[getpts.max+getpts.count]=y;
    %B=getpts.indexData$;
    %B[getpts.count]=index;
    if (getpts.count>=getpts.max) {
      {EndToolBox};
      doTool 0;
    } else doTool -next;
  };
};

def SubtractLine { //Unterfunktion zum Untergrundabzug a la
  // SubtractStraightLine
  #Pick two screen pts and subtract %C from the line formed
  create _line -M 3;set _line -l 1;

  def EndToolbox {
    undo %C;
    %C --O _Line;
    del _line;
    rescale;
    {Normier};
  };
};

```

```

};

GetPts -n _line 2 [Double-click to set straight line begin..]
                [Double-click to set end of straight line..];
def PointProc {
    %B=getpts.data$;
    plot -n %B x y;
    if (getpts.count >= getpts.max) {
        {EndToolbox};
        //doTool 0;
    }
    else
        doTool -next;
};

};

{SubtractLine}; //aufruf der ersten Funktion Subtractline
/////////////////////////////////////////////////////////////////
[SubtractLine]
#Pick two screen pts and subtract %C from the line formed
create _line -M 3;set _line -l 1;
def EndToolbox {
    undo %C;
    %C --O _Line;
    del _line;
    rescale;
}
GetPts -n _line 2 [Double-click to set straight line begin..];
/////////////////////////////////////////////////////////////////
[Normier]

def EndTool2 {
    sum= (_xpos[3] + _xpos[4]); //y-Koordinaten addieren
    type $(sum);
    dif= (_xpos[3] - _xpos[4]); //y-Koordinaten subtrahieren
    type $(dif);
    (%C) = ((%C*2-sum)/dif); //Werte im Worksheet mit
    window -a %H; // normierten Werten überschreiben
    rescale;
}

getpts -a 2 [Select maximum and minimum of hysteresis curve];
def PointProc {
    #!type click;
    %B=getpts.xdata$;
    %B[getpts.count]=x;
    %B[getpts.max+getpts.count]=y;
    %B=getpts.indexData$;
    %B[getpts.count]=index;
    if (getpts.count>=getpts.max) {
        type end toolbox2;
        EndTool2;
        doTool 0;
    } else doTool -next;
}

/////////////////////////////////////////////////////////////////
[AuswertungsWorksheet]

window -t data "C:\Program_Files \..\MOKE\MokeAuswerteWorksheet" Hcvst;

window -t plot MOKE\MokeHcvst HcvstGraph;
layer -i Hcvst_Hcgem;
layer -a;
legend;

/////////////////////////////////////////////////////////////////
[PlotAllAverageCurves]

%K=%H;
zeilenzahl=wks.nrows;

win -t plot MOKE\MokeAllCurves AllAverageCurves;

for (ii = 1; ii <= zeilenzahl;ii ++) //Plot aller
{ // gemittelten Kurven
    layer -i a$(Hcvst_T[ii])k_iavg; //Kurve hinzufügen
    set a$(Hcvst_T[ii])k_iavg -c $(ii); //Farbe setzen
}

layer -a;
rescale;
legend;

```

Literaturverzeichnis

- [1] F. Offi, W. Kuch und J. Kirschner, „*Structural and magnetic properties of Fe_xMn_{1-x} thin films on Cu(001) and on Co/Cu(001)*“, Phys. Rev. B **66**, 064419 (2002).
- [2] K. Lenz, S. Zander und W. Kuch, „*Magnetic Proximity Effects in Antiferromagnet/Ferromagnet Bilayers: The Impact on the Néel Temperature*“, Phys. Rev. Lett. **98**, 237201 (2007).
- [3] K. Liu, S. M. Baker, M. Tuominen, T. P. Russell und I. K. Schuller, „*Tailoring exchange bias with magnetic nanostructures*“, Phys. Rev. B **63**, 060403 (2001).
- [4] V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq und B. Dieny, „*Tailoring Size Effects on the Exchange Bias in Ferromagnetic-Antiferromagnetic <100 nm Nanostructures*“, Phys. Rev. Lett. **94**, 117201 (2005).
- [5] J. Eisenmenger, Z.-P. Li, W. A. A. Macedo und I. K. Schuller, „*Exchange Bias and Asymmetric Reversal in Nanostructured Dot Arrays*“, Phys. Rev. Lett. **94**, 057203 (2005).
- [6] K. L. Liu, S. L. Yuan, H. N. Duan, X. F. Zheng, S. Y. Yin, Z. M. Tian, C. H. Wang und S. X. Huo, „*Exchange bias in Fe and Ni codoped CuO nanocomposites*“, J. Appl. Phys. **107**, 023911 (2010).
- [7] S. Y. Yin, S. L. Yuan, Z. M. Tian, L. Liu, C. H. Wang, X. F. Zheng, H. N. Duan und S. X. Huo, „*Effect of particle size on the exchange bias of Fe-doped CuO nanoparticles*“, J. Appl. Phys. **107**, 043909 (2010).
- [8] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, „*Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*“, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [9] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, „*Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*“, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [10] A. P. Malozemoff, „*Anisotropic magnetoresistance with cubic anisotropy and weak ferromagnetism: A new paradigm*“, Phys. Rev. B **34**, 1853 (1986).
- [11] R. Wood, „*Future hard disk drive systems*“, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 555 (2009).
- [12] B. Terris, „*Fabrication challenges for patterned recording media*“, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 512 (2009).
- [13] G. A. Prinz, „*Magnetoelectronics*“, Science **282**, 1660 (1998).

- [14] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger, „*Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*“, Science **294**, 1488 (2001).
- [15] D. Weller und A. Moser, „*Thermal Effect Limits in Ultrahigh-Density Magnetic Recording*“, IEEE Trans. Magn. **35**, 4423 (1999).
- [16] V. Skumryev, S. Stoyanov, Y. Zhang, G. Hadjipanayis, D. Givord und J. Nogues, „*Beating the superparamagnetic limit with exchange bias*“, Nature **423**, 850 (2003).
- [17] M. Kryder, E. Gage, T. McDaniel, W. Challener, R. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia und M. Erden, „*Heat Assisted Magnetic Recording*“, Proc. IEEE **96**, 1810 (2008).
- [18] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M. E. Best, W. Lee, M. F. Toney, M. Schwickert, J.-U. Thiele und M. F. Doerner, „*High K_u materials approach to 100 Gbits/in²*“, IEEE Trans. Magn. **36**, 10 (2000).
- [19] T. Klemmer, D. Hoydick, H. Okumura, B. Zhang und W. A. Soffa, „*Magnetic hardening and coercivity mechanisms in $L1_0$ ordered FePd ferromagnets*“, Scripta Metallurgica et Materialia **33**, 1793 (1995).
- [20] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter, J. Shi und G. Kerszykowski, „*High density submicron magnetoresistive random access memory (invited)*“, J. Appl. Phys. **85**, 5822 (1999).
- [21] S. S. P. Parkin, M. Hayashi und L. Thomas, „*Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*“, Science **320**, 190 (2008).
- [22] W. H. Meiklejohn und C. P. Bean, „*New Magnetic Anisotropy*“, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [23] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl und J. K. Howard, „*Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich*“, J. Appl. Phys. **62**, 2929 (1987).
- [24] A. P. Malozemoff, „*Mechanisms of exchange anisotropy (invited)*“, J. Appl. Phys. **63**, 3874 (1988).
- [25] T. C. Schulthess und W. H. Butler, „*Consequences of Spin-Flop Coupling in Exchange Biased Films*“, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).
- [26] J. S. Kouvel, „*Exchange anisotropy in alloys of composition $(Ni, Fe)_3Mn$* “, J. Phys. Chem. Solids. **16**, 152 (1960).
- [27] F. J. Darnell, „*Exchange Anisotropy in Oxidized Iron-Cobalt Particles*“, J. Appl. Phys. **32**, S186 (1961).
- [28] J. Owen, M. E. Browne, V. Arp und A. F. Kip, „*Electron-spin resonance and magnetic-susceptibility measurements on dilute alloys of Mn in Cu, Ag and Mg*“, J. Phys. Chem. Solids. **2**, 85 (1957).

- [29] J. Wu, J. Choi, A. Scholl, A. Doran, E. Arenholz, C. Hwang und Z. Q. Qiu, „*Ni spin switching induced by magnetic frustration in FeMn/Ni/Cu(001)*“, Phys. Rev. B **79**, 212411 (2009).
- [30] F. Offi, W. Kuch, L. I. Chelaru, K. Fukumoto, M. Kotsugi und J. Kirschner, „*Induced Fe and Mn magnetic moments in Co-FeMn bilayers on Cu(001)*“, Phys. Rev. B **67**, 094419 (2003).
- [31] C. A. F. Vaz, E. I. Altman und V. E. Henrich, „*Exchange bias and interface electronic structure in Ni/Co₃O₄(011)*“, Phys. Rev. B **81**, 104428 (2010).
- [32] Q. Zhan und K. M. Krishnan, „*In-plane reorientation of magnetization in epitaxial exchange biased Fe/MnPd bilayers*“, Appl. Phys. Lett. **96**, 112506 (2010).
- [33] H. Takahashi, M. Tsunoda, K. Fukumoto, T. Nakamura, K. Arai, T. Kinoshita und M. Takahashi, „*Correlation between exchange bias field and domain size of ferromagnetic layer in Mn-Ir/Co-Fe bilayers*“, J. Appl. Phys. **105**, 07D720 (2009).
- [34] J. Saha, K. Garello, B. Viala, A. Marty und N. Vukadinovic, „*Induced anisotropies in a ferromagnet coupled to a polycrystalline antiferromagnet*“, Phys. Rev. B **81**, 024417 (2010).
- [35] H. Umebayashi und Y. Ishikawa, „*Antiferromagnetism of γ Fe-Mn Alloys*“, J. Phys. Soc. Jap. **21**, 1281 (1966).
- [36] J. Wang, W. Kuch, L. I. Chelaru, F. Offi und M. Kotsugi, „*Influence of exchange bias coupling on the single-crystalline FeMn ultrathin film*“, Appl. Phys. Lett. **86**, 122504 (2005).
- [37] E. Kneller, „*Ferromagnetismus*“, Springer-Verlag Berlin / Göttingen / Heidelberg (1962).
- [38] S. van Dijken, R. Vollmer, B. Poelsema und J. Kirschner, „*The influence of CO and H₂ adsorption on the spin reorientation transition in Ni/Cu(001)*“, J. Magn. Magn. Mater. **210**, 316 (2000).
- [39] W. L. O'Brien, T. Droubay und B. P. Tonner, „*Transitions in the direction of magnetism in Ni/Cu(001) ultrathin films and the effects of capping layers*“, Phys. Rev. B **54**, 9297 (1996).
- [40] L. Onsager, „*Crystal Statistics. I. A Two-Dimensional Model with an Order-Disorder Transition*“, Phys. Rev. **65**, 117 (1944).
- [41] B. Kaufman und L. Onsager, „*Crystal Statistics. III. Short-Range Order in a Binary Ising Lattice*“, Phys. Rev. **76**, 1244 (1949).
- [42] C. N. Yang, „*The Spontaneous Magnetization of a Two-Dimensional Ising Model*“, Phys. Rev. **85**, 808 (1952).
- [43] C. Kittel, „*Einführung in die Festkörperphysik*“, Oldenbourg Verlag München Wien (2002).
- [44] R. Bergholz und U. Gradmann, „*Structure and magnetism of oligatomic Ni(111)-films on Re(0001)*“, J. Magn. Magn. Mater. **45**, 389 (1984).

- [45] P. Pouloupoulos und K. Baberschke, „*Magnetism in thin films*“, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 9495 (1999).
- [46] Y. Endoh und Y. Ishikawa, „*Antiferromagnetism of γ Iron Manganese Alloys*“, J. Phys. Soc. Jap. **30**, 1614 (1971).
- [47] T. C. Schulthess, W. H. Butler, G. M. Stocks, S. Maat und G. J. Mankey, „*Noncollinear magnetism in substitutionally disordered face-centered-cubic FeMn*“, J. Appl. Phys. **85**, 4842 (1999).
- [48] G. M. Stocks, W. A. Shelton, T. C. Schulthess, B. Újfalussy, W. H. Butler und A. Canning, „*On the magnetic structure of gamma-FeMn alloys*“, J. Appl. Phys. **91**, 7355 (2002).
- [49] J. Nogués und I. K. Schuller, „*Exchange bias*“, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
- [50] O. Halpern und M. H. Johnson, „*On the Magnetic Scattering of Neutrons*“, Phys. Rev. **55**, 898 (1939).
- [51] C. G. Shull und J. S. Smart, „*Detection of Antiferromagnetism by Neutron Diffraction*“, Phys. Rev. **76**, 1256 (1949).
- [52] W. H. Meiklejohn und C. P. Bean, „*New Magnetic Anisotropy*“, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
- [53] W. H. Meiklejohn, „*Exchange Anisotropy—A Review*“, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).
- [54] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. T. Johnson, J. van de Stegge und A. Reinders, „*Orientalional dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown $Ni_{80}Fe_{20}/Fe_{50}Mn_{50}$ bilayers (invited)*“, J. Appl. Phys. **75**, 6659 (1994).
- [55] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus und E. Kay, „*Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate*“, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [56] A. P. Malozemoff, „*Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces*“, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
- [57] U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten und G. Güntherodt, „*Domain state model for exchange bias. I. Theory*“, Phys. Rev. B **66**, 014430 (2002).
- [58] N. C. Koon, „*Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces*“, Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [59] K. O’Grady, L. Fernandez-Outon und G. Vallejo-Fernandez, „*A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films*“, J. Magn. Magn. Mater. **322**, 883 (2010).
- [60] M. A. Ruderman und C. Kittel, „*Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons*“, Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- [61] H. Fröhlich und F. R. N. Nabarro, „*Orientation of Nuclear Spins in Metals*“, Proc. Royal Soc. Lon. A **175**, 382 (1940).

- [62] R. Skomski, „*Simple Models of Magnetism*“, Oxford University Press (2008).
- [63] T. Kasuya, „*A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model*“, Prog. Theor. Phys. **16**, 45 (1956).
- [64] K. Yosida, „*Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys*“, Phys. Rev. **106**, 893 (1957).
- [65] J. Stöhr und H. C. Siegmann, „*Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*“, Springer (2006).
- [66] P. H. Dederichs, „*Friedelozillationen, RKKY Wechselwirkung und Zwischenlagenkopplung*“, in *24. IFF-Ferienkurs - Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*, Forschungszentrum Jülich GmbH (1993).
- [67] J. Lindner, „*Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrschichten der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2002).
- [68] M. Körner, K. Lenz, M. O. Liedke, T. Strache, A. Mücklich, A. Keller, S. Facsko und J. Fassbender, „*Interlayer exchange coupling of Fe/Cr/Fe thin films on rippled substrates*“, Phys. Rev. B **80**, 214401 (2009).
- [69] J. C. S. Kools, W. Kula, D. Mauri und T. Lin, „*Effect of finite magnetic film thickness on Néel coupling in spin valves*“, J. Appl. Phys. **85**, 4466 (1999).
- [70] J. Moritz, F. Garcia, J. C. Toussaint, B. Dieny und J. P. Nozières, „*Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves*“, Europhys. Lett. **65**, 123 (2004).
- [71] L. I. Chelaru, „*Microscopic studies of interlayer magnetic coupling across nonmagnetic and antiferromagnetic spacer layers*“, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg (2003).
- [72] J. C. Slonczewski, „*Overview of interlayer exchange theory*“, J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
- [73] C. Davisson und L. H. Germer, „*The Scattering of Electrons by a Single Crystal of Nickel*“, Nature **119**, 558 (1927).
- [74] W. Kuch, L. I. Chelaru und J. Kirschner, „*Surface morphology of antiferromagnetic Fe₅₀Mn₅₀ layers on Cu(001)*“, Surf. Sci. **566-568**, 221 (2004).
- [75] J. Shen, J. Giergiel und J. Kirschner, „*Growth and morphology of Ni/Cu(100) ultrathin films: An in situ study using scanning tunneling microscopy*“, Phys. Rev. B **52**, 8454 (1995).
- [76] L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach und R. E. Weber, „*Handbook of Auger Electron Spectroscopy*“, Physical Electronics Industries, Inc. (1976).

- [77] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, „*Universal approach to magneto-optics*“, J. Magn. Mater. **89**, 107 (1990).
- [78] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, „*Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions*“, Phys. Rev. B **43**, 6423 (1991).
- [79] R. M. Thamankar, „*Structure and Magnetism of ultrathin 3d alloy films*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2004).
- [80] H. Fujiwara, „*Spectroscopic Ellipsometry*“, Maruzen Co. Ltd., Tokyo, Japan (2007).
- [81] M. Bauer, „*Grundlagen und Strategien für schnelles Schalten der Magnetisierung*“, Doktorarbeit, Universität Kaiserslautern (2001).
- [82] E. Ruska, „*Über neue magnetische Durchstrahlungs-Elektronenmikroskope im Strahlspannungsbereich von 40 ... 220 kV*“, Colloid & Polymer Science **116**, 102 (1950).
- [83] G. Binnig, C. F. Quate und C. Gerber, „*Atomic Force Microscope*“, Phys. Rev. Lett. **56**, 930 (1986).
- [84] P. Stoll, „*Untersuchungen von Exchange-Bias- und Kopplungsphänomenen in FeMn/Ni-Zweifachschichten und Ni/FeMn/Ni-Dreifachschichten mit magnetooptischem Kerreffekt*“, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (2010).
- [85] M. Stampanoni, A. Vaterlaus, M. Aeschlimann und F. Meier, „*Magnetism of Epitaxial bcc Iron on Ag(001) Observed by Spin-Polarized Photoemission*“, Phys. Rev. Lett. **59**, 2483 (1987).
- [86] W. Dürr, M. Taborelli, O. Paul, R. Germar, W. Gudat, D. Pescia und M. Landolt, „*Magnetic Phase Transition in Two-Dimensional Ultrathin Fe Films on Au(100)*“, Phys. Rev. Lett. **62**, 206 (1989).
- [87] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. de Miguel und R. Miranda, „*Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces*“, Phys. Rev. Lett. **64**, 1059 (1990).
- [88] D. S. Ritchie und M. E. Fisher, „*Finite-Size and Surface Effects in Heisenberg Films*“, Phys. Rev. B **7**, 480 (1973).
- [89] M. Farle, K. Baberschke, U. Stetter, A. Aspelmeier und F. Gerhardter, „*Thickness-dependent Curie temperature of Gd(0001)/W(110) and its dependence on the growth conditions*“, Phys. Rev. B **47**, 11571 (1993).
- [90] D. Alders, L. H. Tjeng, F. C. Voogt, T. Hibma, G. A. Sawatzky, C. T. Chen, J. Vogel, M. Sacchi und S. Iacobucci, „*Temperature and thickness dependence of magnetic moments in NiO epitaxial films*“, Phys. Rev. B **57**, 11623 (1998).

- [91] E. Weschke, H. Ott, E. Schierle, C. Schüßler-Langeheine, D. V. Vyalikh, G. Kaindl, V. Leiner, M. Ay, T. Schmitte, H. Zabel und P. J. Jensen, „*Finite-Size Effect on Magnetic Ordering Temperatures in Long-Period Antiferromagnets: Holmium Thin Films*“, Phys. Rev. Lett. **93**, 157204 (2004).
- [92] T. Ambrose und C. L. Chien, „*Finite-Size Effects and Uncompensated Magnetization in Thin Antiferromagnetic CoO Layers*“, Phys. Rev. Lett. **76**, 1743 (1996).
- [93] E. N. Abarra, K. Takano, F. Hellman und A. E. Berkowitz, „*Thermodynamic Measurements of Magnetic Ordering in Antiferromagnetic Superlattices*“, Phys. Rev. Lett. **77**, 3451 (1996).
- [94] Y. J. Tang, D. J. Smith, B. L. Zink, F. Hellman und A. E. Berkowitz, „*Finite size effects on the moment and ordering temperature in antiferromagnetic CoO layers*“, Phys. Rev. B **67**, 054408 (2003).
- [95] P. Sessi, N. P. Guisinger, J. R. Guest und M. Bode, „*Temperature and Size Dependence of Antiferromagnetism in Mn Nanostructures*“, Phys. Rev. Lett. **103**, 167201 (2009).
- [96] C. Won, Y. Z. Wu, H. W. Zhao, A. Scholl, A. Doran, W. Kim, T. L. Owens, X. F. Jin und Z. Q. Qiu, „*Studies of FeMn/Co/Cu(001) films using photoemission electron microscopy and surface magneto-optic Kerr effect*“, Phys. Rev. B **71**, 024406 (2005).
- [97] W. Kuch, F. Offi, L. I. Chelaru, M. Kotsugi, K. Fukumoto und J. Kirschner, „*Magnetic interface coupling in single-crystalline Co/FeMn bilayers*“, Phys. Rev. B **65**, 140408 (2002).
- [98] K. Lenz, „*Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten: eine FMR-Studie*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2005).
- [99] F. Offi, „*Magnetic interaction between antiferromagnetic and ferromagnetic films: Co/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers on Cu(001)*“, Doktorarbeit, Universität Halle (2002).
- [100] H. Nagasawa und M. Uchinami, „*The susceptibility maximum in paramagnetic α -Mn and its dilute alloys*“, Phys. Lett. A **42**, 463 (1973).
- [101] F. R. McFeely, S. P. Kowalczyk, L. Ley und D. A. Shirley, „*Evidence for a localized magnetic moment in paramagnetic α -Mn from multiplet splitting*“, Sol. Stat. Commun. **15**, 1051 (1974).
- [102] J. Choi, J. Wu, Y. Z. Wu, C. Won, A. Scholl, A. Doran, T. Owens und Z. Q. Qiu, „*Effect of atomic steps on the interfacial interaction of FeMn/Co films grown on vicinal Cu(001)*“, Phys. Rev. B **76**, 054407 (2007).
- [103] W. Kuch, L. I. Chelaru, F. Offi, J. Wang, M. Kotsugi und J. Kirschner, „*Three-Dimensional Non-collinear Antiferromagnetic Order in Single-Crystalline FeMn Ultrathin Films*“, Phys. Rev. Lett. **92**, 017201 (2004).
- [104] N. N. Phuoc und T. Suzuki, „*Effect of crystalline orientation on parallel and perpendicular exchange biases in FePt/FeMn multilayers*“, J. Appl. Phys. **103**, 07C113 (2008).

- [105] K. Nakamura, T. Ito und A. J. Freeman, „*Magnetic structures and out-of-plane magnetic anisotropy at the exchange bias interface: Co/FeMn*“, Phys. Rev. B **70**, 060404 (2004).
- [106] D. Spišák und J. Hafner, „*Magnetic structures in ordered and disordered γ -FeMn alloys: Ordering due to disorder*“, Phys. Rev. B **61**, 11569 (2000).
- [107] J. Nogués, D. Lederman, T. J. Moran, I. K. Schuller und K. V. Rao, „*Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF₂-Fe bilayers*“, Appl. Phys. Lett. **68**, 3186 (1996).
- [108] T. J. Moran, J. M. Gallego und I. K. Schuller, „*Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces*“, J. Appl. Phys. **78**, 1887 (1995).
- [109] G. Malinowski, M. Hehn, S. Robert, O. Lenoble, A. Schuhl und P. Panissod, „*Magnetic origin of enhanced top exchange biasing in Py/IrMn/Py multilayers*“, Phys. Rev. B **68**, 184404 (2003).
- [110] V. K. Sankaranarayanan, S. M. Yoon, D. Y. Kim, C. O. Kim und C. G. Kim, „*Exchange bias in NiFe/FeMn/NiFe trilayers*“, J. Appl. Phys. **96**, 7428 (2004).
- [111] M. Gruyters und D. Schmitz, „*Microscopic Nature of Ferro- and Antiferromagnetic Interface Coupling of Uncompensated Magnetic Moments in Exchange Bias Systems*“, Phys. Rev. Lett. **100**, 077205 (2008).
- [112] D. N. H. Nam, W. Chen, K. G. West, D. M. Kirkwood, J. Lu und S. A. Wolf, „*Propagation of exchange bias in CoFe/FeMn/CoFe trilayers*“, Appl. Phys. Lett. **93**, 152504 (2008).
- [113] R. Morales, Z.-P. Li, J. Olamit, K. Liu, J. M. Alameda und I. K. Schuller, „*Role of the Antiferromagnetic Bulk Spin Structure on Exchange Bias*“, Phys. Rev. Lett. **102**, 097201 (2009).
- [114] W. Kuch, L. I. Chelaru, F. Offi, J. Wang, M. Kotsugi und J. Kirschner, „*Tuning the magnetic coupling across ultrathin antiferromagnetic films by controlling atomic-scale roughness*“, Nature Mater. **5**, 128 (2006).
- [115] A. M. Alsmadi, S. G. E. te Velthuis, G. P. Felcher und C. G. Kim, „*Spin structure of exchange-biased NiFe/FeMn/NiFe trilayers*“, J. Appl. Phys. **101**, 09E522 (2007).
- [116] D. H. Tong, H. V. Jansen, V. J. Gadgil, C. G. Bostan, J. W. Berenschot, C. J. M. van Rijn und M. C. Elwenspoek, „*Silicon nitride nanosieve membrane*“, Nano Lett. **4**, 283 (2004).
- [117] K. Nielsch, „*Hochgeordnete ferromagnetische Nano-Stabensembles*“, Doktorarbeit, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg (2002).
- [118] W. Lee, R. Ji, U. Gösele und K. Nielsch, „*Fast fabrication of long-range ordered porous alumina membranes by hard anodization*“, Nature Mater. **5**, 741 (2006).
- [119] L. Sun, C. L. Chien und P. C. Searson, „*Fabrication of nanoporous single crystal mica templates for electrochemical deposition of nanowire arrays*“, J. Mater. Sci. **35**, 1097 (2000).

- [120] C. Trautmann, W. Brüche, R. Spohr, J. Vetter und N. Angert, „*Pore geometry of etched ion tracks in polyimide*“, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **111**, 70 (1996).

Veröffentlichungen

1. M. Stampe, P. Stoll, T. Homberg, K. Lenz, and W. Kuch
Influence of ferromagnetic–antiferromagnetic coupling on the antiferromagnetic ordering temperature in Ni/Fe_xMn_{1-x} bilayers
Poster (akzeptiert): IEEE 7th International Symposium on Metallic Multilayers (Berkeley, 2010)
2. M. Stampe, P. Stoll, T. Homberg, K. Lenz, and W. Kuch
Influence of ferromagnetic–antiferromagnetic coupling on the antiferromagnetic ordering temperature in Ni/Fe_xMn_{1-x} bilayers
Phys. Rev. B **81**, 104420 (2010)
3. M. Stampe, P. Stoll, T. Homberg, K. Lenz, and W. Kuch
Influence of ferromagnetic–antiferromagnetic coupling on the antiferromagnetic ordering temperature in Ni/Fe_xMn_{1-x} bilayers
Vortrag: Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Regensburg, 2010)
4. P. Stoll, M. Stampe, and W. Kuch
Exchange Bias and Training Effect in Ni/Fe_xMn_{1-x} Trilayers
Poster: Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Regensburg, 2010)
5. M. Stampe, P. Stoll, T. Homberg, and W. Kuch
Thickness and Composition Dependence of the Antiferromagnetic Ordering Temperature in Ni/Fe_xMn_{1-x} Bilayers
Poster: International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces (Berlin, 2009)
6. M. Stampe, T. Homberg, and W. Kuch
Thickness Dependence of the Antiferromagnetic Ordering Temperature in Ni/Fe_xMn_{1-x} Bilayers
Vortrag: Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Dresden, 2009)
7. O. Schumacher, M. Stampe, Ch. Heyn, and W. Hansen
Magneto-resistance studies on evenly curved Hall bars in InGaAs/GaAs-microtubes
AIP Conf. Proc. **893**, 689 (2007)

8. M. Stampe
Magnetotransportuntersuchungen an gekrümmten zweidimensionalen Elektronengasen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006)
9. O. Schumacher, M. Stampe, Ch. Heyn, and W. Hansen
Magneto-resistance studies on evenly curved Hall bars
Poster: Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Dresden, 2006)

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version
aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten

Danksagung

Eine Promotion ist nicht möglich ohne die Hilfe zahlreicher Menschen, die einen mit ihrem fachlichen Wissen unterstützen oder durch Anregung und Motivation zum Voranschreiten der Arbeit beitragen. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle bei all jeden bedanken, die mich während meiner Promotion begleitet haben.

Mein erster Dank geht an meinen Betreuer und Erstgutachter **Prof. Dr. Wolfgang Kuch** für das Ermöglichen meiner Arbeit in seiner Arbeitsgruppe, für zahlreiche Gespräche über Hysteresekurven und deren Deutungen und für die Gelegenheit, in einem vierwöchigen Forschungsaufenthalt in Taipei die Arbeit in Taiwan kennenzulernen.

Vielen Dank, **Prof. Dr. William D. Brewer**, für die Übernahme der Zweitbegutachtung meiner Promotion und das stetige Interesse am Fortgang meiner Arbeit.

Mein herzlichster Dank geht an **Dr. Kilian Lenz**, der mir nicht nur den Aufbau und das Arbeiten an UHV-Kammern beigebracht hat, sondern dem ich auch sonst jede Menge Wissen und schöne Tage im Labor und außerhalb verdanke.

Ohne meine beiden Diplomanden **Tobias Homberg** und **Paul Stoll** wäre es zeitweise sehr einsam in meinem Labor gewesen. Tobi, danke für Deine unermüdlichen Messungen an Doppellagen, nachdem wir endlich die technischen Vakuum-Probleme gelöst hatten. Paul, Dir danke ich für die Fortsetzung der Messungen an Doppel- und Dreifachlagen, sowie für die Mithilfe bei der Betreuung unseres Bachelorstudenten **Raphael Hellwig**, dem ich ebenfalls für seine Mitarbeit danke.

Besonders während des Aufbaus der UHV-Kammer war immer wieder die Hilfe unseres Ingenieurs **Uwe Lipowski** nötig. Danke, Uwe, für Deine Mithilfe bei neuen Konstruktionen und Deine vielen Inventor-Zeichnungen, aber auch für Deine Hilfe, wenn schwere Teile wie der Magnet an ihren Platz gebracht werden mussten. Ein Dank für die Überlassung des Magneten geht an **Prof. Dr. Hans-Martin Vieth**.

Insbesondere der Doppelprobenhalter wäre ohne die Hilfe der **Feinwerktechnik** nicht zu Stande gekommen. Da solche komplexen Bauteile nicht beim ersten Versuch voll funktionstüchtig sind, danke ich **Detlef Müller** für seine hilfreichen Vorschläge und **Melanie Baeron** dafür, dass sie immer wieder bereit war, diese in möglichst kurzer Zeit umzusetzen.

Ein Dank für die Hilfe bei Planung und Herstellung des Photodiodenverstärkers geht an **Volker Jornitz** von der **Elektronikwerkstatt** sowie an seine Kollegen für die Hilfe bei Problemen mit elektrischen Geräten.

Das Aufdampfen von Nanostrukturen wäre nicht möglich gewesen ohne Nanolochmasken. Für die zahlreichen Versuche, diese herzustellen, danke ich **Prof. Dr. Kornelius Nielsch** und **Robert Zierold** von der Universität Hamburg.

Nachdem die Herstellung in Hamburg immer wieder Probleme bereitete, kam die Idee auf, durch Ionenbeschuss hergestellte Nanolochmasken zu benutzen. Danke, **Dr. Beate Schattat**, für Deine Idee und die Vermittlung an die GSI Darmstadt. **Dr. Christina Trautmann** danke ich für den Ionenbeschuss der Folien und ihre Tipps, wie diese am besten geätzt werden.

Ein weiterer herzlicher Dank geht an **PD Dr. Christoph Böttcher** und **Dr. Boris Schade** vom Forschungszentrum für Elektronenmikroskopie, die die TEM-Charakterisierung der Nanolochmasken übernommen haben.

Bei **Christian Lotze** und der **AG Pascual** bedanke ich mich für das Ermöglichen und die Mithilfe bei den AFM-Aufnahmen der aufgedampften Nanostrukturen.

Meinen Kollegen **Dr. Matthias Bernien** und **Julia Kurde** danke ich für hilfreiche Tipps und ein offenes Ohr. Sämtlichen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der **AG Kuch** danke ich für das angenehme Arbeitsklima und fast tägliche gemeinsame Mensabesuche und Kaffeerunden. Mein Dank für die hilfsbereite Unterstützung gilt außerdem unserer Sekretärin **Marion Badow**, die immer eine Antwort auf organisatorische Fragen parat hat.

Da weder der Aufbau einer UHV-Kammer noch ein Leben in Berlin kostenlos sind, bedanke ich mich bei der **Deutschen Forschungsgemeinschaft** und bei den Antragstellern, die über das Projekt **KU1115/9-1** die Finanzierung dieser Arbeit sicherstellten.

Meiner Mutter **Heidemarie Stampe** danke ich für ihre ständige Unterstützung und dafür, dass sie immer an mich und meine Fähigkeiten glaubt.

Meinem Vater **Matthias Stampe** möchte ich dafür danken, dass er in mir die Begeisterung für Naturwissenschaften und Technik geweckt hat.

Auch eine regelmäßige Abwechslung von der Physik war wichtig für das Zustandekommen dieser Arbeit. Deshalb danke ich all **meinen Freunden** für Ablenkung und Spaß um das Leben mit und ohne Physik zu genießen. Da die Musik meine wichtigste Beschäftigung neben der Physik darstellt, danke ich auch meinem Orchester, dem **Collegium Musicum**, das mir sehr schnell zahlreiche Freunde und viel Abwechslung in Berlin verschafft hat.