

# **Abbildung von magnetischen Mikrostrukturen mittels Fourier-Transformations-Holografie**

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

vorgelegt von  
**Dipl.-Phys. Daniel Stickler**  
aus Hamburg

Hamburg  
2010

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen (Universität Hamburg)

Prof. Dr. Stefan Eisebitt (Technische Universität Berlin)

Prof. Dr. Frithjof Nolting (Universität Basel)

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen

Prof. Dr. Kornelius Nielsch (Universität Hamburg)

Datum der Disputation:

3. November 2010

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Dr. Alexander Chudnovskiy

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. Jochen Bartels

Dekan der MIN-Fakultät:

Prof. Dr. Heinrich H. Graener

# Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird die magnetische Mikrostruktur von Multilagensystemen sowohl im als auch nahe des Spin-Reorientierungsübergangs untersucht. Die magnetischen Abbildungen werden mit der Fourier-Transformations-Röntgenholografie (FTH) aufgezeichnet.

Die Schwerpunkte dieser Arbeit liegen zum einen auf der Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten der FTH und zum anderen auf der Untersuchung der Domänengröße von Multilagensystemen mit uniaxialer Anisotropie, sowie den Zusammenhängen zwischen der Domänengröße und den Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung.

Zu Beginn werden die Erweiterungen der FTH vorgestellt. Die magnetische FTH konnte durch die Modifikation der Holografieprobe für die Abbildung einer Magnetisierungskomponente in der Ebene genutzt werden. Des Weiteren wurde ein Holografieaufbau realisiert, mit dem es möglich ist, jeden Punkt einer semi-transparenten Membranprobe durch eine Hologrammaufzeichnung und die anschließende Bildrekonstruktion abzubilden.

Mit diesem Holografiemikroskop wurde die Domänenstruktur einer Co/Pt-Multilage mit einem zusätzlichen Eisenkeil analysiert. Bei einer 2nm Pt-Zwischenschicht, zeigen sich bei einer geringen Fe-Bedeckung nur geringfügige Änderungen der Domänenstruktur. Bei 2 nm Fe konnte eine stufenartige Abnahme beobachtet werden. Die ergänzende Analyse von Hysteresekurven zeigt, dass durch die zunehmende Eisenbedeckung der Co/Pt-Multilage ein Phasenwechsel von einer senkrechten zu einer gekippten Magnetisierung stattfindet.

Es wurde ein theoretisches Modell zur Berechnung der Gleichgewichtsdomänengröße von Einzel- und Multilagen innerhalb des Spin-Reorientierungsübergangs mit gekippter Magnetisierung neu entwickelt. Es zeigt, dass die Domänengröße im wesentlichen von der uniaxialen Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung ( $K_2$ ) abhängt. Wenn sich die effektive Anisotropiekonstante erster Ordnung ändert, wird bei konstantem  $K_2$  der Abbau der magnetostatischen Energie nicht durch eine weitere Abnahme der Domänengröße, sondern durch die Vergrößerung des Kippwinkels vorangetrieben. Diese Abhängigkeit der Domänengröße kann verwendet werden, um mit einer magnetischen Mikrostrukturabbildung die lokalen Veränderungen beider Anisotropiekonstanten infolge eines Wandels der Domänengröße und der Änderung des magnetischen Signals zu berechnen.

Diese Berechnungen werden anhand einer anisotropiemodifizierten Multilage demonstriert. Die Multilage wurde durch einen moderierten flächigem Ionenbeschuss verändert, ohne dabei magnetisches Material abzutragen. Es wird demonstriert, dass durch eine Siliziumnitrid-Schicht ein Teil der Energie und der Ionen absorbiert wird, so dass die magnetischen Eigenschaften der Multilage trotz der hohen Ionendosis nur leicht beeinflusst werden.

Mit einer neuartigen Strukturierungsstrategie wird im Anschluss nanostrukturierte Multilagen präpariert. Es wurden mit FIB 50 nm Löcher in einem quadratischen Gitter mit 200 nm Abstand durchgehend in eine Co/Pt-Multilage strukturiert. Die Ergebnisse zeigen, dass die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung nicht verloren geht. Mit FTH werden der entmagnetisierte Zustand und das Ummagnetisierungsverhalten untersucht.

Im letzten Teil der Arbeit wird der Aufbau eines *in situ*-Magnetotransport-Messsystems innerhalb einer UHV FIB/REM-Zweistrahlanlage beschrieben. Mit dem neuen System ist es möglich, Nanostrukturen mit einem fokussierten Ionenstrahl zu strukturieren und mit einer scharfen Nadelspitze zu kontaktieren. Die Nadel wird von einem Mikromanipulator geführt, der mit Piezomotoren sehr präzise Bewegungen der Nadelspitze im sub-nm Bereich durchführen und halten kann. Mit einem im UHV befindlichen Magneten können daraufhin die Magnetowiderstandskurven der Nanostrukturen gemessen werden.

# Abstract

In this thesis the characterization of the magnetic microstructure in multilayered systems in and adjacent to the spin reorientation transition is described. The magnetic microstructure is imaged by soft x-ray Fourier transform holography (FTH).

The main focus of this thesis is the enhancement of the experimental opportunities with FTH and the analysis of the domain structure of magnetic multilayer systems with uniaxial anisotropy. The question to the correlation between the domain size and anisotropy constants in first and second order is addressed.

In the first part, the FTH enhancements are described. Experiments how to use Fourier transform holography to image the in-plane magnetization component are reported. In the following, a new x-ray microscopy technique based on FTH is presented called x-ray holographic microscopy (XHM). Via XHM the sample is separated from the optical part and the whole transparent membrane sample can be imaged by FTH.

The XHM setup is used to study the evolution of the magnetic domain structure of a Co/Pt multilayer as function of iron overlayer wedge thickness on top of the 2 nm Pt cap layer.

For small Fe-coverage the domain size remains nearly constant, while for 2 nm Fe the domain size is abruptly decreasing. Analysing the hard axis hysteresis loops leads to the conclusion that a transition from perpendicular magnetization to the canted phase occurs for increasing iron overlayer thickness.

For theoretical understanding a new model has been developed, that describes the equilibrium domain size of single- and multilayer systems in the phase of canted magnetization. The model leads to the result that in the canted phase the domain size depends only on the second order anisotropy constant ( $K_2$ ). In the canted phase when the effective first order anisotropy constant ( $K_{1,\text{eff}}$ ) becomes more negative, while  $K_2$  keeps constant the magneto static energy it not reduced via a continued reduction of the domain size. The energy will be reduced more effectively by magnetization canting.

The  $K_2$ -dependence of the domain size and the canting angle dependence of  $K_{1,\text{eff}}$  and  $K_2$  can be used to calculate local changes of both anisotropy constants. This can be done when the domain size or magnetic signal in a magnetic image changes.

The calculation of anisotropy modification will be demonstrated using a sample with modified magnetic properties due to moderated ion bombardment without removing material. The silicon nitride layer of the FTH sample absorbs kinetic ion energy and almost all ions, so that the magnetic properties become just slightly modified.

A new milling strategy is used for focused ion beam nanostructuring of a sensitive magnetic multilayer. Arrays of holes with a lattice constant of 200 nm are milled through the multilayer without damaging the out-of-plane anisotropy of the surrounding film. The demagnetized state and the magnetic reversal behaviour of the hole array are analyzed via FTH in an external magnetic field.

In the last part, the development of an *in situ* magnetoresistance measurement setup inside an ultra high vacuum dual beam (FIB/SEM) chamber is described. With the new setup it is possible to carve nanostructures with the focused ion beam from homogeneous film and to contact them electrically with a sharp needle tip. The needle is steered via a micromanipulator with piezo elements to change and hold the needle tip position with sub-nm resolution. The setup is equipped with an electromagnet to obtain magnetoresistance curves of the nanostructures.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1. Magnetische Anisotropie von dünnen Filmen und Multilagen . . . . .	6
2.2. Präparation und Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen . . . . .	9
2.3. Fokussierte Ionenstrahlen (FIB) . . . . .	11
2.3.1. Wechselwirkung von Ionen mit Materie . . . . .	12
2.3.2. Energieübertragung und Reichweite . . . . .	13
2.3.3. Ionenzerstäubung und Abtragsrate . . . . .	13
2.3.4. Gitterführungseffekt . . . . .	14
2.4. Veränderung magnetischer Eigenschaften: Ionenbeschuss und Implantation . .	15
2.4.1. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt Einzel- und Multilagen unter Ionenbeschuss . . . . .	16
2.4.2. Durchgängige Strukturierung von Co/Pt-Multilagen . . . . .	17
<b>3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie</b>	<b>19</b>
3.1. Einleitung in die Fourier-Transformations-Holografie . . . . .	19
3.1.1. Fourier-Transformations-Röntgenholografie . . . . .	22
3.1.2. Stand der Weiterentwicklungen der FTH . . . . .	23
3.2. Probenpräparation für FTH . . . . .	24
3.2.1. Objektloch-Strukturierung . . . . .	25
3.2.2. FTH Probenpräparation mit magnetischer Co/Pt-Multilage und Referenzstrahlöffern . . . . .	27
3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie . . . . .	30
3.3.1. Experimenteller Holografieaufbau . . . . .	30
3.3.2. Der magnetische Kontrastmechanismus in der FTH . . . . .	31
3.3.3. Einführung in die Streutheorie . . . . .	33
3.3.4. Hologrammaufzeichnung, Differenzhologramm und Bildrekonstruktion	38
3.3.5. Sichtfeld und maximale Auflösung im Realraum . . . . .	42
<b>4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie</b>	<b>44</b>
4.1. Untersuchungen von Magnetisierungscomponenten in der Ebene . . . . .	44
4.1.1. Modifikation der Optikmasken-Struktur für FTH bei geneigter Probe .	44
4.1.2. Abbildung der senkrechten Magnetisierung einer Co/Pt Multilage bei geneigter modifizierter FTH Probe . . . . .	46
4.1.3. FTH-Abbildung der Magnetisierung in der Ebene . . . . .	50
4.2. Neuentwicklung eines Röntgen-Holografie-Mikroskops . . . . .	55
4.2.1. Konzept und experimenteller Aufbau der holografischen Mikroskopie .	56
4.2.2. Unmagnetische Goldstruktur . . . . .	59

4.2.3.	Magnetische Co/Pt-Multilage mit Eisenkeil . . . . .	61
<b>5.</b>	<b>Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung</b>	<b>68</b>
5.1.	Modell der Domänenweite von magnetischen senkrechten Einzellagen . . . . .	70
5.2.	Modell der Domänengröße von Einzellagen mit gekippter Magnetisierung . . . . .	71
5.2.1.	Gleichgewichtsdomänenweite für den Fall $K_{1,\text{eff}} \geq 0$ . . . . .	74
5.3.	Domänenweite von Multilagen mit gekippter Magnetisierung . . . . .	74
5.4.	Berechnung der Änderungen der Anisotropiekonstanten . . . . .	78
5.4.1.	Berechnung von $K_2$ bei Domänengrößeänderungen . . . . .	78
5.4.2.	Berechnung von $K_{1,\text{eff}}$ bei magnetischen Signaländerungen . . . . .	79
5.5.	Co/Pt-Multilage mit modulierter Anisotropie . . . . .	80
5.5.1.	Anisotropie-Änderung der modifizierten Co/Pt-Multilage . . . . .	83
<b>6.</b>	<b>Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter</b>	<b>86</b>
6.1.	Präparation und topographische Ergebnisse . . . . .	87
6.2.	FTH-Abbildungen des entmagnetisierten Domänenzustands . . . . .	89
6.2.1.	Entmagnetisierte Domänenzustände . . . . .	90
6.3.	Abbildung des Ummagnetisierungsprozesses mit FTH im äußeren Feld . . . . .	92
<b>7.</b>	<b>Aufbau eines <i>in situ</i>-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen</b>	<b>95</b>
7.1.	Einleitung . . . . .	95
7.2.	Experimenteller Aufbau . . . . .	96
7.2.1.	Die UHV FIB/REM Zweistrahlanlage . . . . .	96
7.2.2.	UHV <i>in situ</i> Aufbau für Magnetowiderstandsmessungen . . . . .	97
7.3.	Untersuchungsprinzip . . . . .	100
7.4.	Beispielmessungen und Diskussion . . . . .	101
7.4.1.	Pulsstärkenabhängige Widerstandsmessung von Leiterbahnen . . . . .	102
7.4.2.	Magnetowiderstands-Messungen von Nanopunktkontakten . . . . .	103
7.4.3.	SEMPA-Aufnahmen der magnetischen Mikrostruktur . . . . .	105
<b>8.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>
	<b>Eigene Veröffentlichungen</b>	<b>134</b>
	<b>Anhang</b>	<b>134</b>
	<b>A. Kohärente Röntgenquellen 3. Generation mit Undulatoren</b>	<b>135</b>
	<b>B. FTH bei 30° Neigung und äußerem Magnetfeld</b>	<b>137</b>
	<b>C. Moderierter Ionenbeschuss und Anisotropie-Veränderung</b>	<b>140</b>

# 1. Einleitung

Die vielseitigen neuen und potenziellen Anwendungen der Nanotechnologie haben das Gebiet der Nanostrukturforschung (-physik) in den letzten Jahren stark vorangetrieben [1–5]. Die Grundlagenforschung auf dem eigenständigen Gebiet des Mikro- und Nanomagnetismus wird von Fragestellungen motiviert, die sich mit der Veränderung von Domänenzuständen, der Magnetisierungsausrichtung sowie Kopplungsphänomene als auch Schalt- und Ummagnetisierungsprozesse in Abhängigkeit von den Dimensionen und der Geometrie von Strukturen befassen. Die Untersuchungen geben wichtige Impulse für technologische Anwendungen, wobei der Magnetismus seit je her eng mit der Speicher- und Sensor-Technologie verbunden ist [1, 6–10]. Bei magnetischen Speichermedien stellen sich vor allem Fragen nach dem Konzept und der Grenze der maximal möglichen Speicherdichte. Bei rotierenden Festplatten hat infolgedessen bereits ein Wechsel zu magnetischen Filmen mit einer senkrechten Magnetisierung (*perpendicular recording media*) stattgefunden [11, 12].

Da in den nächsten 10 Jahren zu erwarten ist, dass bei den konventionellen rotierenden Festplatten das superparamagnetische Limit erreicht wird [2], wurden eine Reihe neuartiger Konzepte mit dreidimensional nanostrukturierten Elementen entwickelt. Zu diesen zählen beispielsweise der magnetische-RAM<sup>1</sup> (MRAM) [13, 14] und der sogenannte *racetrack memory*<sup>2</sup> [15, 16].

Der *Racetrack memory* sieht vor, die Information in Form von Domänenwänden in einem ferromagnetischen Nanodraht zu speichern. Die Domänenwände können durch elektrische Ströme und dem daraus resultierenden *spin-torque* im Draht verschoben [17–19] und zum Auslesen über einen festen Lesekopf geführt werden. Somit wird auf bewegliche Teile verzichtet.

Derzeit findet auch bei den physikalischen Untersuchungen zu diesem Konzept ein Übergang zu ferromagnetischen Materialien mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung statt [20–28]. Der Grund besteht darin, dass diese Systeme (z.B. dünne Kobaltfilme auf Platin-Wachstumslagen bzw. Multilagen [25–28]) sehr schmale Domänenwände (Blochwände) aufweisen, so dass das Drehmoment, das beim Passieren der Domänenwand auf den Spin der stromleitenden Elektronen wirkt, sehr hoch ist [29].

Diese Materialsysteme sind zudem ideal für hohe Speicherdichten geeignet. Die schmalere Blochwände erlauben eine höhere Domänenwanddichte, als sie mit den weit ausgedehnten Néel-Wänden der bisher untersuchten Permalloydrähte möglich sind.

Für eine maximale Speicherdichte ist entscheidend, welche Faktoren die minimale Domänengröße (umgekehrt proportional zur Wanddichte) in einem Draht vorgeben. Bis auf die Einflüsse durch die Strukturierung sind diese identisch zu jenen von ausgedehnten Filmen.

In einem aufmagnetisierten Film ist Entmagnetisierungsenergie in Form von magnetischen Polen an der Oberfläche gespeichert. Das dadurch entstehende entmagnetisierende Feld ist der Magnetisierung entgegen gerichtet [30, 31]. Durch den Zerfall in kleine entgegengesetzt ma-

---

1. engl. Abk. für Random Access Memory

2. *domain wall shift register memory*

## 1. Einleitung

netisierte Domänen kann das Streufeld verringert und die Entmagnetisierungsenergie bis zu einem gewissen Grad abgebaut werden. Da gleichzeitig Wandenergie aufgebaut wird, ist dieser Vorgang durch die steigende Zahl von Domänenwänden bzw. die dadurch zunehmende totale Domänenwandfläche limitiert. Die Gleichgewichtsdomänengröße ist durch das Minimum der Summe aus der Entmagnetisierungsenergie und der Domänenwandenergie gegeben.

Für die Domänengröße ist im Wesentlichen die Domänenwandenergie pro Fläche entscheidend, die zum einen durch die Austauschsteifigkeit und zum anderen durch die uniaxiale Anisotropie gegeben ist.

Bisherige Betrachtungen in erster Näherung berücksichtigen bei der Domänenwandenergie ( $\gamma_w$ ) nur die uniaxiale Anisotropiekonstante erster Ordnung ( $K_{1,\text{eff}}$  und  $\gamma_w \propto \sqrt{K_{1,\text{eff}}}$ ) [32–34]. Diese einfache Betrachtung lässt vermuten, dass mit dem Verschwinden von  $K_{1,\text{eff}}$  auch die Domänenwandenergie pro Fläche gleich null ist. Dies würde bei kleinem  $K_{1,\text{eff}}$  eine sehr hohe Domänenwanddichte ermöglichen, und bei  $K_{1,\text{eff}} = 0$  sollte die Domänengröße kollabieren [35,36].

Co/Pt-Einzel- oder Multilagenschichten [37–39], die inzwischen auch ihren Einsatz bei Experimenten zum *racetrack memory* finden [25–28], werden in der Grundlagenforschung vielseitig als Modellsystem für Nanostrukturen mit senkrechter Magnetisierung eingesetzt [40]. Bei Co/Pt-Multilagen (und Einzellagen) kann die magnetische uniaxiale Anisotropie und infolgedessen die leichte Richtung der Magnetisierung sehr genau durch die Multilagenzusammensetzung vorgegeben werden [39]. Das Spektrum reicht von Multilagen mit sehr hoher senkrechter Anisotropie über eine Spin-Reorientierungsphase bis hin zu einer leichten Magnetisierungsrichtung in der Ebene. Bei Co/Pt-Multilagen konnte nachgewiesen werden, dass der Spin-Reorientierungsübergang (SRT)<sup>3</sup> über die Phase mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung verläuft [41] (vgl. Abschnitt 2.1), und trotz eines kleinen oder negativen  $K_{1,\text{eff}}$  wird kein Kollaps der Domänenweite beobachtet. Stattdessen wird regelmäßig bei  $K_{1,\text{eff}} \simeq 0$  und im SRT ( $K_{1,\text{eff}} < 0$ ) eine Domänengröße von 100 - 200 nm beobachtet [41–46].

Während eine senkrechte Magnetisierung in guter Näherung mit einer uniaxialen Anisotropie in erster Ordnung beschrieben werden kann ist die gekippte Magnetisierungsphase des Spin-Reorientierungsübergangs nur durch einen zusätzlichen positiven Beitrag in zweiter Ordnung zu verstehen [47,48].

Durch die gekippte Gleichgewichtslage der Magnetisierung wird ein Teil der Entmagnetisierungsenergie abgebaut. Dieser Teil steht dem Domänenzerfall nicht mehr zur Verfügung. Die korrekte Beschreibung der Domänengröße scheiterte bisher daran, dass bei der Domänenwandenergie der Beitrag in 2. Ordnung [49] und die Abhängigkeit der Entmagnetisierungsenergie vom Magnetisierungskippwinkel nicht berücksichtigt wurden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein theoretische Modell der Domänengröße von magnetischen Einzel- und Multilagensystemen abgeleitet, die zeigt, dass die Domänengröße im SRT bei gekippter Magnetisierung unabhängig vom negativen Anisotropiebeitrag  $K_{1,\text{eff}}$  ist.

Die Domänengröße wird vor allem von der Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung ( $K_2$ ) bestimmt und lässt sich trotz eines negativen  $K_{1,\text{eff}}$  nicht weiter verkleinern. Dies ist für die Nanodrähte des *racetrack memory* von großer Bedeutung, da sich voraussagen lässt, dass kleine Domänen und eine hohe Speicherdichte auch in den Drähten nur dann möglich sind, wenn  $K_2$  klein ist und  $K_{1,\text{eff}}$  eine senkrechte Magnetisierung unterstützt. Mit einem Blick auf die Zusammensetzung von  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  von Co/Pt-Multilagen (vgl. Abs. 2.2) ist dies dann möglich,

---

3. engl. Abk. für Spin Reorientation Transition

wenn der Volumenanteil zur Anisotropie gering und der Grenzflächenanteil hoch ist.

Die Abhängigkeit der Domänengröße von  $K_2$  kann verwendet werden, um bei einer Änderung der Domänengröße auf eine Modulation der Anisotropie zweiter Ordnung zu schließen. Ähnliches gilt für die Anisotropiekonstante erster Ordnung bei einer Änderung des Magnetisierungskippwinkels. Beide Veränderungen werden durch Aufnahmen der magnetischen Mikrostruktur analysiert. Diese Ergebnisse sind für zukünftige Experimente relevant, da es mit dem theoretischen Modell möglich ist die Anisotropiekonstanten beider Ordnungen in Verbindung mit einer magnetischen Aufnahme und der ermittelten Anisotropie eines Ausgangssystems, lokal und mit hoher Auflösung zu bestimmen.

Für die magnetische Mikrostrukturabbildung wurde in einem Gemeinschaftsprojekt<sup>4</sup> und im Rahmen dieser Arbeit die Fourier-Transformations-(Spektr-)Holografie (kurz FTH) erarbeitet und eingesetzt. Magnetische Abbildungen stellen bis heute keine Selbstverständlichkeit dar und sind vom technischen Aufwand nicht vergleichbar mit dem Blick durch ein Lichtmikroskop oder der Verwendung eines Raster-Elektronen-Mikroskops. Sie sind erst durch Erweiterungen von Standardtechniken möglich [50], und neben dem magnetischen Kontrastmechanismus steht vor allem die Ortsauflösung im Vordergrund. Für Magnetodynamikexperimente ist zudem eine hohe Zeitauflösung von steigendem Interesse.

Ein Beispiel ist die Kerr-Mikroskopie, die eine Erweiterung des Lichtmikroskops darstellt [51, 52]. Mit der Kerr-Mikroskopie wird eine hohe Zeitauflösung erreicht [53, 54], jedoch ist die Ortsauflösung durch das Beugungslimit stark begrenzt und liegt näherungsweise bei der halben Lichtwellenlänge<sup>5</sup>. Demzufolge können magnetische Mikrostrukturen von unter 200 nm nicht mit sichtbarem Licht aufgezeichnet werden.

Eine magnetische Mikroskopietechnik mit einer weit höheren Auflösung ist das Raster-Elektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (SEMPA)<sup>6</sup> [57–60]. Die Auflösung liegt heutzutage bei 5 bis 12 nm, und das Mikroskop ist im Gegensatz zum Kerr-Mikroskop und den folgenden beschriebenen Röntgentechniken in der Lage zwei Komponenten der Magnetisierung gleichzeitig aufzuzeichnen [61, 62]. Aufgrund der geringen Austrittstiefe der spinpolarisierten Sekundärelektronen von ca. 1 nm sind eine kontaminationsfreie magnetische Oberfläche und Ultra-Hochvakuumbedingungen notwendig. Wegen der Verwendung von Elektronen ist SEMPA nicht geeignet, um Domänenstrukturen in einem starken äußeren Magnetfeld abzubilden, und es kann nicht zwischen verschiedenen magnetischen Elementen unterscheiden.

Hier bietet sich seit der Entdeckung des magnetischen Röntgen-Zirkular-Dichroismus die Verwendung von Synchrotronstrahlung an [63, 64]. Die einzigartigen Eigenschaften von Synchrotronstrahlung, die auf der variabel wählbaren Energie und Polarisation der Photonen basieren, haben den Einsatz von Röntgenstrahlung in den letzten 20 Jahren zu einer Schlüsseltechnologie der Magnetismusforschung werden lassen [65]. Mit dem magnetischen Röntgen-Zirkular-Dichroismus (XMCD)<sup>7</sup> können Informationen über den magnetischen Zustand bereits auf der Basis einer einfachen Intensitätsmessung erlangt werden.

Eine moderne Technik, die den XMCD nutzt, ist zum Beispiel die Transmissions-Röntgen-

---

4. Mitglieder des Inst. für Angewandte Physik der Universität Hamburg, dem Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg und der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) in Grenoble/Frankreich; (siehe Auflistung auf Seite 143)

5. Konvokal Mikroskop nicht berücksichtigt [55, 56]

6. engl. Abk. für Scanning Electron Microscopy with Polarisation Analysis

7. engl. Abk. für X-ray Magnetic Circular Dichroism

## 1. Einleitung

mikroskopie (TXM)<sup>8</sup> [66–68]. Die TXM verwendet Zonenplatten für die Bildprojektion und weist derzeit die höchste Auflösung für Röntgenabbildungen von 12 bis 20 nm auf [68, 69] (Scanning-TXM [70] bis zu 10 nm [71]). Die Auflösung ist jedoch wie bei allen auf Linsen basierenden Techniken durch die Abbildungsfehler der Röntgenlinsen begrenzt. Abbildungsmethoden für die dies nicht gilt, sind linsenlose Streuabbildungsmethoden mit kohärenter Röntgenstrahlung [72].

Die Abbildung mit kohärenter Streuung wird derzeit intensiv untersucht und weiterentwickelt. Bei diesen Methoden steht zum einen die potenziell hohe Auflösung bis zum Beugungslimit im Vordergrund [73–78]. Vorausgesetzt dass ein entsprechender Beugungswinkel aufgezeichnet wird, ist mit weicher Röntgenstrahlung eine Auflösung bis in den einstelligen Nanometerbereich möglich. Zum anderen sind die Techniken ohne den Einsatz von empfindlichen Zonenplatten für die ultraschnelle Abbildung mit Röntgenblitzen von Röntgenquellen der 4. Generation, den Freien-Elektronenlasern (XFEL)<sup>9</sup>, verwendbar [79, 80]. Mit den XFEL-Röntgenquellen ist inzwischen eine Zeitauflösung möglich, die bisher nur von Lasern erreicht wurde [81–86]. Sie übertreffen mit Röntgenblitzen von 10 - 30 fs die Zeitauflösung, die bisher mit Speicherring-Röntgenquellen (3. Generation) möglich ist. Speicherringe erzeugen Röntgenpulse mit einer Dauer von unter 100 ps, die bereits erfolgreich für magnetische *pump-probe*-Dynamikexperimente mit einer Zeitauflösung entsprechend der Pulsdauer eingesetzt werden [87–92].

Bei den linsenlosen Abbildungsmethoden kommt es jedoch wie bei jeder Streuintensitätsmessung zu einem Verlust der Phaseninformation des gestreuten Wellenfeldes [93]. Die Phase muss für die Realraumbilder durch moderne Computerverfahren rekonstruiert werden [94–97]. Die Phasen-Rückgewinnungsverfahren sind jedoch zum Teil sehr zeitaufwendig und führen nicht zwangsläufig zu einer eindeutigen und richtigen Abbildung der Struktur.

Ein Weg das Phasenproblem zu umgehen, stellt die Holografie<sup>10</sup> dar [98, 99]. Hier wird der vom Objekt gestreuten Strahlung eine Referenzwelle überlagert, so dass der Gangunterschied zwischen Objekt- und Referenzstrahler im Hologramm gespeichert wird.

Dabei zeichnet sich die Geometrie der Fourier-Transformations-Holografie dadurch aus, dass die Realraumbild-Rekonstruktion über eine einfache schnelle Fourier-Transformation (FFT)<sup>11</sup> erfolgt. Die FFT ist eine gängige Technik, die von allen mathematischen Auswertungs- und inzwischen auch von vielen Bildbearbeitungsprogrammen beherrscht wird.

Mit der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht kann der Absorptionskontrast auf die Magnetisierungsabhängigkeit des XMCD-Effekts erweitert werden. Die magnetische FTH (bzw. FT-Spektroholografie) konnte erstmals im Jahr 2004 demonstriert werden [100]. Dies macht die Technik im Bereich der magnetischen Abbildungen zu einer vergleichsweise jungen Technik. Nach der Hologrammaufzeichnung wurde das Domänenbild einer Co/Pt-Multilage mit senkrechter Magnetisierung durch eine einzelne FFT rekonstruiert.

Mit der einfachen Bildrekonstruktion stellt die FTH den Schlüssel zur Verfügung, beliebig und “auf Knopfdruck“ zwischen reziprokem und realem Raum hin und her zu wechseln, so dass die Vorzüge eines leicht verständlichen Realraumbilds und die der hohen Auflösung im reziproken Raum gleichermaßen genutzt werden können. Dies macht die FTH mit den zur Verfügung stehenden Röntgen-Kontrastmechanismen zu einer sehr vielseitigen Technik.

---

8. engl. Abk. für Transmission X-ray Microscopy

9. engl. Abk. für X-ray Free Electron Laser

10. Nobelpreis 1971 D. Gabor [98]

11. engl. Abk. für Fast Fourier Transformation

Die FTH wurde im Rahmen dieser Arbeit erarbeitet und vor allem in den Bereichen der Probenpräparation und der technischen Umsetzung weiter entwickelt. Die Präparation von Holografieproben wird in Abschnitt 3.2 beschrieben. Hier wird dargestellt, wie sich durch den Einsatz von Zwischenlagen in der Golddeckschicht ein gleichmäßigerer Materialabtrag erreichen lässt. Dies optimiert die Holografie-Probenstrukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen.

Ein Ziel dieser Arbeit besteht darin, die FTH für die Abbildung beliebig ausgedehnter (magnetischer) Objekte einzusetzen und den magnetischen Kontrast auch für die FTH auf die Magnetisierungskomponente in der Ebene zu erweitern. Dies ist mit dem integrierten Probedesign mit der festen Verbindung zwischen Optik und Objekt und die Konzentration auf die senkrechte Magnetisierungskomponente bisher nicht möglich. In Kapitel 4 werden die Erweiterung für die Aufnahme der Magnetisierungskomponente in der Ebene und die Entwicklung eines Röntgen-Holografie-Mikroskops dargestellt. Mit diesem Mikroskop wurde erreicht, dass jeder Punkt einer Objektmembran mit nur einer FTH-Optikmaske abgebildet werden kann. Der neue Aufbau erleichtert den Einsatz der FTH. Durch die Trennung von Optik und Objekt vereinfacht sich sowohl die allgemeine Optikmaskenstrukturierung und Objektpräparation, als auch z.B. die Nanostrukturierung der magnetischen Filme.

Die Nanostrukturierung der magnetischen Filme und die Strukturierung der Holografieproben erfolgt im Rahmen dieser Arbeit überwiegend mit der Technik der fokussierten Ionenstrahlen [101–103]. Die Ionenstrahlstrukturierung von Multilagensystemen stellt sich seit je her als sehr kritisch dar [104, 105]. Während die Strukturierung von Metallen, wie zum Beispiel Gold, unkritisch ist, hat sich bei den magnetischen Multilagensystemen, deren Anisotropie empfindlich von Grenzflächeneigenschaften abhängt, gezeigt, dass diese magnetischen Eigenschaften bereits bei geringsten Ionenbeschuss zerstört werden [104]. Dies ist vor allem auf die Grenzflächendurchmischung von magnetischen und nicht-magnetischen Schichten zurückzuführen [106].

FIB ist eine der flexibelsten Strukturierungstechniken, und ihr Einsatz ist beispielsweise für spezielle Designs (besonders kleine Löcher, elektrisch isolierende Schnitte oder Verengungen) auch bei Multilagensystemen wünschenswert. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Strategie entwickelt (vgl. Kap. 6), diese Zerstörungen zu vermeiden, so dass Grenzflächeneigenschaften und die damit verbundene senkrechte Magnetisierung der Multilagensysteme auch bei einer Strukturierung auf der sub-100 nm-Skala erhalten bleiben.

Zusammenfassend werden in dieser Arbeit in Kapitel 2 die Grundlagen der magnetischen Eigenschaften und der Strukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen besprochen. Danach wird in Kapitel 3 die FTH eingeführt sowie die Probenpräparation und die Hologrammaufzeichnung und die Bildrekonstruktion dargestellt. In Kapitel 4 und 5 werden die Weiterentwicklungen der FTH und das theoretische Modell zur Berechnung der Domänengröße von Einzel- und Multilagensystemen beschrieben. In Kapitel 6 wird die Präparation und Untersuchung eines magnetischen Lochgitters in einer Co/Pt-Multilage dargestellt. Abschließend wird in Kapitel 7 ein experimenteller Aufbau vorgestellt, bei dem in einer Ultra-Hochvakuum Zweistrahlanlage ein *in situ* Magnetowiderstands-Messsystem installiert wurde.

## 2. Grundlagen zum Magnetismus und Strukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen

Die Abhängigkeit der freien Energie eines ferromagnetischen Festkörpers von der Magnetisierungsausrichtung wird als magnetische Anisotropie bezeichnet. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der Domänenstruktur von dünnen magnetischen Filmen und Multilagen, die eine uniaxiale magnetische Anisotropie und eine leichte Magnetisierungsrichtung parallel oder leicht gekippt zur Oberflächennormalen aufweisen. In Abschnitt 2.1 werden die Grundlagen zu magnetischen Schichtsystemen mit uniaxialer Anisotropie in der Anisotropie-Näherung zweiter Ordnung besprochen. Anschließend werden in Abschnitt 2.2 kurz die Präparation und die Eigenschaften der verwendeten Co/Pt-Multilagen dargestellt.

Die Probenstrukturierung innerhalb dieser Arbeit erfolgt über die Technik der fokussierten Ionenstrahlen. Eine Besprechung der wichtigsten Grundlagen der Wechselwirkung von Ionen mit Materie erfolgt in Abschnitt 2.3.

Die senkrechte Anisotropie der Multilagen reagiert sehr empfindlich auf die Beschaffenheit der Grenzflächen, die bereits durch geringen Beschuss mit Ionen beschädigt werden. Da dies ein wichtiger Punkt für viele Experimente dieser Arbeit ist, wird am Ende des Kapitels in Abschnitt 2.4 der Einfluss von Ionen auf magnetische Schichtsysteme mit senkrechter Magnetisierung besprochen und der Rahmen der bisher möglichen Strukturierung dieser Systeme eingegrenzt.

Die magnetische Mikrostruktur der Schichtsysteme wird im Rahmen dieser Arbeit mit der Fourier-Transformations-Holografie untersucht. Grundlagen zur FTH und zum magnetischen Röntgen-Zirkular-Dichroismus werden in Kapitel 3 dargestellt.

### 2.1. Magnetische Anisotropie von dünnen Filmen und Multilagen

Wenn eine physikalische Eigenschaft eine Richtungsabhängigkeit aufweist, wird von einem anisotropen Verhalten bzw. einer Anisotropie gesprochen. Die Eigenschaft ferromagnetischer Materialien, eine leichte und schwere Richtung der Magnetisierung aufzuzeigen, so dass die freie Energie eine Funktion der Magnetisierungsausrichtung ist, wird als magnetische Anisotropie bezeichnet [31, 107]. Ohne äußeres Magnetfeld zeigt die Magnetisierung bevorzugt in die leichten Richtungen der Magnetisierung, in denen die freie Energie ihr Minimum hat.

In dieser Arbeit werden die magnetischen Eigenschaften von dünnen, polykristallinen Co/Pt-Einzel- und Multilagen untersucht. Kobalt in seiner natürlichen Form ist ein hexagonales System (hcp-Kristallgitter)<sup>1</sup>. Allgemein kann die Richtungsabhängigkeit der freien Energie in

---

1. engl. Abk. für hexagonal closed packed / hexagonal dichteste Kugelpackung

## 2.1. Magnetische Anisotropie von dünnen Filmen und Multilagen

Form einer Potenzreihenentwicklung [108] in Polarkoordinaten mit dem Winkel  $\theta$  zur c-Kristallachse und dem Azimutwinkel  $\phi$  in der hexagonalen Ebene angegeben werden [109, 110]. Die Anzahl der Potenzreihen-Koeffizienten kann dabei durch Symmetrieargumente stark eingeschränkt werden. Bei der Reihenentwicklung von hexagonalen Systemen zeigt sich, dass die Richtungsabhängigkeit von  $\phi$  in der hexagonalen Ebene erst beim vierten nicht-verschwindenden Term in Erscheinung tritt [109]. Bis zur vierten Ordnung ist die Reihenentwicklung zylindrischer statt hexagonaler Symmetrie und ist nur abhängig vom Winkel  $\theta$ . Diese Eigenschaft wird als uniaxial bezeichnet.

Bei den verwendeten polykristallinen Kobalt-Lagensystemen ist die c-Achse aller Kristallkörner zur Oberflächennormalen ausgerichtet [111] (Textur). Jedoch ist die Orientierung der hexagonalen Ebenen über den gesamten Film gleichmäßig verteilt. Somit muss innerhalb der Ebene keine mehrzählige Symmetrie berücksichtigt werden. Die Symmetrie der Lagensysteme ist rein zylindrisch und die Anisotropie uniaxial.

Genauere Analysen von Magnetisierungskurven haben gezeigt, dass es für die meisten Untersuchungen ausreichend ist, die Reihenentwicklung der freien Energie nur bis zur zweiten nichtverschwindenden Ordnung zu berücksichtigen (Anisotropie-Näherung zweiter Ordnung) [31, 48]. Für dünne Filme ist die freie Energie  $E_f$  pro Volumen  $V$  in diesem Fall gegeben durch

$$E_f/V = K_{1,\text{eff}} \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta. \quad (2.1)$$

$K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  sind die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung bzw. die Anisotropiekonstante 2. Ordnung. Die Minima von Gleichung 2.1 geben den Winkel  $\theta_c$  der Gleichgewichtslage für die Magnetisierung vor. Sind beide Vorzeichen der Anisotropiekonstanten positiv (negativ), hat das System eine senkrechte leichte Richtung (leichte Ebene) der Magnetisierung. Bei gemischten Vorzeichen ist die Gleichgewichtslage abhängig vom Verhältnis der Konstanten. Bevor jedoch auf die einzelnen Phasen der Magnetisierung eingegangen wird, sollen die Zusammensetzungen von  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  dargestellt werden.

Bei dünnen Filmen und Multilagen ist die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung ( $K_{1,\text{eff}}$ ) eine Superposition aus verschiedenen Energiebeiträgen mit unterschiedlichen Ursprüngen.  $K_{1,\text{eff}}$  setzt sich aus der Volumen- ( $K_{1V}$ ), der Grenzflächen- ( $K_{1S}$ ) und der Formanisotropie zusammen.

$$K_{1,\text{eff}} = K_{1V} + 2 \cdot K_{1S}/d - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \quad (2.2)$$

Die Volumenanisotropie ist ein vergleichsweise kleiner Beitrag und eine Folge der Kopplung des magnetischen Moments an das Kristallfeld durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Sie ist damit der Symmetrie des Kristallgitters angepasst und bevorzugt beim hexagonalen Co-Kristall eine Ausrichtung der Magnetisierung zur c-Achse (positiven Beitrag zu  $K_{1,\text{eff}}$ ).

Im Gegensatz zu Atomen im Volumen sind Grenzflächenatome einer anderen lokalen Umgebung und anderen Symmetriebedingungen ausgesetzt. Aus diesen veränderten Bedingungen entstehen zusätzliche Beiträge zur magnetischen Anisotropie [112], die als Grenzflächenanisotropie bezeichnet werden. Die Grenzflächenanisotropie  $K_{1S}$  ist eine Energie pro Fläche. Der positive Beitrag von Co-Grenzflächen, bei denen die c-Achse die Obernormale bildet [37, 113], geht durch eine Skalierung über die magnetische Schichtdicke in  $K_{1,\text{eff}}$  mit ein. Der Faktor 2 berücksichtigt die zwei Grenzflächen einer magnetischen Schicht<sup>2</sup>.

---

2. D.h. wenn die magnetische Schicht, wie im Fall Pt/Co/Pt, mit einer Decksicht versehen wird. Ansonsten muss eine Oberflächenanisotropie berücksichtigt werden.

## 2. Grundlagen

$\mu_0 M_s^2/2$ , wobei  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung darstellt, ist die magnetostatische (Entmagnetisierungs-) Energie ( $K_D$ ) und wirkt den ersten Beiträgen von Gl. 2.2 als Formanisotropie entgegen ( $K_{D,Co} = 1,23 \cdot 10^6 \text{ MJ/m}^3$ ). Die Formanisotropie ist eine Folge von magnetischen Polen an der Oberfläche und bevorzugt eine Magnetisierung in der Ebene.

Gleichung 2.2 zeigt, dass es sich bei der Zusammensetzung von  $K_{1,eff}$  teilweise um konkurrierende Anisotropiebeiträge handelt. Wenn magnetische Einzellagen oder die magnetischen Schichten einer Multilage sehr dünn sind, können die Grenz- und Oberflächenbeiträge zur Anisotropie dominieren und gegen die Formanisotropie des entmagnetisierenden Feldes überwiegen. In diesem Fall ist es durch die Grenz- und Oberflächenbeiträge möglich, die leichte Richtung der Magnetisierung aus der Ebene senkrecht zur Oberfläche zu rotieren.

Mit zunehmender Schichtdicke wird der relative Anteil von  $K_{1S}$  zur effektiven Anisotropie erster Ordnung geringer, so dass die Formanisotropie überwiegt und ab einer bestimmten Schichtdicke  $K_{1,eff}$  negativ wird. Ob die Magnetisierung bereits vor oder nach  $K_{1,eff} = 0$  von der senkrechten Ausrichtung abweicht, hängt vom Anisotropie-Beitrag zweiter Ordnung ( $K_2$ ) ab.

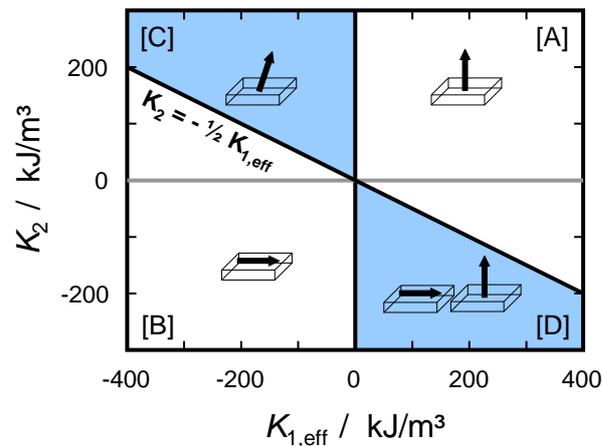
Die Anisotropiekonstante  $K_2$  ist vorerst ein Resultat der Reihenentwicklung und in erster Linie phänomenologischer Natur. Bisherige schichtdickenabhängige Untersuchungen zeigen aber einen deutlichen Zusammenhang zu Volumeneigenschaften, d.h. zur Qualität der Schichttextur, und einen verschwindenden Grenzflächenanteil [111].

Die stabile Gleichgewichtslage bzw. leichte Richtung der Magnetisierung in Abhängigkeit der Anisotropie-Konstanten  $K_{1,eff}$  und  $K_2$  kann durch eine Stabilitätsanalyse bestimmt werden. Das  $K_{1,eff}/K_2$ -Phasendiagramm von Abb. 2.1 zeigt das Ergebnis der Stabilitätsanalyse von Gleichung 2.1 [47, 48] mit drei unterschiedlichen Phasen und einem Koexistenzbereich. Neben der Phase mit senkrechter [A] und in der Ebene [B] liegender leichter Magnetisierungsrichtung gibt es eine Phase mit gekippter leichter Richtung [C] und den Bereich der Koexistenz der Magnetisierungsrichtungen [D]. Die letzten beiden Bereiche stellen die Spin-Reorientierungsübergänge (SRT) zwischen senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung dar und sind in Abbildung 2.1 farblich unterlegt.

Bei positivem  $K_2$  werden die Phasen senkrechter leichter Richtung und leichter Ebene durch die Phase mit gekippter Magnetisierung getrennt. Die gekippte Magnetisierung ist für  $K_2 > 0$  im Intervall  $-2K_2 < K_{1,eff} < 0$  stabil und bildet einen kontinuierlichen Übergang von einer senkrechten Magnetisierung zu einer Magnetisierung in der Ebene. Beim Reorientierungsübergang zwischen senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung erhöht sich der Kippwinkel  $\theta_c$  zur Oberflächennormalen. Der Kippwinkel der leichten Magnetisierungsrichtung im Spin-Reorientierungsübergang ( $K_2 > 0$ ) ist abhängig vom Verhältnis  $K_{1,eff}$  zu  $K_2$ .

$$\frac{K_{1,eff}}{2K_2} = -\sin^2 \theta_c \quad (2.3)$$

Alternativ zur Verkippung kann der Spin-Reorientierungsübergang für  $K_2 < 0$  über einen Zustand der Koexistenz von senkrechter und in der Ebene liegender Magnetisierung stattfinden, wie es beispielsweise bei Co/Au(111) der Fall ist [35,36]. Dieser Übergang wird in dieser Arbeit nicht behandelt.



**Abbildung 2.1.:**  $K_{1,\text{eff}}/K_2$ -Phasendiagramm der Stabilitätsanalyse von Gl. 2.1: Zwischen den Phasen mit senkrechter [A] und in der Ebene liegender leichter Magnetisierungsrichtung [B] sind die Bereiche der Spin-Reorientierungsübergänge mit gekippter Magnetisierung [C] und der Koexistenz [D] farbig unterlegt.

## 2.2. Präparation und Eigenschaften von Co/Pt-Multilagen

Nach der Entdeckung der senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung von Co/Pt-Filmen [37, 113] wurde dieses System intensiv in Hinblick auf die potenzielle technologische Anwendung [114–116] speziell als Speichermedium untersucht [117–119]. Bei Festplatten werden inzwischen CoCrPt-Legierungen mit senkrechter Anisotropie verwendet [120, 121].

Aufgrund der gut einstellbaren magnetischen Eigenschaften durch die Schichtdickenvariation, dienen Co/Pt-Filme und Multilagen heutzutage bevorzugt als Modellsystem bzw. Basis für Untersuchungen von Filmen und Nanostrukturen mit senkrechter Magnetisierung [40]. Dies gilt auch für die theoretischen und experimentellen Untersuchungen der magnetischen Mikrostruktur von Einzel- und Multilagensystemen mit senkrechter und gekippter leichter Magnetisierungsrichtung im Rahmen dieser Arbeit.

Der Übergang von Einzel- zu Multilagensystemen hat gezeigt, dass sich die magnetischen Eigenschaften (Anisotropie) gezielter und feiner über die Dicken der Kobalt-Lagen sowie der Platin-Zwischenschichten steuern lassen [39, 111]. Zudem kann über Multilagen die Gesamtschichtdicke der magnetischen Co-Lagen erhöht werden, ohne dass die senkrechte leichte Magnetisierungsrichtung verloren geht. Eine höhere magnetische Gesamtschichtdicke steigert bei den Abbildungen der Domänenstruktur mit der (XMCD)-FTH die Kontraststärke.

### Präparation der Multilagen

In Ref. [111] und [39] werden die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Co/Pt-Multilagen in Abhängigkeit zur Co-Schichtdicke und der Pt-Zwischenlagendicke ausführlich besprochen. Die Abhängigkeit von der Art der Präparation wird in Ref. [122] diskutiert. Hier werden

## 2. Grundlagen

nun kurz die wichtigsten Schritte der Co/Pt-Multilagenpräparation dargestellt.

Als Substrat dienen 100 bis 200 nm dicke  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schichten (Membranen). Die Anisotropie der Co/Pt-Multilagen auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ist vergleichbar zu der von Filmen auf Silizium. Die Multilagen werden bei Raumtemperatur und einem Hintergrundsdruck von unter  $2 \cdot 10^{-9}$  mbar präpariert. Für die 4 nm dicke Pt-Wachstumslage werden 1,2 keV  $\text{Ar}^+$ -Ionen einer Elektron-Zyklotron-Resonanz (ECR)-Ionenquelle auf ein Platinblech geschossen. Der  $\text{Ar}^+$ -Strahl zerstäubt Pt-Atome, die sich infolgedessen auf der Probenoberfläche abscheiden. Die ECR-Zerstäubungsdeposition gewährleistet eine Wachstumslage mit einer guten (fcc)-Pt(111)-Textur<sup>3</sup> [122, 123]. Die Co/Pt-Multilagen mit acht Wiederholungen von 0,7 nm Co-Schichten und 1,5 nm (bzw. 2 nm) Pt-Zwischenlagen werden mit einer Depositionsrate von 0,06 nm/s für Pt und 0,03 nm/s für Co über DC  $\text{Ar}^+$ -Magnetron-Plasmazerstäuben auf der Pt(111)-Wachstumslage abgeschieden, auf die zuvor noch 1 nm von der Pt-Magnetronquelle aufgetragen wurde<sup>4</sup>. Die oberste Pt-Deckschicht misst für einen ausreichenden Oxidationsschutz insgesamt 2 bis 3 nm.

## Magnetische Eigenschaften

Die Kombination aus einer ECR-Wachstumslage mit der anschließenden Magnetron-Plasmazerstäubung für Co und Pt hat folgende Vorteile und Einflüsse auf die magnetische Anisotropie: Durch die Texturvorgabe der Wachstumslage wird erreicht, dass die Co-Schichten hcp in die (0001)-Richtung wachsen. Die verbesserte Kobalttextur hat höhere Volumenbeiträge zu den Anisotropiekonstanten beider Ordnungen zur Folge. Da  $K_2$  überwiegend durch den Volumenanteil bestimmt wird, ist  $K_2$  ohne die Wachstumslage stark reduziert [122].

Beim ECR-Zerstäuben wird ein Teil der 1,2 keV  $\text{Ar}^+$ -Ionen vom Blech reflektiert. Diese reflektierten Ionen treffen daraufhin auf die Probe. Dies wirkt sich beim Co-Wachstum negativ auf die Grenzflächenbeschaffenheit aus [124]. Im Gegensatz dazu wird beim Magnetron-Zerstäuben eine relativ niedrige Energie (400 bis 500 eV) verwendet, was die Durchmischung der Grenzfläche zur jeweiligen darunter liegenden Schicht während des Wachstums reduziert bzw. verhindert.

Die Magnetisierungskurven der Co/Pt-Multilagen werden mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt aufgezeichnet [52, 125]. Die Anisotropiekonstanten werden aus den Magnetisierungskurven in einem Magnetfeld parallel zur schweren Richtung quantifiziert [31, 126]. Aus der dickenabhängigen Auftragung von  $K_{1,\text{eff}}$  wurden in Ref. [111] die Grenz- und Volumenanisotropie der verwendeten Systeme bestimmt. Die effektive Volumenanisotropie  $K_{1V,\text{eff}} = K_{1V} - \mu_0/2 \cdot M_s^2$  der  $(\text{Co/Pt})_8$ -Multilagen mit 2 nm Zwischenschichten liegt bei  $K_{1V,\text{eff}} = -0,88 \pm 0,19 \text{ MJ/m}^3$ . Durch gut definierte Grenzflächen wird ein hoher Beitrag zur senkrechten Anisotropie erreicht. Die Grenzflächenanisotropie liegt bei 2 nm Zwischenschichten bei  $K_{1S} = 0,395 \pm 0,090 \text{ mJ/m}^2$ . Das  $K_2$  der Multilagen liegt zwischen  $K_2 = 0,09$  und  $0,11 \text{ MJ/m}^3$ .

Mit diesen Anisotropiebeiträgen weisen die  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{2,0\text{nm}})_8$ -Multilagen eine senkrechte Magnetisierung auf. Die  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilagen haben aufgrund der dünneren Zwischenschichten und einer damit verbundenen Abnahme der Grenzflächenbeiträge eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung (innerhalb des  $\text{SRT}(K_2 > 0)$ ). Dies liegt daran, dass Platin zu Beginn bis 1 nm ein inselartiges Wachstum [127] zeigt und sich die Grenzflächeneigenschaften von 1,5 bis 2 nm noch weiter verbessern.

3. engl. Abk. für face centered cubic / kubisch flächenzentriert

4. Argon-Partialdruck  $3,3 \cdot 10^{-3}$  mbar (ECR  $2 \cdot 10^{-4}$  mbar)

Die Magnetisierungskurven der  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{2,0\text{nm}})_8$ -Multilagen mit einem Feld in leichter Magnetisierungsrichtung zeigen eine voll remanente Magnetisierung, während bei 1,5 nm Pt-Zwischenschichten in Remanenz ein Domänenzerfall beobachtet wird (siehe später Abb. 5.6). Der Domänenzerfall wird ausführlich in Kapitel 5 besprochen, kann jedoch bereits bei Abbildung 3.12 und 3.14, sowie in den ersten Untersuchungen von Kapitel 4 beobachtet werden. Ein Zerfall in Domänen ist grundsätzlich dann möglich, wenn die Domänenwandenergie klein ist und mit dem Zerfall in abwechselnd entgegengesetzte, senkrecht magnetisierte Domänen ein genügend großer Teil der magnetostatischen Energie abgebaut werden kann. Die Betrachtungen von Kapitel 5 werden zeigen, dass die Domänenwandenergie geringer ist, je kleiner die Anisotropiekonstanten sind.

## 2.3. Fokussierte Ionenstrahlen (FIB)

Die Strukturierung mit einem fokussierten Ionenstrahl (FIB)<sup>5</sup> wird heutzutage in verschiedensten Forschungsgebieten eingesetzt. Mit der FIB-Technologie ist eine flexible und direkte Strukturierung von nahezu jeder Art von Festkörpermateriale und Probengeometrie möglich. Mit der Summe von Effekten, die beim Aufprall des Ions in Erscheinung treten, können Strukturen in Verbindung mit der Fokussierung auf extrem kleiner Längenskala erzeugt, abgebildet, verändert oder entfernt werden. FIB ist eine der wenigen Techniken, mit der sich dreidimensionale Objekte sowohl strukturieren als auch modifizieren lassen [128–131].

Die FIB-Technologie verbindet eine hohe Strukturierungsaufösung mit einer Vielzahl von Präparationsmethoden [102, 132]. Dazu zählen neben der direkten Strukturierung [133–137] die Belichtung von Photolack [138–140], die gezielte Implantation [141–145] und die Durchmischung [146–150] oder auch die lokale Deposition von Material über sogenannte *precursor*-Gase [151, 152].

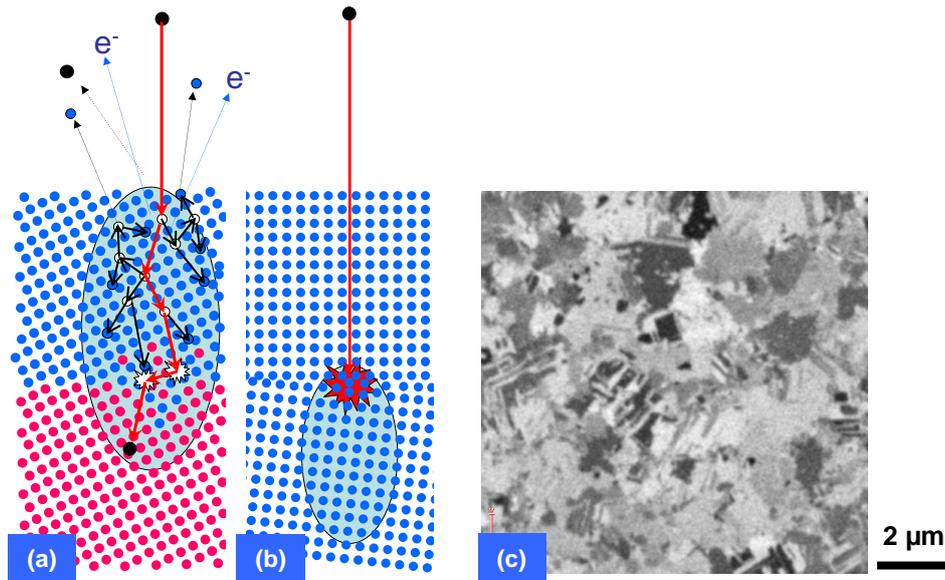
Heutige FIB-Säulen fokussieren einen Strahl aus einfach positiv geladenen Ionen mit einer Energie von 5 - 150 keV und einem Strahlstrom von 1 pA (bis zu mehreren nA) auf wenige nm (bis  $\mu\text{m}$  bei nA Strömen). Die in dieser Arbeit verwendete FIB-Säule erreicht bei 1 pA eine Fokussierung von 10 nm und nutzt einfach geladene Galliumionen ( $\text{Ga}^+$ ) mit einer Energie von 30 keV (5 bis 30 keV möglich). Die weitverbreiteten sogenannten Zweistrahlanlagen sind eine Kombination aus einem Raster-Elektronenmikroskop (REM) und einer FIB-Säule. Mit dem REM ist eine visuelle Kontrolle nach und auch während der Strukturierung möglich. Es ermöglicht eine zerstörungsfreie Untersuchung und Navigation auf der Probe. Eine nähere Beschreibung der verwendeten Anlage und der Erweiterung zu einem *in situ*-Messsystem für Magnetotransport-Untersuchungen ist in Kapitel 7 und in den Referenzen [153, 154] zu finden. Für detaillierte Informationen über die FIB-Technologie und deren Anwendung wird auf die Referenzen [102], [101] und [103] verwiesen. In den folgenden Abschnitten werden die Wechselwirkung von Ionen mit Materie, wobei explizit auf den Materialabtrag und den sogenannten *Channeling*-Effekt<sup>6</sup> eingegangen wird<sup>7</sup>.

---

5. engl. Abk. für Focused Ion Beam

6. Gitterführungseffekt

7. Bei der FIB-Strukturierung innerhalb dieser Arbeit wird die Gesamtdosis stets in mehreren Zyklen mit einer Flächendosis von unter  $500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  pro Zyklus und in einem feinen Raster ( $< 5 \text{ nm}$ ) mit hoher Strahlüberlappung von Punkt zu Punkt abgegeben. Damit ist eine flächig gleichmäßige Dosisabgabe gewährleistet.



**Abbildung 2.2.:** Schematische Darstellung (a) einer Kollisionskaskade ausgelöst durch den Aufprall eines 30 keV  $\text{Ga}^+$ -Ions auf ein Kristallgitter und (b) des *Channeling*- (Gitterführungs)-Effekts bei einer Kristallgitterausrichtung zur Einflugrichtung des Ions. (c) Angefertigte FIB-Aufnahme einer Au-Oberfläche mit unterschiedlich starkem *Channeling*-Effekt in der Elektronenausbeute. Kristallkörner mit hohem *Channeling*-Effekt erscheinen dunkel und werden langsamer abgetragen.

### 2.3.1. Wechselwirkung von Ionen mit Materie

Wenn ein Galliumion auf die Probe trifft und eindringt, verliert es durch Wechselwirkungen mit den Probengitteratomen kinetische Energie. Aus diesem Energieübertrag des  $\text{Ga}^+$  auf den Festkörper folgen eine Reihe von Prozessen, von denen einige in Abbildung 2.2 (a) dargestellt sind. Zu den Prozessen zählen  $\text{Ga}^+$ -Rückstreuung und Implantation, Elektronenemission, Zerstäubung von Probenatomen, Gitterbeschädigungen (Versetzungen und Durchmischung) und Aufheizung der Probe (Phononen) [102, 135]. Die Durchmischung wird in Abbildung 2.2 (a) durch die Versetzung von roten und blauen Punkten angedeutet. Nachdem das Primärion seine Energie komplett abgegeben hat, kommt es im Festkörper zur Ruhe. Dies führt zur Implantation des  $\text{Ga}^+$ -Ions.

Aufgrund der hohen Masse und der Größe kommt es beim Aufprall eines  $\text{Ga}^+$  zu weit stärkeren Wechselwirkungen mit dem Festkörper als beim Aufprall eines Elektrons mit derselben Energie, da der Wechselwirkungsquerschnitt und der Energieübertrag je Stoß höher sind. Infolgedessen reduziert sich im Vergleich zu Elektronen auch die Eindringtiefe.

Die kinetische Energie und der Impuls der  $\text{Ga}^+$ -Ionen werden sowohl durch elastische als auch durch inelastische Wechselwirkungen übertragen. Die Kette von Ereignissen, die beim Aufprall und Eindringen eines Ions in die Probe ausgelöst wird, wird durch das Modell der linearen Kollisionskaskade (LKK) beschrieben. Dieses Modell ist anwendbar, wenn die Massen der Projektilionen und der Probenatome vergleichbar sind und die kinetische Energie der Ionen im keV-Bereich liegt [155]. Das Modell geht davon aus, dass die Probe eben und amorph ist [156]. Die Kollisionskaskade entsteht, wenn die übertragene Energie an ein Probenatom bei der elastischen Wechselwirkung höher ist als der kritische Wert der Versetzungsenergie. Das getroffene Probenatom wird dann von seiner ursprünglichen Position gestoßen. Beschleunigte Proben-

tome bilden daraufhin einen weiteren Zweig der Kaskade (Binärkaskaden) und verteilen ihre Energie auf weitere Gitteratome.

### 2.3.2. Energieübertragung und Reichweite

Im LKK-Regime wird die kinetische Energie des einfallenden Ions hauptsächlich über nukleare Energieverluste (Wechselwirkung der abgeschirmten Ladung von Ion mit den Gitteratomen) übertragen [135]. Probenatome werden so von ihrer Gitterposition gestoßen. Der Stoßprozess wird über ein geschirmtes Coulomb-Potenzial beschrieben, für welches das Thomas-Fermi-Potenzial als gute Näherung angesetzt wird. Neben den nuklearen Kollisionen kann Energie über Wechselwirkungen mit den Gitterelektronen übertragen werden. Diese elektronischen Energieverluste sind inelastischer Natur und führen zur Anregung von Elektronen und zur Ionisation. Die Elektronenemission wird genutzt um die Probenoberfläche abzubilden [157, 158]. Dies erfolgt analog zu einem Rasterelektronenmikroskop. Die rasternde Bildaufzeichnung gibt bei der Strahlformung eine direkte Rückmeldung über die Form und die Fokussierung. Der Energieverlust des Projektils ( $dE/dx$ ) ist abhängig von der Dichte  $n$  (in Atome/cm<sup>3</sup>) und dem nuklearen (nuk) bzw. elektronischen (e) Bremswirkungsquerschnitt  $S_{\text{nuk/e}}$  [156]:

$$\frac{dE}{dx} = -n [S_{\text{nuk}}(E) + S_e(E)] \quad (2.4)$$

Die Reichweite  $R(E)$  der Primärionen in die Probe kann über

$$R(E) = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^E \frac{dE}{n [S_{\text{nuk}}(E) + S_e(E)]} \quad (2.5)$$

abgeschätzt werden und liegt für 30 keV Ga<sup>+</sup> im Bereich von 10 bis 50 nm.

Die Berechnung von  $S_{\text{nuk/e}}$  wird in Ref. [156] besprochen. Bereits hier wird darauf hingewiesen, dass eine gute Abschätzung der Reflexion, der Eindringtiefe, der Streuung der Ionen im Material sowie der Probenatomausbeute über das Computerprogramm TRIM (bzw. SRIM) erreicht werden kann [159]. Es ist zu beachten, dass das Programm bei der Simulation ebenfalls von amorpher Materiestruktur ausgeht. Eine ausführliche Liste simulierter Werte wird in Ref. [103] aufgeführt.

### 2.3.3. Ionenzerstäubung und Abtragsrate

Die Zerstäubung von Probenatomen, d.h. der Energieübertrag an ein Atom, das dadurch von der Probe entfernt wird, ist eine elastische Wechselwirkung (nuklearer Energieverlust) und der meistgenutzte physikalische Effekt der FIB-Technik.

Wenn die Projektile oder die ersten getroffenen Probenatome genügend Impuls an ein oder mehrere Oberflächenatome bzw. Atome nahe der Oberfläche übertragen, können diese die Oberflächenbindungsenergie  $U_s$  überwinden und die Probenoberfläche verlassen.

Die Probenatomausbeute  $Y$  (in Probenatome/Primärion) ist abhängig von der primären Energie  $E_0$  der Ionen, dem Einfallswinkel zur Oberflächennormalen und der Atomzahl und Masse der Probenatome. Nach der LKK-Theorie von Sigmund errechnet sich die Ausbeute für senkrechten Einfall folgendermaßen:

$$Y(E_0) = \frac{4,2 \cdot 10^{14} \cdot \alpha S_{\text{nuk}}(E_0)}{U_s} \quad (2.6)$$

## 2. Grundlagen

Der dimensionslose Faktor  $\alpha$  ist abhängig von dem Massenverhältnis von Ion und Probenatom und dem Einfallswinkel des Projektils.  $Y$  liegt bei 30 keV  $\text{Ga}^+$  im einstelligen Bereich. Wie besprochen ist eine Abschätzung der Probenatomausbeute über TRIM möglich.

Die Erfahrung zeigt jedoch, dass die tatsächliche Probenatomausbeute bei vielen Materialien stark von den errechneten bzw. über TRIM simulierten Werten abweichen [160]. Dies liegt vor allem daran, dass die meisten Materialien eine Kristallgitterstruktur aufweisen. Für eine vorher-sagbare Strukturierung sollte die Probenatomausbeute zuvor experimentell bestimmt werden. Eine zugänglichere Größe als  $Y$  ist dabei die Abtragsrate. Die Abtragsrate  $R$  gibt an, wie viel Volumen des Probenmaterials (in  $\mu\text{m}^3$ ) pro Ladung an Ionen (in nC) abgetragen wird. Die Abtragsrate (Einheit  $\mu\text{m}^3/\text{nC}$ ) und die Zerstäubungsausbeute stehen über die molare Masse des Probenmaterials  $m$  (direkt angegeben in g/mol), Dichte  $\rho$  ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ), der Avogadrokonstante  $N_A$  und der Elementarladung  $e$  in einem direkten Zusammenhang [161]:

$$Y [\text{Atome}/\text{Projektil}] = \frac{e \rho N_A}{m} \cdot \frac{R}{1000} = 96,4 \cdot \frac{\rho \cdot R}{m}. \quad (2.7)$$

Bei einer Probenneigung (schräger Einfall zur Oberfläche) oder beim Beschuss von Kanten ändert sich die Abtragsrate in Abhängigkeit des Winkels  $\psi$  zwischen Oberflächennormalen und Einschussrichtung. Yamamura gibt die Winkelabhängigkeit der Abtragsrate mit

$$R(\psi) = R_0 \cdot (\cos \psi)^{-f} \cdot \exp \left[ -\bar{S} \cdot \left( \frac{1}{\cos \psi} - 1 \right) \right] \quad (2.8)$$

an [162].  $R_0$  ist dabei die Abtragsrate bei senkrechtem Einfall.  $\bar{S}$  und  $f$  sind die Kurvenanpassungsparameter. Im Fall von Silizium nimmt die experimentelle Abtragsrate bis  $45^\circ$  um den Faktor 2 zu (Faktor 4 bei  $60^\circ$ ) und erreicht einen maximalen Faktor von 8,5 bei einem Winkel von  $\psi \simeq 80^\circ$  [161]<sup>8</sup>.

### 2.3.4. Gitterführungseffekt

Die bisherigen Betrachtungen gingen von einer amorphen Probenstruktur aus. Bei kristallinen Materialien kommt es jedoch zu einem Phänomen, das unter dem Namen *Channeling*- (Gitterführungs)-Effekt bekannt ist [160, 163–165]. Der *Channeling*-Effekt tritt auf, wenn die Atome des Kristallgitters derart zur Ionen-Einschussrichtung ausgerichtet sind, dass sie aus Sicht des Ions genau hintereinander aufgereiht sind. In diesem Fall bilden die Zwischenräume freie Kanäle, so dass ein Teil der einfallenden Ionen weit in die Probe eindringt, ohne ein Probenatom zu treffen. Abbildung 2.2 (b) skizziert diesen Fall schematisch.

Der Kanal endet erst, wenn die Flugbahn leicht gegen die Kristallrichtung geneigt ist, eine Störstelle getroffen wird oder das Ion bei einer polykristallinen Probe ein weiteres Korn mit einer anderen Ausrichtung (siehe Abbildung 2.2 (b)) erreicht (*de-channeling*).

Findet für einen Teil der Ionen der erste Stoßprozess erst tiefer in der Probe statt, verringert sich die Zahl emittierter Elektronen [166, 167] und zerstäubter Probenatome [168], da sich der Gesamtenergieübertrag an die oberflächennahen Bereiche verringert.

Bei einer polykristallinen Probe mit vergleichsweise großen Kristallkörnern, wie z.B. Kupfer oder Gold, ist der *Channeling*-Effekt in einer FIB-Aufnahme der Oberfläche deutlich durch unterschiedlich helle Flächen zu beobachten [169]. Abbildung 2.2 (c) zeigt die FIB-Aufnahme

---

8. Diese Werte konnten über eine eigene Anpassung von Gleichung 2.8 mit  $f = 2,0 \pm 0,1$  und  $\bar{S} = 0,28 \pm 0,03$  wiedergegeben werden.

einer Gold-Oberfläche. Die Helligkeit wird durch die Gitterausrichtung der Kristallkörner bestimmt [167]. Kristallkörner mit hohem *Channeling*-Effekt erscheinen aufgrund der geringeren Zahl emittierter Elektronen dunkler.

Für den Materialabtrag einer polykristallinen Probe bedeutet ein lokal unterschiedlicher *Channeling*-Effekt, dass entsprechende Kristallkörner nicht oder sehr viel weniger abgetragen werden als Körner mit geringerem *Channeling*-Effekt [170]. Infolgedessen ist kein gleichmäßiger Abtrag möglich und die strukturierte Oberfläche wird in Folge des Ionenbeschusses uneben. Dies zeigt sich z.B. beim Materialabtrag einer Goldschicht in Abschnitt 3.2.

## 2.4. Veränderung magnetischer Eigenschaften durch Ionenbeschuss und Implantation

Neben dem Materialabtrag kommt es beim Ionenaufprall zu einer ganzen Reihe von Strukturveränderungen in der Tiefe der Probe, die physikalischen Eigenschaften des Materials verändern können [150]. Dazu zählen Amorphisierung, Punktdefekte, Versetzungen (Durchmischung), Phasenformation, Implantation und Kornwachstum. Von magnetischen Schichtsystemen ist bekannt, dass vor allem die Durchmischung von Grenzflächen zwischen den magnetischen und nichtmagnetischen Lagen innerhalb der Kollisionskaskade und die Implantation des materialfremden Ions magnetische Eigenschaften beeinflussen [149]. Die Durchmischung hat zur Folge, dass die Materialien zu einer heterogenen Legierung vermischt werden und die Grenzflächen nicht mehr klar definiert sind [106]. Dadurch gehen Eigenschaften wie die in Abschnitt 2.2 besprochene Grenzflächenanisotropie verloren [171].

Schädigungen in der Tiefe sind beim Komplettabtrag mit hoher Flächendosis unkritisch, da sie meistens nur das Substrat betreffen. Beim Materialabtrag treffen jedoch auch Ionen auf Bereiche um eine Struktur. Deren Einfluss muss bei empfindlichen Materialien dringend mit berücksichtigt werden.

Von fokussierten Ionenstrahlen ist bekannt, dass sie ein charakteristisches radiales Intensitätsprofil aufweisen. Dies ist eine Folge von chromatischen und sphärischen Aberrationen der elektrostatischen Linsen einer FIB-Säule. Das Intensitätsprofil besteht aus einem schmalen hochintensiven Zentrum mit gaußförmiger Intensitätsverteilung und weit nach außen reichenden Flügeln mit exponentiell abfallender Intensität [172, 173]. Die Flügel- bzw. Randintensität wird auch als Halo bezeichnet. Diese Haloionen können durch eine höhere Fokussierung verringert werden. Jedoch lassen sie sich nie ganz vermeiden.

Der gezielte lokale Beschuss einer dünnen magnetischen Schicht mit Ionen bei geringer Flächendosis (im Bereich von einem Ion pro Oberflächenatom) wird als magnetische Strukturierung bezeichnet, da die magnetischen Eigenschaften verändert werden können, ohne Material abzutragen [124, 148, 149].

Über magnetische Strukturierung mit Ionen wurden bereits mehrere ausführliche Übersichtsartikel verfasst [148, 149, 174]. Hier sollen kurz die wichtigsten Ergebnisse für den Fall von Co/Pt-Einzel- und Multilagen mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung zusammengefasst werden.

### 2.4.1. Magnetische Eigenschaften von Co/Pt Einzel- und Multilagen unter Ionenbeschuss

Magnetische Schichtsysteme, deren Eigenschaften stark von der Qualität der Grenzflächen abhängen, gehören zu der empfindlichsten Klasse von Systemen, die ihre spezifischen Eigenschaften unter Ionenbeschuss schnell verlieren. Zu diesen Eigenschaften zählen beispielsweise der *Exchange-Bias*-Effekt [175–177], der Riesenmagnetowiderstand (GMR)<sup>9</sup> in Schichtsystemen (z.B. in CoFe/Cu/CoFe) [178–180] und die Grenzflächenanisotropie von Einzel- und Multilagen [104, 181, 182].

Wie in Abschnitt 2.1 besprochen wurde, sind Volumen- und Grenzflächenanisotropie von der Textur des Kristallgitters bzw. der Qualität der Grenzflächen abhängig. Durch den Ionenbeschuss und die dadurch hervorgerufene Durchmischung sowie Verspannungen durch Implantationen und Versetzungen, können die Grenzflächen zerstört und die Kristallstruktur beeinträchtigt werden. Dadurch verringert sich der Beitrag von  $K_{1S}$  und  $K_{1V}$  in Gleichung 2.2 und die Summe aus Volumen- und Grenzflächenanisotropie wird klein im Vergleich zur Formanisotropie. Die Folge ist eine Reorientierung der Magnetisierung in die Ebene. Zudem wird davon ausgegangen, dass eine Beschädigung der kristallinen Struktur eine Verkleinerung der positiven Anisotropiekonstanten  $K_2$  zur Folge hat.

Die erste magnetische Strukturierung einer  $(\text{Co}_{0,6 \text{ nm}}/\text{Pt}_{0,3 \text{ nm}})_6$ -Multilage mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung wurde von Chappert et al. mit 30 keV  $\text{He}^+$  präsentiert [124]. Die zu schützende Flächen wurden bei diesem Experiment mit Photolack bedeckt. Bis zu einer Flächendosis von  $2 \cdot 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  bleibt die Magnetisierung senkrecht und voll remanent. Es konnte jedoch beobachtet werden, dass sich die Koerzitivfeldstärke mit zunehmender Flächendosis verringert. Dadurch können bestrahlte Flächen mit geringerer Feldstärke ummagnetisiert werden. Eine lateral modulierte Koerzitivfeldstärke ermöglicht infolge der versetzten Ummagnetisierung künstliche Domänenmuster, die in unbehandelten Filmen nicht vorkommen [183]. Chappert et al. zeigten weiter, dass durch eine Flächendosisapplikation von  $6 \cdot 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  die Magnetisierung spontan in Domänen zerfällt. Mit einer Flächendosis von  $1 \cdot 10^{16} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  kommt es zu einer Spin-Reorientierung und die leichte Magnetisierungsrichtung wechselt in die Ebene. Somit kann davon ausgegangen werden, dass ein Dünnschichtsystem mit senkrechter Magnetisierung durch eine fortlaufende Bestrahlung zunehmend in Richtung des Spin-Reorientierungsübergang getrieben wird (vgl. [184]).

Diese Veränderungen der senkrechten Anisotropie wurden von Devolder durch die Durchmischung der Grenzflächen zwischen Kobalt und Platin und die daraus resultierende CoPt-Legierungsformung erklärt [106]. Mit der Masse und der Ladungszahl der Projektile erhöht sich der Bremswirkungsquerschnitt  $S_{\text{nuk}}$  und die Eindringtiefe ist geringer. Demzufolge wird bei schwereren Projektile zunehmend die gesamte Energie an die Atome der oberen 10 bis 50 nm abgegeben. Da die typischen Gesamtdicken von Multilagensystemen in dieser Größenordnung liegen, wird im Gegensatz zu  $\text{He}^+$  ein Großteil der 30 keV pro  $\text{Ga}^+$  an das Schichtsystem abgegeben und der Grad der Grenzflächendurchmischung ist bei gleicher Flächendosis höher.

So wird beim Beschuss einer identischen 6-fach Co/Pt-Multilage (wie bei den 30 keV  $\text{He}^+$  [124]) mit 30 keV  $\text{Ga}^+$  bereits bei einer Flächendosis von  $1 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  ein Spin-Reorientierungsübergang von der senkrechten zu einer in der Ebene liegenden leichten Magnetisie-

---

9. engl. Abk. für Giant Magneto Resistance

rungsrichtung beobachtet [104, 105]. Die komplette Zerstörung der ferromagnetischen Ordnung wird ab einer Flächendosis von  $1\text{-}2 \cdot 10^{15} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  beobachtet [104, 185]. Dies ist eine sehr geringe Flächendosis und entspricht lediglich etwa einem  $\text{Ga}^+$  pro Oberflächenatom, wobei nur etwa zwei Monolagen der oberen Pt-Deckschicht ( $Y_{\text{Pt}}=2,44$ ) abgetragen werden.

### 2.4.2. Durchgängige Strukturierung von Co/Pt-Multilagen mit senkrechter Magnetisierung

Die rein magnetische Strukturierung mit fokussierten 30 keV  $\text{Ga}^+$  wurde bereits vielfach für magnetische Austauschtrennungen von Flächen und die Generierung von künstlichen Domänenmustern (z.B. Streifen- und Schachbrettmuster) verwendet [186–188]. Für die Zerstörung der senkrechten Anisotropie oder die komplette magnetische Entkopplung wurden schmale Bereiche (ungefähr Strahlbreite) mit einer geringen Flächendosis von etwa  $1 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  bestrahlt. Auf diese Weise orientiert sich dort die Magnetisierung in die Ebene oder die Bereiche werden paramagnetisch.

Für eine elektrische Isolierung oder die Strukturierung einer Leiterbahn reicht diese leichte Bestrahlung jedoch nicht aus. Bisher konnte nicht demonstriert werden, dass es über direkte FIB-Strukturierung möglich ist, aus Co/Pt-Multilagen Elemente mit einer Breite von 100 bis 200 nm zu strukturieren, ohne dass die Haloionen weitreichend die senkrechte Anisotropie zerstören. Für Untersuchungen von strominduzierter Domänenwandbewegung [189–191] oder Domänenwandwiderstand [9, 192] in Nanodrähten mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung müssen die Strukturen mit Photolacktechniken wie etwa Elektronenstrahl-Lithographie oder Schattenmasken definiert werden [193].

Der Einsatz der FIB-Technik würde sich jedoch z.B. dafür anbieten, bereits bestehende Drähte weiter zu verändern. Strukturierungsbeispiele sind nanoskalige Löcher in der Mitte oder Verengungen am Rand eines Drahts. An diesen Strukturen kann die Bewegung von Domänenwänden aufgehalten und eine hohe Stromdichte erreicht werden.

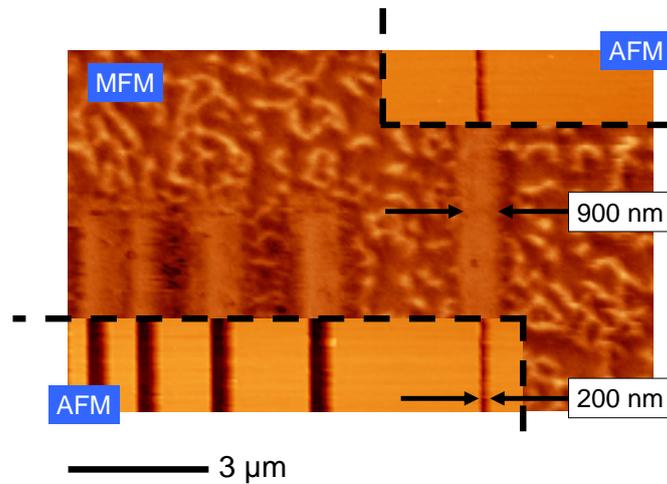
Um im Mittel etwa 1 nm einer Co/Pt-Multilage zu entfernen, wird bei 30 keV eine Flächendosis von  $2,5 \cdot 10^{15} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  benötigt. Wie besprochen ist die kritische Flächendosis, bei der es zu einer Reorientierung der Magnetisierung kommt, jedoch weniger als 0,5% dieser Flächendosis [104, 185]. Bei einem Anteil von 40 bis 80% der Flächendosis geht die ferromagnetische Ordnung verloren.

Mit den oben genannten Dosiswerten und dem experimentell ermittelten Strahlprofil aus Ref. [172] kann die Reichweite von Schädigungen um eine direkte Kompletstrukturierung einer Co/Pt-Multilagen vorhergesagt werden. Dafür wird von einem Strahldurchmesser bei halber Maximalintensität von 30 nm ausgegangen. Dies ist ein typischer Strahldurchmesser bei einem Ionenstrom von 30 pA. Diese Strahlbedingungen schaffen einen guten Kompromiss zwischen hoher Fokussierung und einem geringen Zeitaufwand für die Strukturierung.

Der komplette Abtrag eines Punktes mit 30 nm Durchmesser in eine 10 nm dicke Multilage würde voraussichtlich ein paramagnetisches Umfeld mit einem Radius von etwa 50 nm verursachen. In einem weiteren Umkreis von ca. 200 nm Außenradius sollten die magnetischen Eigenschaften so weit verändert werden, dass die leichte Richtung der Magnetisierung in die Ebene wechselt. Ähnliche Dimensionen wurden auch bei einer Teststrukturierung mit direktem Beschuss einer  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilage beobachtet. Abbildung 2.3 zeigt einen Vergleich zwischen der Rasterkraft- (AFM)<sup>10</sup> und der dazugehörigen magnetischen Kraft-Mikroskop-

10. engl. Abk. für Atomic Force Microscopy

## 2. Grundlagen



**Abbildung 2.3.:** Vergleich zwischen der Rasterkraft- und der entsprechenden magnetischen Kraft-Mikroskop-Aufnahme der Teststrukturierung. Für einen direkten Vergleich wurden Ausschnitte der topographischen Aufnahme (AFM) direkt im Domänenbild (MFM) platziert. Das Domänenbild zeigt, dass bei einem 200 nm breiten Schnitt ein 900 nm breiter Bereich entsteht, in dem der Domänenkontrast einer senkrechten Magnetisierung verloren geht.

Aufnahme (MFM)<sup>11</sup> der Teststrukturierung. Für einen direkten Vergleich wurden Ausschnitte der topographischen Aufnahme direkt im Domänenbild platziert.

Die verwendete Liniendosis von  $1,24 \cdot 10^{12} \text{ Ga}^+/\text{cm}$  (Flächendosis etwa  $6 \cdot 10^{16} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$ ) ist etwa 2-mal höher als für den linienförmigen Komplettabtrag benötigt wird. Das topografische Ergebnis am rechten Rand der Abbildung ist ein 200 nm breiter Graben/Schnitt. Die gleichzeitige magnetische Abbildung verdeutlicht jedoch, dass der Domänenkontrast der senkrechten Magnetisierung über eine 900 nm breite Fläche verschwunden ist. Dies ist 4,5-fach breiter als der reine Materialabtrag. Ähnliche Ergebnisse wurden in der Ref. [194] berichtet.

Aufgrund dieser zerstörerischen Wirkung von 30 keV  $\text{Ga}^+$  auf die magnetischen Eigenschaften von Co/Pt-Multilagern scheint es unmöglich zu sein, einen fokussierten  $\text{Ga}^+$ -Strahl für die hochauflösende Strukturierung zu verwenden, ohne die magnetischen Eigenschaften der gesamten Nanostruktur zu zerstören. Ein möglicher Weg, das Hindernis zu umgehen, wird in Abschnitt 5.5 und Kapitel 6 beschrieben.

11. engl. Abk. für Magnetic Force Microscopy

# **3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die Fourier-Transformations-Holografie für magnetische Mikrostrukturabbildung**

Seit dem Schlüsselexperiment im Jahr 2004 von Eisebitt et al. [100] konnte sich die Fourier-Transformations-Holografie (FTH) bei magnetischen [195–200] und nicht-magnetischen Abbildungen [76, 77, 201–206] immer weiter etablieren. Die FTH ist besonders im Hinblick auf die Bildrekonstruktion die einfachste linsenlose Abbildungstechnik und gilt als eine der erfolgversprechendsten Techniken für ultraschnelle Abbildungen mit Röntgenpulsen von XFEL-Quellen. Bei der FTH handelt es sich um eine indirekte Abbildungstechnik, welche auf der Überlagerung der vom Objekt gestreuten Strahlung mit einer Referenzwelle und der Aufzeichnung des Hologramms in Form eines Interferenzmusters basiert [99, 207]. Aufgrund der speziellen Geometrie der FTH sind die Phaseninformationen zwischen Objekt und Referenz in den Hologrammen so gespeichert, dass die Realraumbilder über eine schnelle Fourier-Transformation rekonstruiert werden können [208]. Durch den magnetischen Röntgen-Zirkular-Dichroismus lässt sich die FTH wie andere Röntgenabbildungstechniken auch für elementspezifische magnetische Abbildungen einsetzen [65, 209, 210]. Zudem lassen sich alle weiteren Vorteile der Röntgenstrahlung und Quellen nutzen. Dazu zählen neben elementspezifischen Untersuchungen z.B. die hohe Informationstiefe bei Transmissionsexperimenten, Experimente mit hohen äußeren Magnetfeldern und die sehr hohe Zeitauflösung von Speicherringen und XFEL-Quellen [80, 211, 212].

In der Einleitung von Abschnitt 3.1 wird die FTH durch einen Vergleich mit anderen Röntgenabbildungsmethoden eingeführt. Um im weiteren Verlauf eine experimentelle Einführung in die FTH zu geben, wird zunächst in Abschnitt 3.2 das Konzept der Probenherstellung vorgestellt. Im Anschluss werden in den Abschnitten 3.2 und 3.3 der experimentelle Holografieaufbau, die Hologrammaufzeichnung und die Bildrekonstruktion besprochen.

## **3.1. Einleitung in die Fourier-Transformations-Holografie**

Seit der Entdeckung der Röntgenstrahlung im Jahr 1895 durch den Physiker Wilhelm Conrad Röntgen wurde die Struktur der Materie hauptsächlich über Röntgen-Beugungsexperimente untersucht [213]. Der Abstand und die Intensität von Beugungsreflexen geben detaillierte Informationen über die periodische Anordnung von Atomen oder Strukturen im Realraum. Die

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

Interpretation der Streudaten von nanoskaligen nichtperiodischen Strukturen ist dagegen sehr viel aufwändiger.

Im Realraum ist es möglich, durch ein Lichtmikroskop kleine Objekte zu sehen, indem mittels eines Linsensystems ein vergrößertes Bild erzeugt wird. Neben dem Lichtmikroskop gibt es eine ganze Reihe von hochauflösenden Abbildungstechniken. Dazu zählen weitverbreitete Instrumente wie das Raster-Elektronen-, das Transmissions-Elektronen- und das Raster-Kraft-Mikroskop.

Die Mikroskopie-Techniken sind insbesondere dann interessant, wenn sich die Palette von Kontrastmechanismen durch spezielle Erweiterungen ausdehnen lässt. So können weitere Eigenschaften von Systemen untersucht werden, die auf "den ersten Blick" verborgen bleiben.

Im Bereich Magnetismus sind mit allen oben genannten Techniken magnetische Abbildungen durch Erweiterungen möglich [50]. Beim Lichtmikroskop wird z.B. der magnetooptische Kerr-Effekt für die Untersuchung der Oberflächendomänenstruktur genutzt [51, 214–216]. Eine sehr viel höhere Auflösung der Oberflächendomänenstruktur wird durch die magnetische Rasterkraftmikroskopie [217, 218] oder die Elektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen erreicht [219].

Bei Photonen ist der Übergang von sichtbarem Licht zu kleineren Wellenlängen (Ultraviolett und Röntgenstrahlung) attraktiv, da eine höhere räumliche Auflösung erreicht wird. Bei kurzen Wellenlängen müssen jedoch spezielle Röntgenlinsen verwendet werden, da die Lichtbrechung von Glas dort verschwindend gering und die Absorption zu hoch ist.

Gleichzeitig mit der höheren Auflösung ermöglicht die spektroskopische Verwendung von Röntgenstrahlung einer bestimmten Wellenlänge und Polarisation spezielle Kontrastmechanismen, die auf den charakteristischen Röntgenenergien von Elementen und chemischen Bindungen beruhen [220]. Bei den Untersuchungen mit Röntgenstrahlung ist so die Konzentration auf ein bestimmtes Element möglich, während andere Elemente der Probe nur eine Untergrundabsorption verursachen.

Im Bereich Magnetismus werden Experimente mit Röntgenstrahlung seit etwa 20 Jahren durchgeführt. Inzwischen ist der Einsatz von Röntgenstrahlung einer der physikalischen Schlüssel-punkte moderner Experimentiermethoden [65]. Bei ferromagnetischen Materialien wurde entdeckt, dass die Absorption von Photonen mit der Energie dieser  $L_3$ - und  $L_2$ -Absorptionskanten von der Photonenpolarisation und der Magnetisierungsausrichtung der Probe abhängig ist [64] (vgl. Abs. 3.3.2).

Die  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten der  $3d$ -Übergangsmetalle liegen im Bereich der weichen Röntgenstrahlung. Mit der entsprechenden Energie und Polarisation der Röntgenstrahlung kann also ein elementspezifischer magnetischer Kontrast erreicht werden [209, 221].

Sowohl die moderne Röntgenoptik als auch neue Computerverfahren haben eine Vielzahl neuer Abbildungstechniken mit Röntgenstrahlung hervorgerufen. Einige davon nutzen im Gegensatz zu den vorher genannten Methoden den indirekten Weg über den reziproken Raum. Das Realraumbild der Struktur wird dann über Computerverfahren rekonstruiert. Im Folgenden sollen drei moderne Röntgenabbildungstechniken miteinander verglichen werden. Tabelle 3.1 zeigt eine Gegenüberstellung der Techniken in Bezug auf die Schlüssel- bzw. Optikelemente der Technik und die Methode der Bildrekonstruktion. Zudem wird der Präparationsaufwand für die Optikelemente und der Zeitaufwand für die Bildrekonstruktion bewertet. Im Gegensatz z.B. zur Photoelektronen-Emissionsmikroskopie (PEEM) verwenden diese Techniken sowohl bei der Bestrahlung, als auch bei der Aufzeichnung ausschließlich Photonen, weshalb auch Objekte

	Schlüsselement-Herstellung		Bild-Rekonstruktion	
TXM	Zonenplatte	XXXXX	-direkt-	X
FTH	Optikmaske	XX	Einfache Fourier-Transformation	XX
CDI	-direkt-	X	Phasen-Rückgewinnung	XXXXX

**Tabelle 3.1.:** Vergleich von Abbildungsmethoden, die eine Verwendung von starken äußeren Magnetfeldern erlauben: In der Tabelle werden die optischen Schlüsselemente und die Methoden der Bildrekonstruktion der Transmissions-Röntgenmikroskopie (TXM), der Fourier-Transformations-Holografie (FTH) und der Abbildung über kohärente Beugung (CDI) miteinander verglichen und der Aufwand bewertet (1 X gering, 5 X hoch).

abgebildet werden können, die sich innerhalb eines starken externen Magnetfelds befinden.

Die Transmissions-Röntgen-Mikroskopie ist eine direkte Abbildungstechnik [66, 68, 222, 223]. Hier wird die Röntgenstrahlung über eine Zonenplatte (Röntgenlinse) zur semi-transparenten Probe hin gebündelt. Um ein Bild der Probe zu erhalten, wird die transmittierte gestreute Strahlung mit einer zweiten Zonenplatte auf eine Kamera projiziert. Das Realraumbild ist eine einfache Pixelgrafik der aufgezeichneten Intensitäten. Damit ist der Aufwand bei der Bildrekonstruktion gering. Der größte Aufwand steckt in der Herstellung der verwendeten Zonenplatten. Für die Herstellung besonders leistungsfähiger Zonenplatten ist ein hohes Maß an technischer Erfahrung nötig. Entscheidend für die Qualität ist die schmalste Zone der Linse mit dem zugleich größten Umfang. Die bisher beste Auflösung liegt bei etwa 12 - 20 nm [68, 69].

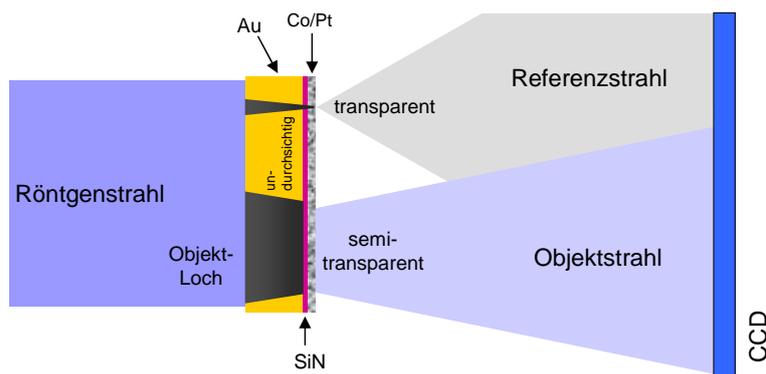
Dagegen ist die erreichbare Auflösung bei Beugungs- bzw. Streumethoden im Prinzip nur durch die Wellenlänge und den Beugungswinkel limitiert. Die maximal mögliche Auflösung mit einer Wellenlänge von 1,6 nm (Kobalt  $L_3$ -Absorptionskante) ist demzufolge etwa um den Faktor 10 höher als die verfügbare Auflösung von heutigen Röntgenlinsen.

Soll das Streubild (Interferenzmuster) zur Rekonstruktion eines Realraumbildes verwendet werden, wird von linsenloser Abbildung gesprochen. Die Voraussetzung für diese Methoden ist eine Strahlungsquelle mit ausreichend hoher Kohärenz (Photonen konstanter Phasenbeziehung) (vgl. Anhang A). Die Realraumbilder müssen rekonstruiert werden, weshalb von indirekten Abbildungsmethoden gesprochen wird. Die Bildrekonstruktion wird jedoch dadurch erschwert, dass bei einer linsenlosen Abbildungstechnik während der Intensitätsmessung das generelle Problem in dem Verlust der Phaseninformation des gestreuten und interferierenden Wellenfeldes besteht. Eine linsenlose Abbildungstechnik, die ohne jeden Aufwand für die Herstellung spezieller optischer Elemente funktioniert, ist die Abbildung über kohärente Beugung (CDI)<sup>1</sup> [95, 97, 224]. Bei dieser Technik wird ein kleiner Ausschnitt der Probe (im  $\mu\text{m}$ -Bereich) mit einem kohärenten Röntgenstrahl beleuchtet und das Beugungsbild mit einer CCD-Kamera aufgezeichnet. Bei der Streubildaufzeichnung geht jedoch, wie bereits erwähnt, die Phaseninformation verloren, und es ist nicht möglich, das Realraumbild über eine einfache Fourier-Transformation zu rekonstruieren. Damit entsteht bei dieser Methode im Hinblick auf die Bildrekonstruktion ein stark erhöhter Aufwand, da hier iterative Phasenrückgewinnungsverfahren<sup>2</sup> angewendet werden müssen [95]. Die Ortsauflösung der Bildrekonstruktionen reichte bisher je nach Photonen-

1. engl. Abk. für Coherent Diffraction Imaging

2. engl. Abk. für phase retrieval

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie



**Abbildung 3.1.:** Schematische Zeichnung der FTH und der Probengeometrie nach Ref. [100]: Der kohärente, zirkular polarisierte Röntgenstrahl wird durch eine Goldmaske (600 - 1400 nm Stärke) in einen Objekt- und einen Referenzstrahl (-welle) geteilt. Der Objektstrahl durchdringt die semi-transparente SiN-Membran und die magnetischen Co/Pt-Multilagen und wird dort gestreut. Die gestreute Strahlung und das Licht der punktförmigen Referenzstrahlquelle werden überlagert und bilden ein Interferenzmuster, das durch den Detektor (CCD-Sensor) aufgezeichnet wird.

Energie von 75 - 50 nm unterhalb von 1 keV [81, 95, 225], bis zu 40 - 8 nm bei Energien von bis zu 9 keV [73–75]. Einen direkteren Weg bei der Bildrekonstruktion ermöglicht die Fourier-Transformations-Holografie.

#### 3.1.1. Fourier-Transformations-Röntgenholografie

Das Beispiel des CDI zeigt, dass bei linsenlosen Abbildungen die Kernaufgabe für eine erfolgreiche Bildrekonstruktion darin besteht, die Phaseninformation zurückzugewinnen oder sie bei der Streubildaufzeichnung nicht zu verlieren. Bei der Holografie kann die Phaseninformation durch die Überlagerung der gestreuten Objekt- mit einer Referenzwelle bei der Interferenzmustersaufzeichnung gespeichert werden [99, 207]. Eine der erfolgreichsten Geometrien ist die Anordnung der sogenannten Fourier-Transformations-Holografie, die erstmals 1964 bzw. 1965 von Stroke und Falconer vorgeschlagen und demonstriert wurde [226, 227]. Bei der FTH wird der kohärente Beleuchtungsstrahl in einen Objekt- und in einen punktförmigen Referenzstrahl geteilt. Die beiden Strahlen müssen bei der FTH-Geometrie so geformt werden, dass sie nebeneinander von einer Ebene ausgehen. Die Bildrekonstruktion erfolgt dann über eine einzelne Fourier-Transformation des Hologramms. Damit stellt die Holografie bei einem Vergleich mit den Verfahren der TXM und der CDI einen guten Kompromiss dar, da die Ansprüche an die Rekonstruktion gering sind [76] (siehe Tab. 3.1).

Die erste Rekonstruktion eines Röntgenhologramms gelang von Aoki et al. 1972 [228]. McNulty et al. zeigten 1992 erste hochauflösende Röntgenabbildungen von Goldstrukturen über FTH [229], beleuchtet mit der kohärenten Röntgenstrahlung einer Undulator-Speicherringquelle. Die Auflösung der Abbildungsrekonstruktion ist bei der FTH durch die Größe des Referenzstrahlers begrenzt (Abschnitt 3.3.4). Bei diesem Experiment wurde eine Zonenplatte genutzt, um den punktförmigen Referenzstrahl zu erzeugen, während das Objekt durch den direkten Strahl beleuchtet wurde. Bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 3,4$  nm erreichte das Experiment eine Auflösung von 60 nm.

Von Eisebitt et al. wurde 2004 ein sehr viel einfacheres Optik- bzw. Probendesign vorgestellt

[100], so dass die FTH mittlerweile auch im Punkt des Optikpräparationsaufwands zwischen TXM und CDI liegt (vgl. Tab. 3.1). Neben dem Probendesign ist diese Veröffentlichung für die vorliegende Arbeit insofern richtunggebend, da sie erstmals die Rekonstruktion einer Co/Pt-Multilagen Domänenstruktur über FTH bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,59$  nm zeigen konnten. Die erreichte Auflösung lag bei 50 nm.

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau der Holografieprobe und die Überlagerung von Objekt- und Referenzwelle, die durch die Gold-Optikmaske definiert werden. Um die Holografieoptik herzustellen, wurde eine dünne, einseitig mit 600 nm Gold bedampfte Siliziumnitrid-Membran (100 bis 150 nm) präpariert. Auf die andere Membranseite wurde eine magnetische Multilage mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung aufgebracht. Das kreisrunde Objektloch wurde durch FIB in die Goldschicht strukturiert. Der Abtrag wird gestoppt, wenn die SiN-Membran goldfrei ist. Dadurch wurde semi-transparente Fläche der SiN/(Co/Pt)-Membran mit einem Durchmesser von 1,5  $\mu$ m freigelegt. Zur Formung des Referenzstrahls wird durch FIB ein kleines Nadelloch im Abstand von 3  $\mu$ m zum Objektloch durch die gesamte Schicht strukturiert. Das Nadelloch hat einen Anfangsdurchmesser von 350 nm und einen Austrittsdurchmesser von nur 100 nm. Wenn die Probe mit kohärentem Röntgenlicht beleuchtet wird, teilen die beiden Löcher im Goldfilm den Röntgenstrahl in einen Objekt- und einen Referenzstrahl. Beide gehen von einer Ebene aus, so wie es für eine FTH-Geometrie benötigt wird.

#### 3.1.2. Stand der Weiterentwicklungen der FTH

Der Erfolg der FTH hat in den letzten Jahren eine Reihe von Weiterentwicklungen sowohl bei der experimentellen Technik als auch bei der Bildrekonstruktion hervorgebracht [77, 198, 205, 230, 231]. Hier sollen kurz drei Veröffentlichungen angesprochen werden, die sich mit der Verwendung von mehreren Referenzstrahlen, dem Einsatz der FTH bei XFEL-Quellen und der Vergrößerung des Sichtfeldes beschäftigen.

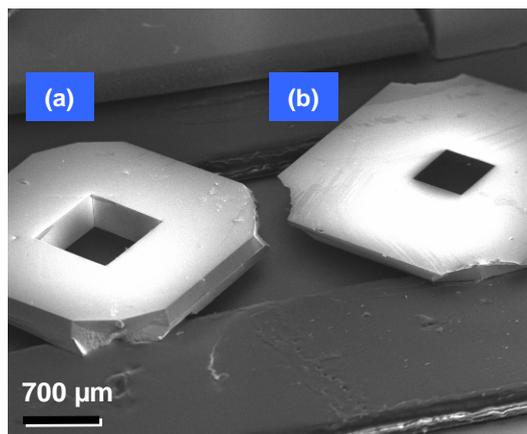
In Ref. [232] wurde die Anzahl der Referenzstrahlkanäle von eins auf fünf erhöht, so dass auch in der Bildrekonstruktion fünf Objektloch- und die komplex konjugierten Abbildungen auftauchen. Durch die numerische Addition der Objektloch-Abbildungen konnte die Bildqualität insbesondere bei kurzer Belichtungszeit verbessert werden. In Zuge dessen erhöht sich das Signal/Rausch-Verhältnis mit der Wurzel der Referenzstrahleranzahl. Dementsprechend ergibt sich ein Vorteil bei der Abbildung empfindlicher (biologischer) Objekte, die durch Röntgenstrahlung degenerieren.

Diese Vervielfachung der Referenzstrahlquellen wurde von Marchesini et al. [212] weitergeführt, indem sie durch eine gleichmäßig redundantes Gitter (URA)<sup>3</sup> von Referenzstrahlern das Signal/Rausch-Verhältnis stark verbesserten. Dabei muss die Rekonstruktion aber neben der Fourier-Transformation um eine weitere Transformation (delta-Hadamard [233]) erweitert werden. Mit der Röntgenstrahlung eines Freien-Elektronen-Lasers (FLASH in Hamburg) gelang es, das Hologramm eines Bakteriums mit einem Röntgenpuls von nur 15 fs aufzuzeichnen und das Realraumbild zu rekonstruieren [212].

In einer weiteren Veröffentlichung wurde gezeigt, dass sich mehrere Objektlöcher, die einige  $\mu$ m voneinander entfernt sind, gleichzeitig untersuchen lassen [234]. Diese sind je Objektloch mit einem Referenzstrahlkanal versehen. Bei der Rekonstruktion muss bedacht werden, dass die Objektlochabbildungen nicht überlappen.

---

3. engl. Abk. für Uniformly Redundant Array



**Abbildung 3.2.:** REM-Aufnahme der Vorder- (a) und Rückseite (b) zweier  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran-Substrate (100 - 200 nm Membranstärke). Für die Herstellung wird ein Siliziumplättchen beidseitig mit einer entsprechenden Schicht SiN bedampft. Eine quadratische Fläche vom SiN wird entfernt und die 500  $\mu\text{m}$  großen Membranfenster durch anisotropes Ätzen automatisch bis zur gegenüberliegenden SiN-Schicht freigelegt.

## 3.2. Probenpräparation für FTH

Bei der verwendeten FTH-Probengeometrie sind alle wichtigen optischen Elemente und das Objekt in einer Probe vereint [100]. Demzufolge ist die Probenpräparation bereits der entscheidende Schritt für eine erfolgreiche Abbildung.

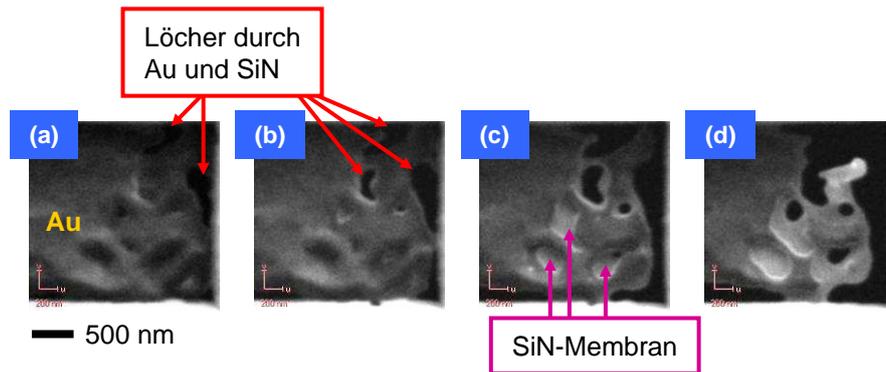
Die Präparationsweise wurde im Rahmen dieser Arbeit erarbeitet und wird in diesem Abschnitt vorgestellt. Zudem wird gezeigt, wie sich durch spezielle Vorgehensweisen die Optikstrukturierung mit FIB verbessern und vereinfachen lässt.

Als Substrate werden für die FTH-Proben kommerziell erhältliche Membranen aus 100 oder 200 nm dickem  $\text{Si}_3\text{N}_{4-x}$  (kurz SiN)<sup>4</sup> verwendet. Diese sind fest mit einem  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (bzw.  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) großen Siliziumträger verbunden. Das Membranfenster hat eine Größe von  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ . Abbildung 3.2 zeigt die REM-Aufnahme zweier SiN-Membransubstrate. Im linken Teil der Aufnahme ist die Fenster- und im rechten Teil die ebene Membranseite zu sehen. Die unter 200 nm dünnen SiN-Membranen sind für weiche Röntgenstrahlung nahezu transparent und eignen sich somit hervorragend als Substrate für Transmissionsexperimente.

Die Fensterseite der Membran wird mit einer dicken Metallschicht bedampft. Diese Schicht macht die gesamte Membran vorerst undurchdringlich für die verwendete Röntgenstrahlung.

Für die Herstellung einer FTH Optikmaske wird ein Material benötigt, das im Bereich der weichen Röntgenstrahlung bereits für vergleichsweise geringe Materialstärken von einigen 100 nm bis 1  $\mu\text{m}$  undurchsichtig wird. Platin oder Gold sind für solche Aufgaben gut geeignet. Diese Metalle weisen aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl  $Z$  eine Absorptionslänge von weniger als 100 nm auf. Bei der verwendeten Photonenenergie der Co  $L_3$ -Absorptionskante hat Au eine Absorptionslänge von 65 nm, Pt von 62 nm [235]. Bei einer Au-Schichtdicke von 1  $\mu\text{m}$  liegt die theoretische Transmission der Membran bei etwa  $2 \cdot 10^{-7}$ .

4. Die Bezeichnung  $\text{Si}_3\text{N}_{4-x}$  deutet eine leicht abweichende Stöchiometrie an, die bei der Herstellung von SiN-Membranen mit geringen inneren Verspannungen verwendet wird.



**Abbildung 3.3.:** 600 nm Goldabtrag von einer 100 nm dicken SiN-Membran: Nachdem bei (a) bereits  $\frac{3}{4}$  des Au abgetragen wurden zeigt sich in der FIB-Aufnahme eine sehr unebene Oberfläche und bereits durchgehende Löcher am Rand. Die Löcher vergrößern sich fortlaufend, ohne dass in (b) Teile der SiN-Membran auszumachen sind. Dies ist erst bei (c) der Fall, wo die Membran großflächig zerstört ist.

### 3.2.1. Objektloch-Strukturierung

Da die Optikmasken über fokussierte 30 keV  $\text{Ga}^+$  strukturiert werden, bietet sich hier insbesondere Gold an, da es sich aufgrund seiner hohen Abtragsrate von  $1,5 \mu\text{m}^3/\text{nC}$  rasch entfernen lässt. Dagegen werden Platin ( $0,23 \mu\text{m}^3/\text{nC}$ ) und Siliziumnitrid ( $0,22 - 0,25 \mu\text{m}^3/\text{nC}$ ) [102] langsamer abgetragen. Allerdings ist bei der Verwendung von reinem Gold zu beachten, dass der Materialabtrag aufgrund vom *Channeling* über die Objektlochfläche ungleichmäßig sein kann (siehe Abschnitt 2.3.4).

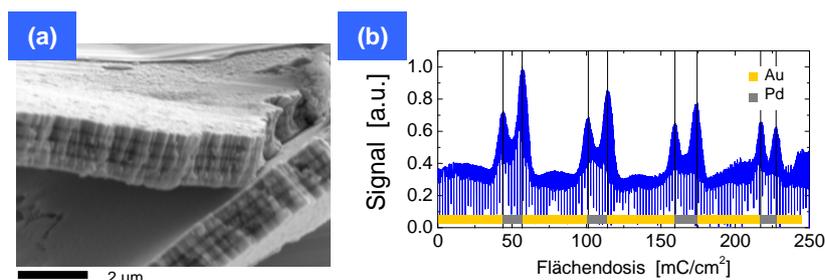
Dies zeigt Abbildung 3.3 mit einer Serie von FIB-Aufnahmen, in der die zeitliche Entwicklung des Materialabtrags einer etwa 600 nm dicken Goldschicht auf einer 100 nm SiN-Membran mit homogener Ionenbestrahlung dargestellt ist. Vor der ersten Aufnahme (a) wurde die Goldschicht bereits zu mehr als  $\frac{3}{4}$  abgetragen. Hier ist eine sehr unebene Oberfläche zu erkennen. Am oberen und rechten Rand sind bereits sehr dunkle Stellen zu erkennen. Dabei handelt es sich um entstandene Löcher in der Membran, die sich beim weiteren Materialabtrag vergrößern (b). Die Fläche lässt jedoch in (a) und (b) noch keine Kontrastunterschiede aufgrund verschiedener Materialien bzw. Materialdichten (d.h. zwischen Au und SiN) erkennen. Erst in der Aufnahme (c) ist an mehreren Stellen (siehe Mitte unten) die Membran freigelegt. Dies zeigt sich durch die helleren Stellen (höhere Elektronenausbeute). Bei 3.3 (c) und (d) ist die Membran am Rand rechts und unten, und an weiteren Stellen bereits großflächig komplett abgetragen.

Der *Channeling*-Effekt verhindert demnach bei einer reinen Goldschicht einen gleichmäßigen Materialabtrag, so dass die Membran nicht freigelegt werden kann, bevor Löcher in ihr entstehen. Somit können Goldreste nur schwer bis gar nicht erfasst und lokal eingegrenzt entfernt werden.

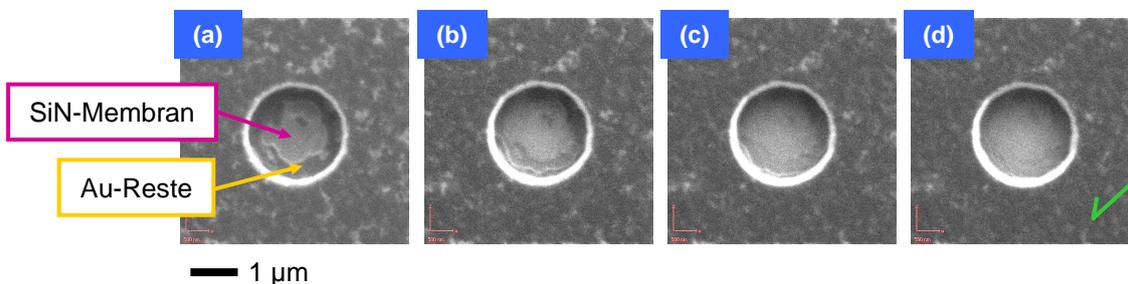
Dieses Problem konnte durch den Einbau von 100 nm dicken Palladium-Zwischenschichten in die Au-Schicht gelöst werden. Die neue Deckschicht besteht aus einer Zusammensetzung von  $\text{Au}_{100 \text{ nm}}/(\text{Pd}_{100 \text{ nm}}/\text{Au}_{220 \text{ nm}})_4$ . Die berechnete Transmission für Röntgenstrahlung mit 778 eV beträgt für die verwendete Deckschichtstärke nur etwa  $1 - 5 \cdot 10^{-9}$  [197]. Die Pd-Schichten verhindern das Wachstum von großen Gold-Kristallkörnern.

Abbildung 3.4 (a) zeigt die REM-Aufnahme einer Stelle, bei der die Au/Pd-Deckschicht durch einen Kratzer aufgerissen wurde. Hier sind die Palladium-Zwischenschichten als dunkle Strei-

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie



**Abbildung 3.4.:** (a) REM-Aufnahme der abgelösten Au/Pd-Deckschicht, (b) typischer Elektronensignallverlauf beim Abtrag der Au und Pd Schichten von Aufnahme (a) mit Gallium-Ionen, in Abhängigkeit der Flächendosis. Das höhere Signal steht mit dem Abtrag der Pd Schichten im Zusammenhang, die bei 30 keV  $\text{Ga}^+$  eine höhere Elektronen-Ausbeute aufweisen. Die Doppelspitzenstruktur ist auf die Au/Pd- bzw. Pd/Au-Grenzflächen zurückzuführen. Die Au und Pd Schichten wurden mit gelb und grau markiert.



**Abbildung 3.5.:** Objektloch-Reinigung einer 100 nm SiN-Membran nach einer Materialabtragsdosis von etwa  $250 \text{ mC/cm}^2$ . Durch die Pd-Zwischenschichten hat sich ein gleichmäßiger Materialabtrag eingestellt und die SiN-Membran wird sichtbar, bevor Löcher in ihr entstehen. Die Positionen der Deckschichtreste werden über die jeweilige FIB-Aufnahme eingegrenzt, so dass im nächsten Schritt nur diese Bereiche mit Ionen (geringe Flächendosis) bestrahlt werden. Dies wird wiederholt, bis bei (d) die Membran frei von Gold ist.

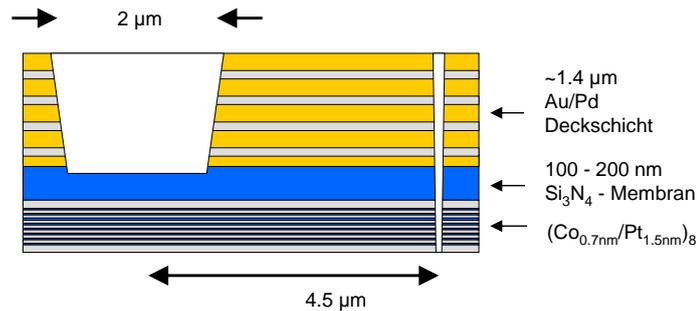
fen zu erkennen, da Pd aufgrund einer anderen Austrittsenergie dunkler als das Gold erscheint. Die unterste Pd-Schicht ist schlecht zu erkennen.

Beim Materialabtrag wurde festgestellt, dass Gold und Palladium auch beim Beschuss mit  $\text{Ga}^+$  unterschiedliche Elektronenausbeuten aufweisen. Anders als beim REM ist diese bei Palladium höher. Infolgedessen kann der Materialabtrag bei der Objektlochstrukturierung über die Intensitätsänderungen des Elektronensignals kontrolliert werden<sup>5</sup>.

Abbildung 3.4 (b) zeigt einen typischen Signalverlauf, wie er beim Au/Pd-Materialabtrag aufgezeichnet wird. Die Doppelspitzenstruktur kommt durch Grenzschichteffekte an den Au/Pd- bzw. Pd/Au-Übergängen zustande (*de-channeling*, siehe Abbildung 2.2 (b)). Das höhere Elektronensignal zwischen den Doppelspitzen korreliert mit dem Abtrag der Pd-Schichten.

Nachdem die letzte Pd-Schicht abgetragen wurde, wird im Signalverlauf (ausgehend von der Au-Intensität der letzten Schicht) und in einer FIB-Aufnahme lokal bereits die SiN-Membran sichtbar. Abbildung 3.5 (a) zeigt die FIB-Aufnahme eines abgetragenen Objektlochs, bei dem der gleichmäßige Abtrag während des letzten kleinen Signalanstiegs vor  $250 \text{ mC/cm}^2$  im Si-

5. erstmal erkannt von Y. Stark, Inst. f. Angewandte Phys., Uni. Hamburg



**Abbildung 3.6.:** Schematischer Querschnitt der FTH-Proben. Auf die SiN-Membran (blau) wird von der einen Seite eine Deckschicht aus einer insg. 1,4 µm dicken Au/Pd-Multilage (gold/grau) aufgebracht. Für ein 2 µm Objektloch wird die Au/Pd-Deckschicht mit FIB bis auf die Membran abgetragen. Auf der anderen Seite der Membran wird nach der Objektlochstrukturierung die Co/Pt Multilage aufgetragen. Im letzten Schritt werden von der Deckschichtseite aus die Referenzstrahlkanäle mit FIB strukturiert.

gnalverlauf von Abbildung 3.4 (b) gestoppt wurde. In der Aufnahme ist das runde Objektloch mit einem Durchmesser von 2 µm durch seine hellen Kanten gut zu erkennen. In der Mitte der inneren Fläche wurde die SiN-Membran bereits großflächig freigelegt, ohne dass dort Löcher in der Membran zu erkennen sind. Die Abwesenheit von Löchern in der SiN-Membran in Abbildung 3.5 (a) und der gleichbleibende Abstand der Erhöhungen im Signalverlauf von Abbildung 3.4 (b) zeigt, dass der Abtrag der 1,4 µm dicken Metallschicht durch den Einbau der Pd-Schichten viel gleichmäßiger abläuft als bei einer reinen Goldschicht.

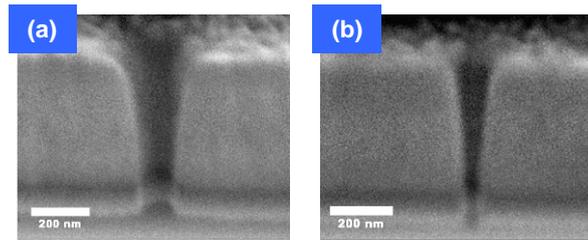
Die letzten Metallreste auf der Objektlochfläche, die von der untersten Au-Schicht noch übrig sind, werden durch gezielten lokalen Abtrag entfernt. Über die jeweilige Aufnahme von Abbildung 3.5 (a-c) können computerunterstützt Bereiche eingegrenzt werden, so dass der Ionenstrahl konzentriert, aber für vergleichsweise kurze Zeit nur auf diese Stellen trifft. Die Serie von FIB-Aufnahmen in Abbildung 3.5 (a-d) zeigt, wie die SiN-Membran kontrolliert von Goldresten gesäubert wird, ohne diese zu beschädigen.

### 3.2.2. FTH Probenpräparation mit magnetischer Co/Pt-Multilage und Referenzstrahlöffern

Die schematische Querschnittszeichnung 3.6 zeigt den Komplettbau einer FTH Probe mit einer 8-fach Co/Pt-Multilage. Für die Herstellung einer solchen Probe, wird wie im vorigen Abschnitt besprochen, ein Objektloch mit einem Durchmesser von 2 µm in die Au/Pd-Deckschicht bis zur SiN-Membran freigelegt. Um Schädigungen durch Ionenbeschuss zu vermeiden, wird erst im nächsten Schritt das ferromagnetische Material auf die andere (ebene) Membran-Seite des Substrats aufgebracht. Die Co/Pt-Filme werden bei Raumtemperatur aufgedampft (vgl. Abschnitt 2.2). Die hier verwendeten Filme bestehen bis auf wenige Ausnahmen aus einer 5 nm Pt-Wachstumslage, einer 8-fach (Co<sub>0,7 nm</sub>/Pt<sub>1,5 nm</sub>)-Multilage und zusätzlichen 1,5 nm Pt für eine insgesamt 3 nm dicke Schutzschicht.

Der letzte Schritt der Probenherstellung ist die Strukturierung von mehreren Referenzstrahlkanälen von der Au/Pd-Deckschichtseite aus (von oben kommend in Abb. 3.6). Die Kanäle werden mit FIB durch die gesamte Schicht aus Au/Pd, SiN und Co/Pt um das Objektloch her-

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie



**Abbildung 3.7.:** Querschnitte von Referenzstrahlkanälen in einer 600 nm Goldschicht auf einer 100 nm SiN-Membran: Die Kanäle/Nadellöcher haben an der engsten Stelle einen ungefähren Durchmesser von (a) 110 und (b) 50 nm. Die Ränder haben eine Neigung von etwa  $6^\circ$  zur Oberflächennormalen der Probe (insg.  $12^\circ$  Öffnungswinkel). Im oberen Teil der Aufnahmen ist eine sehr raue Oberfläche vom Gold zu sehen.

um punktförmig strukturiert.

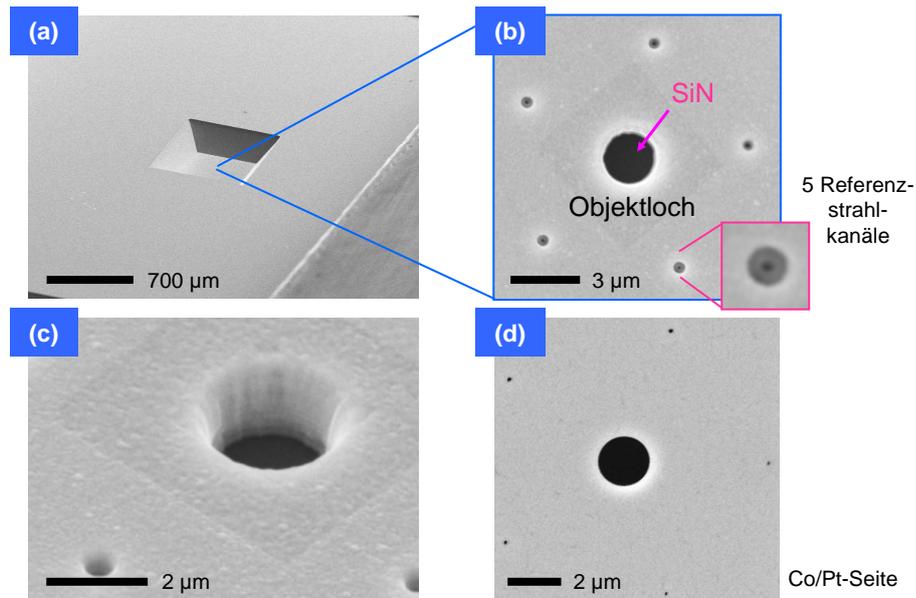
Um mehr über die Form und den Durchmesser der Kanäle zu erfahren, wurden mit dem FIB Querschnitte durch verschiedene Referenzstrahlkanäle gelegt. Die REM-Aufnahmen 3.7 zeigen zwei Querschnitte von Referenzstrahlkanälen, die mit unterschiedlicher Punktdosis durch ca. 600 nm reines Gold auf einer 100 nm dicken SiN-Membran strukturiert wurden.

Die Kanäle haben an der dünnsten Stelle einen Durchmesser von (a) 110 nm und (b) 50 nm. Die Lochkanten zeigen einen Neigungswinkel von etwa  $6^\circ$  (insg.  $12^\circ$  Öffnungswinkel). Der Öffnungswinkel ist besonders für die Experimente von Abschnitt 4.1 von Bedeutung.

Die Rekonstruktion des Realraumbilds wird in Abschnitt 3.3.4 besprochen. Hier sei vorweg genommen, dass der Abstand eines Referenzstrahlkanals zum Objektlochzentrum mehr als 1,5-mal so groß wie der Objektlochdurchmesser sein sollte. Damit ist gewährleistet, dass in der Rekonstruktion des Realraumbildes die Objekt-Referenz-Korrelationen nicht mit der Autokorrelation überlappen.

Die laterale Ausdehnung der Optikmaske ist im Wesentlichen durch die transversale Kohärenzlänge und den Röntgenstrahldurchmesser begrenzt ( $50 \mu\text{m}$ ). Die zu erwartende transversale und die longitudinale Kohärenzlänge (von 10 bzw.  $2 \mu\text{m}$ ) wird im Anhang A dargestellt. Die transversale Kohärenzlänge ist dabei abhängig von der Größe und dem Abstand der Kreisblende, die den Röntgenstrahl vor der Holografieprobe formt [201]. Mit dem Objektlochdurchmesser muss auch der Abstand des Referenzstrahlkanals zum Objektlochmittelpunkt vergrößert werden. Wandert dieser Abstand aus der Kohärenzlänge, so vermindert sich die Qualität des Interferenzmusters und der Gangunterschied kann nicht mehr korrekt rekonstruiert werden. Mit einem Referenz-Objekt-Abstand, der mindestens das 1,5-fache des Objektloch-Durchmessers betragen sollte (besser 2,5-fach), wird der Objektlochdurchmesser bei  $10 \mu\text{m}$  transversaler Kohärenzlänge auf 4 bis  $7 \mu\text{m}$  begrenzt.

Die Probenpräparation wird durch Elektronenmikroskopaufnahmen überwacht und abschließend kontrolliert. Abbildung 3.8 (a) zeigt die Seitenansicht einer metallbedampften Probe mit dem zentralen Membranfenster. Die Objektlöcher befinden sich im Zentrum des Membranfensters, bzw. in einem der Quadranten, wenn ein Membranfenster für vier FTH Objektlöcher verwendet wird. Abbildung 3.8 (b) zeigt ein Objektloch mit  $2 \mu\text{m}$  Durchmesser und 5 Referenzstrahlkanälen in der Deckschicht. Die Nadellöcher wurden in Vorvertiefungen platziert (siehe

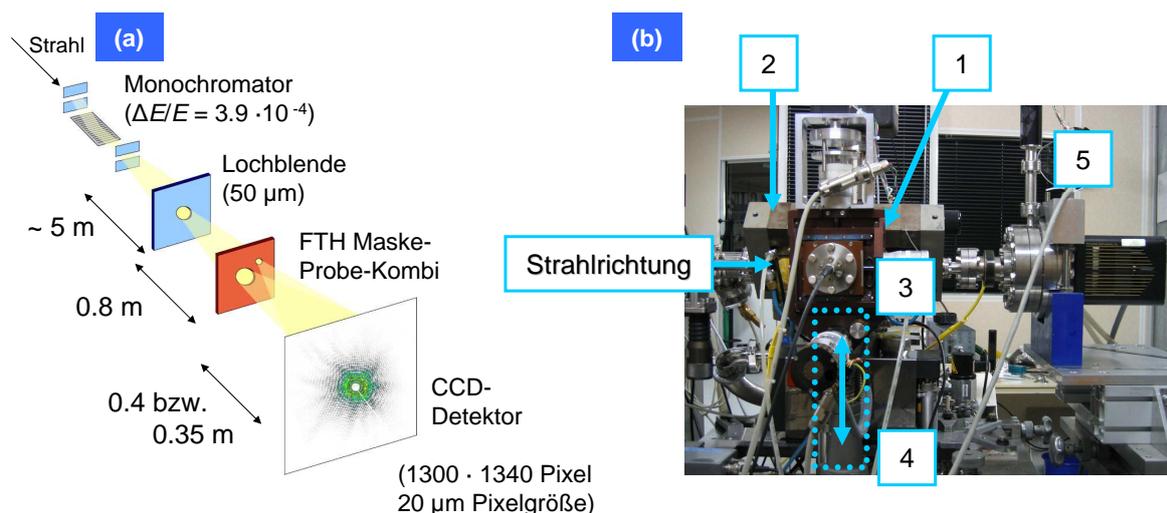


**Abbildung 3.8.:** REM-Aufnahmen präparierter FTH Proben: (a) goldbedeckte SiN-Membranprobe mit  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  Si-Träger und  $500 \text{ }\mu\text{m}$  Fenster, (b) Nahaufnahme der FTH-Optikmaske mit Vergrößerung eines Referenzstrahlkanal Eintrittslochs in einer Vorvertiefung (vgl. Text), (c) schräge Draufsicht und (d) Ansicht der FTH-Probe von der Rückseite (Seite der Co/Pt-Multilage). Die Membran über dem Objektloch ist aufgrund der Kontrasteinstellungen zugunsten der Referenzstrahlkanäle nicht zu erkennen. Der Grund ist, dass aus der dünnen Membran weniger Sekundärelektronen freigesetzt werden als bei Bereichen, bei denen hinter dem SiN die Deckschicht liegt. Die Objektlochfläche erscheint dadurch in einer Aufnahme mit einem Elektronenmikroskop bei 30 keV transparent und dunkel.

Ausschnittvergrößerung). Hier wird vor der Nadellochstrukturierung ein Teil der Deckschicht (ca.  $1/4$ ) abgetragen, um zu gewährleisten, dass die Kanäle auf der anderen Seite der  $1,4 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Schicht austreten.

Die Aufnahme 3.8 (c) zeigt mit einer vergrößerten schrägen Draufsicht die Hologrammaske von (b). Die Ansicht vermittelt einen Eindruck von der Tiefe und den leicht schrägen Rändern des Objektlochs. Abbildung 3.8 (d) zeigt die Aufnahme einer Hologramprobe von der Co/Pt-Multilagenseite aus. Hier zeigen sich die unterschiedlichen Größen der Austrittslöcher (rechts kleinstes Austrittsloch gegen den Uhrzeigersinn mit zunehmendem Durchmesser).

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie



**Abbildung 3.9.:** (a) Schemazeichnung der Reihenfolge der wichtigsten Bauelemente im Strahlengang und des FTH-Aufbaus, (b) Fotografie des experimentellen Aufbaus ((1) Vakuummutter (Position der FTH-Proben), (2) Elektromagnet, (3) verfahrbare Probenbühne, (4) verfahrbare Photodiode, (5) CCD-Kamera) für FTH an der ID08 (ESRF).

## 3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie

### 3.3.1. Experimenteller Aufbau am Strahlrohr ID08

Die Holografieexperimente wurden bei Raumtemperatur an der *soft x-ray Beamline*<sup>6</sup> ID08 der *European Synchrotron Radiation Facility* (ESRF) in Grenoble/Frankreich durchgeführt.

Die schematische Zeichnung 3.9 (a) zeigt die Reihenfolge der wichtigsten Bauelemente im Strahlengang und des FTH-Aufbaus. Die ID08 ist mit zwei *APPLE II* Undulatoren<sup>7</sup>, einem Monochromator und einer Fokussieroptik ausgestattet. Der Undulatortyp erzeugt wahlweise zirkular oder linear polarisierte Strahlung [236, 237]. Vor der Holografieprobe wird der Strahl durch eine  $50 \mu\text{m}$  Kreisblende begrenzt. Die Holografieprobe und der Detektor befinden sich am Ende des Strahlengangs.

Das Foto in Abbildung 3.9 (b) zeigt den experimentellen FTH-Aufbau<sup>8</sup>. Der Aufbau besteht aus einer kompakten Vakuummutter (CF-35 Doppelkreuzwürfel) mit einem Elektromagneten, einer Probenbühne, einer Photodiode und einer Kamera mit einem gekühlten CCD-Sensor.

Mit der Probenbühne kann die Probenposition in der Mitte eines Elektromagneten in beiden Richtungen senkrecht zum Strahl (X- und Z-Richtung, Strahl in Y-Richtung) verändert werden. Das Eisenjoch und die Polschuhe mit einer Lücke von  $10 \text{ mm}$  sind so ausgerichtet, dass das Magnetfeld, mit einer Feldstärke von bis zu  $750 \text{ mT}$ , parallel zur Strahlrichtung orientiert ist. Bohrungen durch die Polschuhe ermöglichen einen freien Durchgang des Synchrotronstrahls bis zur Probe und der gestreuten Strahlung zum CCD-Sensor.

6. Experimentstation für weiche Röntgenstrahlung

7. Für die FTH wird nur einer genutzt.

8. Der FT-Holografieaufbau wurde von Carsten Tieg (ESRF, Grenoble/F (jetzt Helmholtz-Zentrum für Materialien und Energie GmbH, Berlin/D)) aufgebaut.

Hinter der Probe kann eine Photodiode platziert werden, welche die gesamte transmittierte und gestreute Intensität aufnimmt. Die Photodiode wird für Absorptionsspektren sowie Strahlführungskorrekturen benötigt und um die Probe mit Hilfe von Intensitätsprofilen optimal im Strahl zu platzieren.

Die Hologramme werden mit einer CCD-Kamera aufgezeichnet. Der Sensor hat  $1300 \cdot 1340$  Pixel mit einer Pixelperiode von  $20 \mu\text{m}$ . Der direkte Strahl (Beugungsmaximum 0-ter Ordnung durch das Objektloch) wird wegen seiner hohen Intensität durch eine Metallkugel von  $1 \text{ mm}$  Durchmesser auf dem Weg zum CCD-Sensor geblockt (vgl. Abb. 3.12 und 3.13).

#### 3.3.2. Der magnetische Kontrastmechanismus in der Fourier-Transformations-Holografie

Der elementspezifische magnetische Kontrastmechanismus der FTH mit weicher Röntgenstrahlung ist der magnetische Röntgen-Zirkular-Dichroismus (XMCD) [238–240]. Der XMCD wird in der vorliegenden Arbeit rein qualitativ bzw. für relative Kontrastvergleiche innerhalb einer Abbildung genutzt und soll hier nur kurz eingeführt werden. Dichroismus (“Zweifarbigkeit“) beschreibt bei ferromagnetischen Proben die Abhängigkeit der Absorption von der zirkularen Polarisationsausrichtung des Lichts und der Magnetisierung. Der XMCD wurde im Jahr 1987 erstmals von Schütz et al. beobachtet [63] und sehr zeitnah intensiv sowohl theoretisch [241–243], als auch in vielseitigen Anwendungen untersucht [64, 209, 244, 245].

Im Energiebereich der weichen Röntgenstrahlung<sup>9</sup> ist der Photoeffekt der primäre Absorptionsprozess von Photonen im Festkörper. Die Absorption (bzw. umgekehrt die Transmission) von Photonen (Energie  $E = \hbar\omega$ ) beim Durchdringen von Materie (Kernladungszahl  $Z$ ) wird durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben. Die transmittierte Intensität  $I$  ist abhängig von der eingestrahnten Intensität ( $I_0$ ), vom Absorptionskoeffizienten  $\mu(E, Z)$  und der durchdrungenen Schichtdicke  $d$ .

$$I(E, Z, d) = I_0 \exp(-\mu(E, Z) \cdot d) \quad (3.1)$$

Der Absorptionskoeffizient ist stark abhängig von der Kernladungszahl (proportional  $Z^4$ ) und im Wesentlichen eine monoton fallende Funktion in Abhängigkeit der Energie (prop.  $E^{-3}$ ) [213]. Bei der Röntgen-Absorptions-Spektroskopie wird der Verlauf von  $\mu(E, Z)$  jedoch elementspezifisch bei charakteristischen Energien stufenartig unterbrochen. Dabei handelt es sich um Absorptionskanten, bei denen Photonen mit ausreichender Energie kernnahe Elektronen von tief liegenden Niveaus in höher liegende freie Zustände über der Fermi-Energie anregen können.

Im Folgenden wird die Absorption von zirkular polarisiertem Licht im Zusammenhang mit der Magnetisierungsrichtung betrachtet. Der XMCD wird durch ein Zweistufen-Modell beschrieben, bei dem im ersten Schritt Elektronen angeregt werden. Im zweiten Schritt wird die Dichte freier Zustände über der Fermi-Energie analysiert. Dabei wird die Nomenklatur verwendet, dass der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in Strahlrichtung von der Quelle weg zeigt.

---

9. Zur weichen Röntgenstrahlung gehört der Energie-/Wellenlängenbereich von etwa  $30 \text{ eV} / 41,3 \text{ nm}$  bis  $3 \text{ keV} / 0,413 \text{ nm}$  [246].

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

Zusammengefasst gilt für die Bezeichnungen:

RCP: rechts zirkular pol. (pos. Helizität  $\sigma^+$ ),  $\mathbf{L}_{\text{ph}} = +\hbar$  mit  $\mathbf{L}_{\text{ph}} \uparrow\uparrow \mathbf{k}$ , Absorption:  $\Delta m_l = +1$

LCP: links zirkular pol. (neg. Helizität  $\sigma^-$ ),  $\mathbf{L}_{\text{ph}} = -\hbar$  mit  $\mathbf{L}_{\text{ph}} \downarrow\uparrow \mathbf{k}$ , Absorption:  $\Delta m_l = -1$

Hier wird der Photonen-Drehimpuls  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  auch kurz als Photonenspin bezeichnet. Ist  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  parallel (antiparallel) zu  $\mathbf{M}$  wird der Absorptionskoeffizient mit  $\mu^+$  ( $\mu^-$ ) beziffert (siehe Gl. 3.2).

Ein zirkular polarisiertes Photon kann von einem Elektronen eines kernnahen Zustands absorbiert werden, wenn aufgrund der Drehimpulserhaltung neben  $\Delta l = \pm 1$  die Auswahlregeln

$$\Delta m_l = \pm 1 \text{ und } \Delta m_s = 0$$

für Dipolübergänge erfüllt sind. Dabei bedeutet  $\Delta m_s = 0$ , dass der Spin des Elektrons erhalten bleibt.

Für den XMCD ist speziell die Betrachtung der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten wichtig. Bei der  $L_3$ - ( $L_2$ )-Kante finden die Übergänge vom  $2p_{3/2}$ - ( $2p_{1/2}$ )-Kern- zu den  $3d$ -Niveaus statt. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist das  $2p$ -Niveau in die zwei Subniveaus aufgespalten. Dies sind die  $2p_{3/2}$  ( $j = l + s$ ) und das tiefer liegende  $2p_{1/2}$  ( $j = l - s$ ) Niveau. Die Feinstrukturaufspaltung der  $2p$ -Niveaus dominiert im Folgenden das Spektrum und liegt im Bereich von 15 eV.

Bei ferromagnetischen Materialien konnte beobachtet werden, dass der Absorptionskoeffizient an den  $L_3$ - bzw.  $L_2$ -Absorptionskanten von der Polarisationsrichtung der zirkular polarisierten Photonen zur Magnetisierungsrichtung  $\mathbf{M}$  abhängig ist.

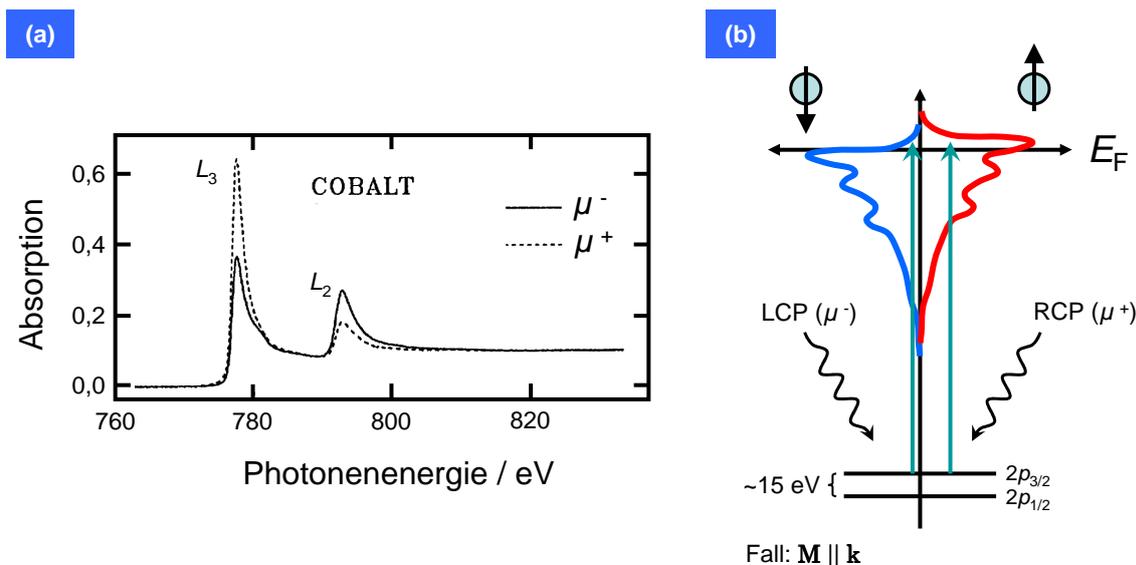
$$\mu \propto \mathbf{L}_{\text{ph}} \cdot \mathbf{M} \quad (3.2)$$

Das polarisationsabhängige Spektrum für Kobalt ist in Abbildung 3.10 (a) dargestellt [247]. Hier zeigen sich die stark erhöhten Absorptionswerte und die deutlichen Unterschiede für  $\mu^+$  und  $\mu^-$  an der  $L_3$ - und  $L_2$ -Kante. Die Wahrscheinlichkeit der einzelnen  $L_2$ - oder  $L_3$ -Übergänge wird durch die so genannten Clebsch-Gordan Koeffizienten bestimmt [248]. Hier zeigt sich, dass mit RCP- (LCP)-Photonen in der Summe mehr Elektronen des Minoritäts- (Majoritäts-) Spins angeregt werden können [210].

Mit den spin-polarisierten Elektronen wird dann die Dichte der freien Zustände oberhalb der Fermi-Energie analysiert. Bei Ferromagneten ist die Bandstruktur der beiden Spinsorten gegeneinander verschoben [249]. Die Zustandsdichte an der Fermi-Energie und somit die Anzahl freier Zustände Minoritäts- und Majoritäts-Spins sind ungleich.

In Abbildung 3.10 (b) ist die Anregung der  $2p_{3/2}$ -Elektronen und die Bandverschiebung schematisch skizziert. Beide Spin-Zustandsdichten sind auf den gegenüberliegenden Seiten der Energieachse dargestellt. Mit der RCP und LCP wird angedeutet, dass mit der jeweiligen Polarisation mehr Elektronen der einzelnen Spinsorte angeregt werden. Ohne die Bandverschiebung würde dieses Ungleichgewicht zu keinem Unterschied führen.

Der XMCD ist nun die Differenz der transmittierten Intensitäten zwischen paralleler und antiparalleler Orientierung von  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  zur Probenmagnetisierung [210]. Da die Absorption direkt proportional zur Anzahl freier Zustände ist, ist der XMCD direkt proportional zur Differenz der unbesetzten Zustände beider Spinsorten und damit zum Spin-Moment.



**Abbildung 3.10.:** Röntgen-Zirkular-Dichroismus: (a) Experimentelle Spektren von Chen et. al. [247] (Transmission bei  $45^\circ$  Lichteinfall) für die  $L$ -Absorptionskanten von Kobalt. (b) XMCD-Effekt für den Fall der  $L_3$ -Absorptionskante und  $\mathbf{M} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$  (es ist zu beachten, dass die Magnetisierung entgegengesetzt zum Majoritätsspin (gefülltes Spinband) zeigt). Die verwendeten Energien für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit sind die  $L_3$ -Absorptionskanten von Kobalt und Eisen. Diese liegen für Kobalt bei 778 eV (1,59 nm) und für Eisen bei 708 eV (1,75 nm) [244, 250].

Im Fall der  $L_3$ -Absorptionskante und einer Magnetisierungsausrichtung in Strahlrichtung, ist die Anzahl möglicher Übergänge (und die Absorption) mit positiver Helizität ( $\sigma^+$ ,  $\Delta m_l = +1$ ) höher als mit negativer Helizität ( $\sigma^-$ ,  $\Delta m_l = -1$ ) [251]. Wird die Magnetisierung umgedreht, ist die Absorption von  $\sigma^-$ -Photonen höher [247]. Dies wird am Ende dieses Abschnitts anhand von Streubildern in Abbildung 3.12 verdeutlicht.

Für beliebige Proben- bzw. Magnetisierungsorientierungen ist der Absorptionskoeffizient proportional zur Projektion von  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  auf  $\mathbf{M}$ . Daraus ergibt sich für den XMCD insgesamt eine Kosinus-Abhängigkeit vom Winkel  $\gamma$  zwischen  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  und  $\mathbf{M}$  [252] (siehe Abschnitt 4.1).

Im Einstufen-Modell wird der Röntgenabsorptionskoeffizient, als Folge eines direkten Übergangs zwischen zwei Zuständen, mit Hilfe Fermis goldener Regel (Störungstheorie 1. Ordnung) berechnet, indem das elektromagnetische Feld als zeitabhängige Störung der Probe berücksichtigt wird [210]. Dabei gilt im Bereich der weichen Röntgenstrahlung die Dipolnäherung, bei der die verwendete Wellenlänge größer sein muss als die Ausdehnung eines Atoms (Kleinatomnäherung). Der Absorptionskoeffizient ist proportional zum Betragsquadrat des zugehörigen Dipol-Übergangsmatrixelements und zur Dichte freier Endzustände. Die erlaubten Übergänge werden wie bisher durch die Auswahlregeln für Dipolübergänge eingeschränkt.

### 3.3.3. Einführung in die Streutheorie

Durchdringt Röntgenstrahlung Materie, so wird ein Teil der Photonen absorbiert und der Rest gestreut. Der Streuwirkungsquerschnitt  $\sigma^{\text{scat}}$  wird dabei durch den Real- und Imaginärteil ( $f_1(E)$  bzw.  $f_2(E)$ ) (mit  $f_2(E) < 0$  siehe Gl. 3.7) des Streufaktors  $F$  bestimmt.

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

$$F(E = \hbar\omega) = f_1(\hbar\omega) + i f_2(\hbar\omega) \quad (3.3)$$

$$\sigma^{\text{scat}}(\hbar\omega) = \sigma^e([f_1(\hbar\omega)]^2 + [f_2(\hbar\omega)]^2) \quad (3.4)$$

$\sigma^e$  ist der Thomson-Streuwirkungsquerschnitt eines freien Elektrons. Innerhalb der Dipolnäherung (aufgrund der großen Wellenlänge) kann der geradlinige differenzielle Streuwirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{\mathbf{Q}=0}^{\text{scat}} = r_0^2 |F(\hbar\omega)|^2. \quad (3.5)$$

verwendet werden, da kein Strukturfaktor bezüglich der Ladungsverteilung mit eingeht. Als konstanter Strukturfaktor gilt innerhalb der Dipolnäherung der Vorfaktor  $r_0$ , der gleich dem klassischen Elektronenradius ist. Der differenzielle Streuwirkungsquerschnitt gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon in den Raumwinkel  $\partial\Omega$  gestreut wird. Dies ist nach Gl. 3.5 proportional zum Quadrat des Streufaktors  $F$ , d.h. der Streuamplitude.

Liegt die Energie der Photonen auf einer Absorptionslinie, so handelt es sich um resonante Streuung und die Absorption sowie der Streuquerschnitt nehmen zu.

Mit den Einheitsvektoren des oszillierenden elektrischen Feldes der eingestrahlten ( $\mathbf{e}$ ) und gestreuten Photonen ( $\mathbf{e}'$ ) (senkrecht zu den Wellenvektoren  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{k}'$ ) wird der resonante Streufaktor einer magnetischen Probe durch

$$F = (\mathbf{e}' \cdot \mathbf{e})G_0 - i(\mathbf{e}' \times \mathbf{e}) \cdot \mathbf{M}G_1 + (\mathbf{e}' \cdot \mathbf{M})(\mathbf{e} \cdot \mathbf{M})G_2 \quad (3.6)$$

beschrieben [253, 254].

Die Faktoren  $G_{0,1,2}$  sind die Elemente der Dipolübergangsmatrix. Der erste Term beschreibt über  $G_0$  die magnetisierungs- und polarisationsunabhängige Wechselwirkung der Photonen mit den quasi-freien Elektronen der Probenatome.

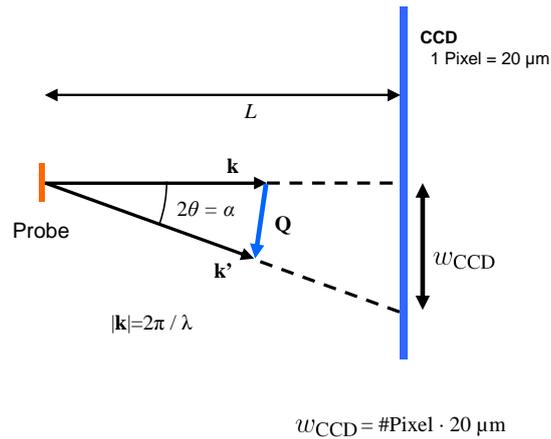
Der zweite Term ist ungerade in  $\mathbf{M}$  und beschreibt mit  $G_1$  die magnetisierungs- und zirkularpolarisationsabhängige Wechselwirkung, die sich analog zur Beschreibung des XMCD verhält. Der dritte Term in zweiter Ordnung Magnetisierung beschreibt den linearen Röntgendiffraktionschiroismus (XMLD) [255]. Dieser Effekt und folglich der Faktor  $G_2$  ist in der Regel klein im Vergleich zum XMCD [256]. Zudem ist  $\mathbf{e}$  größtenteils senkrecht zu  $\mathbf{M}$  und selbst bei einer kleinen Magnetisierungskomponente in der Ebene ist dieser Term aufgrund der zweiten Ordnung der Magnetisierung vernachlässigbar [197, 257].

Analog zum Brechungsindex wird der Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma^{\text{abs}}$  über das optische Theorem durch den imaginären Teil des Streufaktors bestimmt.

$$\text{Im}[F(\hbar\omega)] = f_2(\hbar\omega) = -\frac{1}{2r_0\lambda} \sigma^{\text{abs}}(\hbar\omega) \quad (3.7)$$

Der Imaginärteil von  $F$  (Gl. 3.6) setzt sich bei magnetischen Proben aus einem polarisationsunabhängigen ( $G_0$ ) und -abhängigen ( $G_1$ ) Teil zusammen. Der polarisationsunabhängige Teil beschreibt die generelle Absorption der Photonen durch die freien und gebundenen Ladungsträger, die darauf hin ins Kontinuum übergehen. Der polarisationsabhängige Teil steht wie besprochen im Zusammenhang mit dem XMCD-Effekt, so dass  $f_2$  vereinfacht über

### 3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie



**Abbildung 3.11.:** Zeichnung der Streu- und Beugungsgeometrie:  $\mathbf{Q}$  ist der Impulsübertrag von  $\mathbf{k}$  zu  $\mathbf{k}'$  um den Winkel  $2\theta$ ,  $L$  ist der Abstand zwischen Probe und Detektor und  $w_{\text{CCD}}$  der Abstand eines Streueignisses zum Zentrum des Streubilds. Dieser Abstand kann in Kamerapixeln gemessen werden und mit der Pixelperiode von  $w_{\text{pxl}} = 20 \mu\text{m}$  multipliziert werden.

$$f_2^\pm \simeq f_{\text{Ladung}} \pm f_{\text{XMCD}} \quad (3.8)$$

beschrieben wird [210].

Der Absorptionskoeffizient wird dann über die Dichte  $\rho$  bzw. die Avogadro-Konstante  $N_A$  und die atomare Masse  $A$  über

$$\mu_\pm(\hbar\omega) = \rho \cdot \sigma_\pm^{\text{abs}}(\hbar\omega) = \frac{N_A}{A} \frac{f_2^\pm(\hbar\omega)}{2r_0\lambda} \simeq \frac{N_A}{A} \frac{1}{2r_0\lambda} (f_{\text{Ladung}} \pm f_{\text{XMCD}}) \quad (3.9)$$

berechnet.

#### Zusammensetzung der Streuintensität des Hologramms

Die Schemazeichnung 3.11 zeigt, wie die wichtigsten Größen der Streugeometrie mit makroskopischen Abständen im Zusammenhang stehen, die fernab der Probe messbar sind. Eine charakteristische Größe für die Streuung eines Photons um einen Winkel  $2\theta$  ist der Impulsübertrag  $\mathbf{Q}$ . Der Impulsübertrag ist die Differenz zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Wellenvektor  $\mathbf{k}$  bzw.  $\mathbf{k}'$ , mit  $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| = 2\pi/\lambda$  (bei elastischer Streuung). Wird das gleichschenklige Dreieck (mit  $\alpha = 2\theta$ ) halbiert, resultiert dies in zwei rechtwinkligen Dreiecken und der Betrag von  $\mathbf{Q}$  errechnet sich zu

$$|\mathbf{Q}| = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta. \quad (3.10)$$

Die Entfernung  $w_{\text{CCD}}$  ist der Abstand eines Punktes auf dem CCD-Sensor zum Streubildzentrum, d.h. der Position des direkten Strahls. Über  $w_{\text{CCD}}$  und den Abstand  $L$  von der Probe zum Sensor, kann  $|\mathbf{Q}|$  über

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

$$|\mathbf{Q}| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\left(\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{w_{\text{CCD}}}{L}\right)\right) \quad (3.11)$$

berechnet werden. Im Bereich der Kleinwinkelstreuung ist der Sinus-Ausdruck  $\approx w_{\text{CCD}}/(2L)$  und

$$|\mathbf{Q}| = \frac{2\pi w_{\text{CCD}}}{\lambda L}. \quad (3.12)$$

Die gestreute Intensität  $I(\mathbf{Q})$  ist proportional zur Summe der lokalen Streuamplituden  $F_j$  am Ort  $\mathbf{r}_j$  [258]:

$$I(\mathbf{Q}) \propto \left| \sum_j F_j \exp(i \mathbf{Q} \mathbf{r}_j) \right|^2. \quad (3.13)$$

Das Interferenzmuster der Holografieproben (vgl. Abb. 3.1) mit einer magnetischen Schicht und weiteren unmagnetischen Materialien (Gold, Palladium, Platin und  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) setzt sich aus polarisationsabhängigen und unabhängigen Teilen zusammen.

$$I(\mathbf{Q}) \propto \left| \tilde{F}_c(\mathbf{Q}) + \tilde{M}(\mathbf{Q}) + \tilde{R}(\mathbf{Q})e^{i\alpha} \right|^2 \quad (3.14)$$

$\tilde{F}_c(\mathbf{Q})$  beschreibt die polarisationsunabhängige Streuung und gibt die Fourier-Transformation der Elektronendichte der unmagnetischen Materialien wieder (mit  $\tilde{F}_c(\mathbf{Q}) = FT\{F_c(\mathbf{r})\}$ ) wobei  $FT$  für die Fourier-Transformation steht).

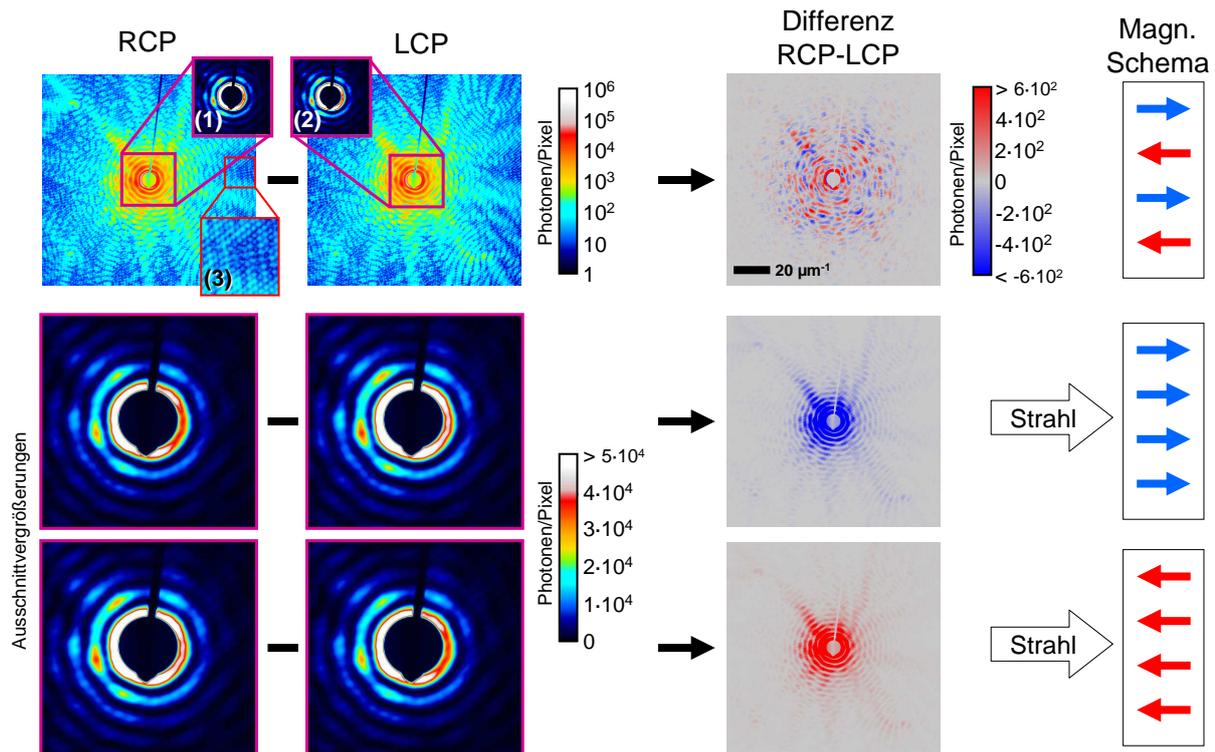
$\tilde{M}(\mathbf{Q})$  ist die resonante magnetische Streuung mit der polarisations- und magnetisierungsabhängigen Absorption und  $\tilde{R}(\mathbf{Q})$  ist der Interferenzbeitrag der Referenzstrahlquelle.  $\alpha$  beschreibt die Phase aufgrund des Gangunterschieds zwischen der gestreuten Strahlung vom Objektloch zur weiter entfernten Referenzstrahlquelle. In dieser Beschreibung wird in  $\tilde{M}(\mathbf{Q})$  nur der XMCD-Teil von Gleichung 3.8 berücksichtigt und der Ladungsanteil zu  $\tilde{F}_c(\mathbf{Q})$  hinzuge-rechnet.

#### Experimentell aufgezeichnete polarisationsabhängige Streuintensität

Um die polarisationsabhängige Streuung zu verdeutlichen, wurden in einem Experiment mit rechts und links zirkular polarisierter Strahlung Streubilder von drei unterschiedlichen Magnetisierungszuständen aufgezeichnet (Abbildung 3.12). Bei dem magnetischen Film handelte es sich um eine 8-fach Co/Pt-Multilage mit gekippter Magnetisierung, die ohne äußeres Feld in Domänen zerfällt. Die gestreute Intensität ist nur abhängig von der senkrechten Magnetisierungskomponente, die durch das äußere Feld zur Strahlrichtung ausgerichtet wird. Die Probe wurde mit Photonen der Energie 778 eV (Co  $L_3$ -Absorptionskante) bestrahlt.

In der ersten (zweiten) Spalte von Abb. 3.12 sind die Aufnahmen mit rechts (links) zirkularer Polarisation und in der dritten Spalte die Differenz (RCP–LCP) abgebildet. Die Einzelstreubilder der ersten Zeile sind mit logarithmischer Intensitätsskala (Einheit Photonen/Pixel) abgebildet, um das Interferenzmuster bis zum Rand (hohe  $\mathbf{Q}$ -Werte) zu verdeutlichen (siehe Ausschnittvergrößerung (3)).

### 3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie



**Abbildung 3.12.:** Gestreute Intensität in Abhängigkeit der Polarisations- und Magnetisierungsrichtung: Die erste/zweite Spalte zeigt die aufgezeichnete Streuintensität, bei der die Probe ( $2\ \mu\text{m}$  Objektloch mit magnetischer Co/Pt-Multilage) mit rechts/links zirkular polarisierter Strahlung (Co  $L_3$ -Absorptionskante  $778\ \text{eV}$ ) beleuchtet wurde. Die Ausschnittvergrößerungen (1) und (2) zeigen den ersten Ring des Beugungsmusters vom  $2\ \mu\text{m}$  Objektloch. In den Streubildern ist der Schatten einer  $1\ \text{mm}$  Metallkugel und des Haltedrahts zu sehen. Diese Kugel schützt den Detektor vor dem direkten Strahl. Die dritte Spalte zeigt die Differenz der zwei Streubilder einer Zeile. Die Differenzsignale sind die Folge des XMCD-Effekts. In der ersten Zeile ist die Magnetisierung in Domänen zerfallen und die Differenz zeigt ein *speckle*-Muster mit positiven und negativen Werten. In der zweiten (dritten) Zeile ist die Magnetisierung zum (entgegengesetzt) zur Strahlrichtung ausgerichtet und die Differenz zeigt überwiegend negative (positive) Werte.

Die Einzelstreubilder werden vom ringförmigen Beugungsmuster des  $2\ \mu\text{m}$  großen Objektlochs dominiert. Dies ist besonders deutlich in der späteren Abbildung 3.13 zu erkennen. Die Ausschnittvergrößerungen zeigen mit linearer Skala die Mitte des Streubildes. Hier ist der Unterschied der gestreuten Intensitäten besonders gut bei den Beugungsringen erster und zweiter Ordnung erkennbar (geöffneter bzw. geschlossener Ring mit weißer Färbung).

Um den Detektor vor Überstrahlung zu schützen, wird der direkte Strahl durch eine kleine Metallkugel blockiert, so dass in allen Streubildern der Kugelschatten zusammen mit dem des Haltedrahts im Streubild zu sehen ist.

Ohne äußeres Magnetfeld zerfällt die Magnetisierung in Domänen und die senkrechte Komponente zeigt zu annähernd gleichen Teilen in und entgegengesetzt zur Strahlrichtung. Somit ist die mittlere Absorption für beide Polarisierungen und folglich die Gesamtintensität der Streubilder gleich. Durch die Domänen entsteht jedoch für die beiden Polarisierungen im Realraum ein lokal unterschiedliches Absorptionsmuster. Dies hat zur Folge, dass auch die Streubilder  $Q$ -abhängig leichte Intensitätsunterschiede aufweisen. Die Unterschiede in den Einzelstreubildern

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

können nur bei hoher Vergrößerung und entsprechender Kontrastverstärkung verdeutlicht werden, so wie es später bei Abbildung 3.13 vorgeführt wird. Im Differenzbild entsteht durch die Intensitätsunterschiede ein deutliches charakteristisches Fleckenmuster (magnetisches *speckle-pattern*), das sowohl positive als auch negative Werte aufweist.

In der zweiten Zeile wurde die Magnetisierung während der Aufnahme durch das externe Feld in Strahlrichtung ausgerichtet. Das RCP-Streubild weist über den gesamten Q-Raum geringere Intensitäten auf als das LCP-Streubild. Die Differenz der beiden Einzelstreubilder ist folglich negativ (blauer Farbskalabereich). Wird die Magnetisierung durch ein entgegengesetztes äußeres Feld umgedreht, kehrt sich das Vorzeichen der Absorptionsabhängigkeit von Gl. 3.8 um. Als Folge zeigt die Differenz der 3. Zeile positive Werte.

In den unteren beiden Zeilen von Abbildung 3.12 zeigt sich, dass auch das Differenzstreubild von dem ringförmigen Muster des Objektlochs dominiert wird. Durch Umkehr der Polarisation ändert sich nur das Vorzeichen der magnetisierungsabhängigen Absorption. Über die Bildung der Differenz zweier Streubilder mit entgegen gesetzter Polarisation heben sich die rein polarisationsunabhängigen Produkte auf und die Differenzintensität von Gleichung 3.13 wird durch den folgenden Ausdruck beschrieben:

$$I^+(\mathbf{Q}) - I^-(\mathbf{Q}) \propto \tilde{M}(\mathbf{Q})\tilde{F}_c^*(\mathbf{Q}) + \tilde{M}^*(\mathbf{Q})\tilde{F}_c(\mathbf{Q}) + \tilde{M}(\mathbf{Q})\tilde{R}^*(\mathbf{Q})e^{i\alpha} + \tilde{M}^*(\mathbf{Q})\tilde{R}(\mathbf{Q})e^{i\alpha} \quad (3.15)$$

Komplex konjugierte Anteile sind mit (\*) gekennzeichnet. In Gleichung 3.15 zeigt sich, dass auch in der Streubildendifferenz ein Teil der ladungsabhängigen Streuung ( $\tilde{F}_c = \tilde{F}_c^*$ ) vorhanden ist und durch die Magnetisierung mit einem entsprechenden Vorzeichen versehen wird.

Nach der Fourier-Transformation der Streubildendifferenz treten die ersten beiden Teile von Gleichung 3.15 als sogenannte Autokorrelation im Zentrum der Realraumbildrekonstruktion auf.

Die beiden letzten Terme sind die Korrelation zwischen dem Objekt- und Referenzstrahl und ergeben in der Bildrekonstruktion zwei rein magnetische Abbildungen des Objektlochs, d.h. die Objektloch-Abbildung und die komplex konjugierte Abbildung [259].

Die im Hologramm gespeicherte Phaseninformation  $\alpha$  zwischen der magnetischen Information  $\tilde{M}(\mathbf{Q})$  und der Referenz  $\tilde{R}(\mathbf{Q})$  sorgt dafür, dass die Objektloch-Abbildung bei der Bildrekonstruktion von der zentralen Autokorrelation getrennt ist (siehe Abbildung 3.14).

Die Objektloch-Abbildungen sind eine Faltung ( $\otimes$ ) zwischen der Referenzstrahlform und dem Objektloch.

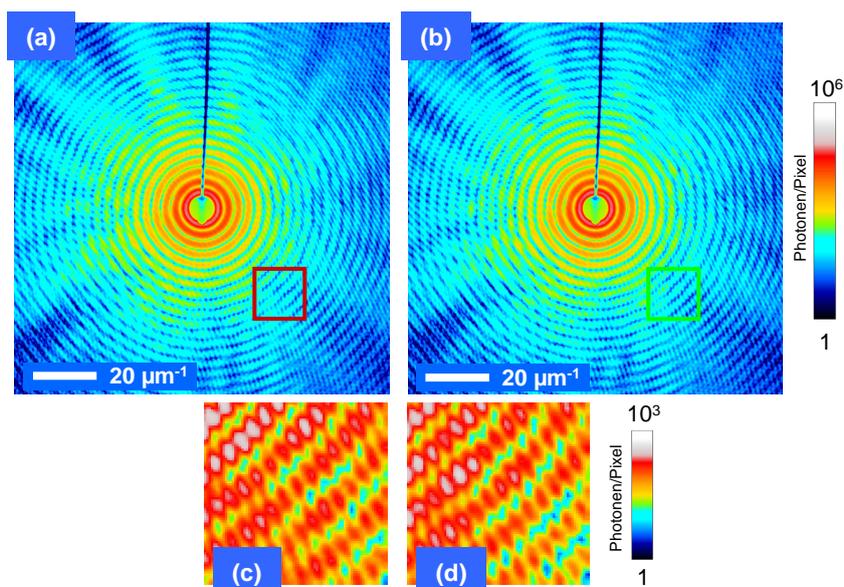
$$FT\{\tilde{M}(\mathbf{Q})\tilde{R}^*(\mathbf{Q})e^{i\alpha}\} = FT\{\tilde{M}(\mathbf{Q})\} \otimes FT\{\tilde{R}^*(\mathbf{Q})e^{i\alpha}\} \quad (3.16)$$

Da die Referenzstrahlquellen nicht unendlich klein sind, ist die erreichbare Auflösung der Rekonstruktion im Realraum immer durch den strukturierten Durchmesser des Referenzstrahlkanals limitiert.

#### 3.3.4. Hologrammaufzeichnung, Differenzhologramm und Bildrekonstruktion

Die FTH zeichnet sich bei den linsenlosen Abbildungstechniken besonders durch ihre einfache Bildrekonstruktion aus. Die wesentlichen Schritte der Realbildrekonstruktion, speziell für

### 3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie



**Abbildung 3.13.:** Hologramme zu (a) RCP und (b) LCP Röntgenstrahlung mit 778 eV: Die beiden Hologramme werden von dem Beugungsmuster des kreisrunden  $2\ \mu\text{m}$  Objektlochs dominiert. Die Magnetisierung der Co/Pt-Multilage ist in Domänen zerfallen, so dass die integrierte Streuintensität der beiden Hologramme annähernd identisch ist. Innerhalb der Hologramme ist die lokale Intensität abhängig von der Polarisation. Die Vergrößerungen (c) und (d) (gleiche Kontrastverstärkung) weisen im Detail klare Unterschiede auf, die im Anschluss Differenzsignale hervorbringen (Abb. 3.14 (a)).

magnetische Abbildungen, sind die Bildung des Differenzhologramms aus den zwei Einzelstreubildern mit entgegengesetzter Helizität und einer anschließenden Fourier-Transformation. Diese beiden Vorgänge sind von der Reihenfolge her vertauschbar.

Abbildung 3.13 zeigt in (a) und (b) die zentralen Ausschnitte von zwei aufgezeichneten Hologrammen mit positiver und negativer Helizität einer Multidomänen-(Co/Pt)<sub>8</sub>-Multilage. Die Optikmaske besteht aus einem  $2\ \mu\text{m}$  Objektloch mit fünf Referenzstrahlkanälen mit unterschiedlichen Durchmessern. Für die Hologrammaufzeichnung wird in dieser Arbeit (bis auf wenige Ausnahmen) die Photonenenergie der Co  $L_3$ -Absorptionskante von 778 eV (Wellenlänge 1,59 nm) genutzt. Für je ein Hologramm werden bis zu 100 Einzelaufnahmen mit je ungefähr 1 Sekunde Belichtungszeit numerisch aufsummiert.

Die Beugungsbedingung für kreisförmige Öffnungen mit dem Durchmesser  $D_{\text{OL}}$  gibt vor, dass die Radien der Ringe mit minimaler Intensität  $k$ -ter Ordnung ( $R_{\text{min},k}$ ) durch die Minima der Bessel-Funktion (Zylinderfunktion erster Art) vorgegeben sind und bei

$$\sin \alpha_{\text{min},k} = 2x_k \lambda / D_{\text{OL}}$$

liegen [260]. Für die ersten vier Ordnungen ist  $x_1 = 0,6098$ ,  $x_2 = 1,117$ ,  $x_3 = 1,619$ . und  $x_4 = 2,121$ . Im Bereich der Kleinwinkelstreuung ist  $\sin \alpha = R_{\text{min},k} / L$  und

$$D_{\text{OL}} = 2x_k \lambda L / R_{\text{min},k}. \quad (3.17)$$

Mit einem  $R_{\text{min},k=2}$  von  $(710 \pm 10)\ \mu\text{m}$  und  $L = 405\ \text{cm}$  errechnet sich ein Objektlochdurchmesser von  $(1,99 \pm 0,03)\ \mu\text{m}$ .

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

In beiden kontrastverstärkten Vergrößerungen (Abb. 3.13 (c) und (d)) ist der identische Ausschnitt des Sensors zu sehen. Die kurzwelligen Intensitätsmuster sind die Interferenzmuster der Referenzstrahler, die im Realraum die am weitesten separierten Streuer darstellen. In den Ausschnittvergrößerungen ist erkennbar, dass es durch die magnetische Streuung polarisationsabhängig zu lokalen Intensitätsunterschieden kommt.

Die Differenz der beiden Streubilder von Abbildung 3.13 (a) und (b) ist in Abbildung 3.14 (a) dargestellt. Das Differenzhologramm (auch als magnetisches Hologramm bezeichnet) zeigt bis auf die konzentrische Anordnung der Intensitätsverteilung wenige Gemeinsamkeiten mit den Einzelhologrammen. Während die Intensitätswerte in den Einzelhologrammen alle positiv sind, kommt es beim Differenzhologramm zu positiven (rot) und negativen Intensitätswerten (blau). Dies ist nach Abbildung 3.12 ein Hinweis auf einen Multidomänenzustand.

Abbildung 3.14 (b) zeigt den Realteil der Fourier-Transformation<sup>10</sup> vom Differenzhologramm (a).

Abbildung 3.14 (c) zeigt die zentrale Ausschnittvergrößerung. In der Mitte des Bildes erscheint die Autokorrelation. Dies sind die Kreuzkorrelationen aller Punkte eines jeden Objekts untereinander. Die Autokorrelation ist 2-mal so groß wie das größte Objekte der Probe (hier ist dies das Objektloch). Um die Autokorrelation befinden sich paarweise die beiden Ordnungen der Korrelationen des Objektlochs mit dem jeweiligen Referenzstrahler.

Eine Referenz/Objektloch-Kreuzkorrelation wird im weiteren Verlauf als Objektloch-Abbildung (kurz OL-Abbildung) bezeichnet. Die OL-Abbildungen zeigen jeweils die Domänenstruktur der Co/Pt-Multilage als Schwarz/Weiß-Domänenkontrast. Bei der Aufzeichnung der beiden Hologramme wird stets mit positiver Helizität (rechts zirkular) begonnen. Die Magnetisierung der schwarzen Domänen (höhere Absorption bei der ersten Hologrammaufzeichnung) zeigt parallel zur Strahlrichtung, während die Magnetisierung der weißen Domänen antiparallel zur Strahlrichtung orientiert ist.

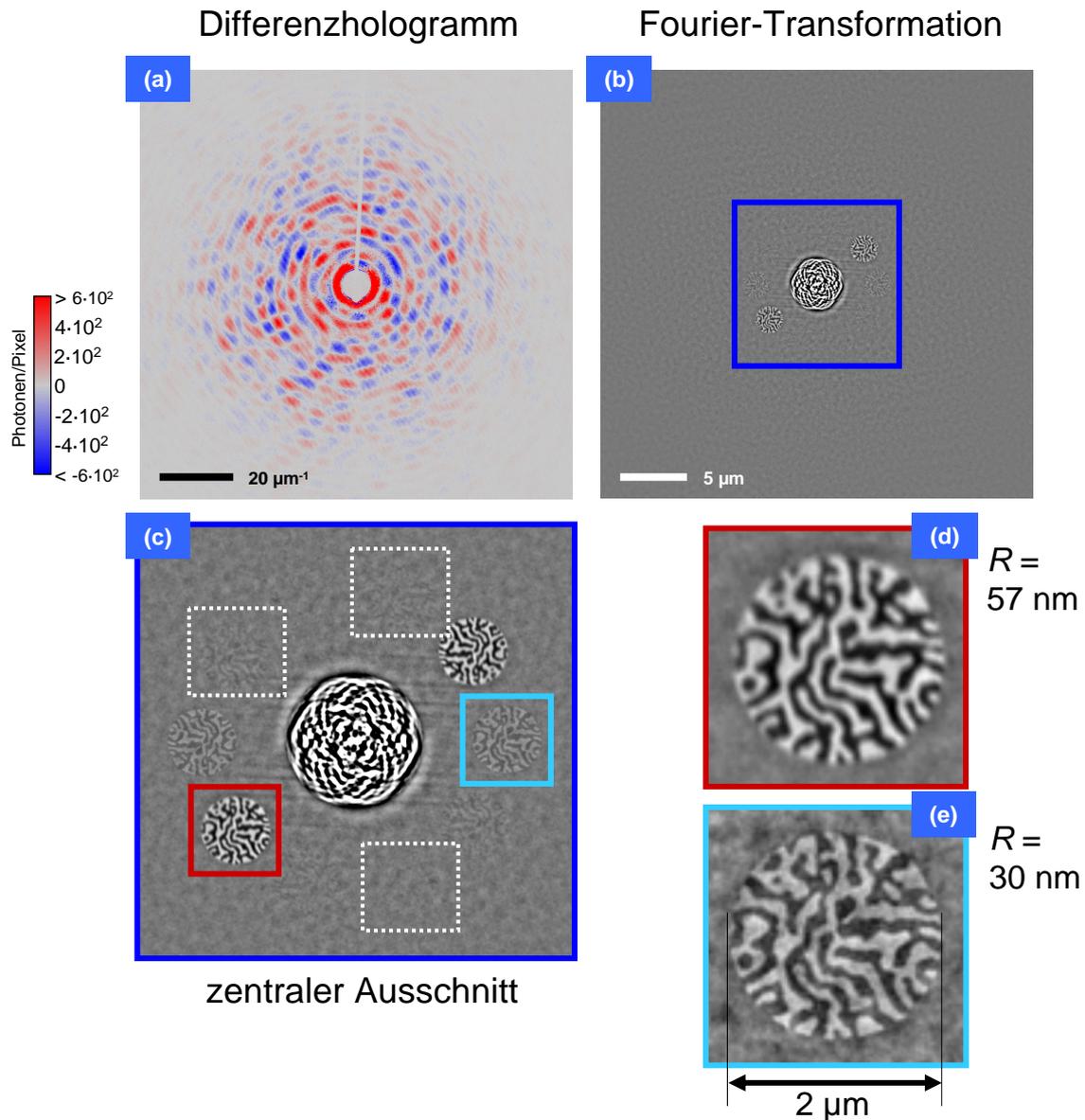
Wie bei der Probenherstellung erwähnt, sollte der Abstand zwischen Referenz und Objektloch so gewählt werden, dass sich die Objektloch-Abbildungen in der Rekonstruktion nicht mit der zentralen Autokorrelation überlappen. Dies erfordert einen Abstand von mehr als dem 1,5-fachen des Objektlochdurchmessers. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben wurde ein Mindestabstand von 4,5  $\mu\text{m}$  gewählt.

Die Intensität und die maximale Ortsauflösung der Objektloch-Abbildungen werden wie erwähnt durch den Durchmesser der Referenzstrahlkanäle bestimmt. Ein großer Durchmesser ergibt eine kontrastreiche Objektloch-Abbildung. Aufgrund der Faltung der Ausdehnung des Referenzstrahlers mit den Details des Objektlochs (Gleichung 3.16) haben diese Abbildungen aber eine niedrigere Ortsauflösung. Ein Referenzstrahlkanal mit einem geringeren Durchmesser ergibt eine höhere Ortsauflösung bei einer kontrastärmeren Objektloch-Abbildung. Mehrere Referenzstrahlkanäle mit unterschiedlichen Durchmessern haben den Vorteil, dass bei jeder Rekonstruktion einer Aufnahme simultan Objektloch-Abbildungen mit hohem Signal/Kontrast (großer Durchmesser) und weitere mit hoher Ortsauflösung (kleiner Durchmesser) vorhanden sind.

Bei dem hier präsentierten Beispiel wurden fünf Referenzstrahlkanäle mit unterschiedlicher

---

10. Die verwendeten Programmroutinen für das Laden der Hologramme, Differenzberechnung und FFT-Bildrekonstruktion wurden von L.-M. Stadler (DESY Hamburg), R. Frömter, C. Menk (Universität Hamburg) und C. Tieg (ESRF Grenoble) programmiert.



**Abbildung 3.14.:** Differenzhologramm und Rekonstruktion des Domänenbildes: In (a) ist das Differenzhologramm der Einzelhologramme von Abb. 3.13 abgebildet, (b) zeigt den Realteil der Fourier-Transformation und (c) die zentrale Ausschnittvergrößerung der Rekonstruktion. Die Ausschnitte (d) und (e) zeigen die Referenz-Objektloch-Korrelation (OL-Abbildungen) mit einer Ortsauflösung  $R$  von (d) 57 nm und (e) 30 nm.

### 3. Grundlagen und experimentelle Einführung in die FT-Holografie

Punktosis strukturiert, so dass die Nadellöcher verschieden stark aufgeweitet sind (siehe Abbildung 3.7). In der Rekonstruktion (Abbildung 3.14 (c)) wurde der Bereich der zu erwartenden Objektloch-Abbildungen markiert (eine gemeinsame Ausrichtung/Ordnung). In 4 der 5 Markierungen ist der Domänenkontrast mit unterschiedlicher Intensität zu erkennen. Neben den farblich markierten Objektloch-Abbildungen ist noch in den Rahmen oben/rechts und oben/links ein leichter Domänenkontrast auszumachen. Die Punktosis für die FIB-Strukturierung des Referenzstrahlkanals für eine Objektloch-Abbildung unten/rechts war nicht ausreichend, um durch die Deckschicht zu dringen.

Die farbig umrandeten Ausschnittvergrößerungen zeigen die kontraststärkste Abbildung mit einer (80/20)-Domänenkontrast-Auflösung von 57 nm (Abb 3.14 (d)) und die Objektloch-Abbildung zu dem nächst kleineren Referenzstrahlloch mit einem kontrastärmeren Domänenbild bei einer höheren Auflösung von etwa 30 nm (vgl. Abbildung 3.14 (e)). Die Kontraste skalieren mit  $1:(4 \pm 0,05)$  quadratisch mit der Auflösung.

Die Quellform der Referenzstrahler kann in guter Näherung als eine Kreisscheibe mit homogen leuchtender Fläche angesehen werden. Für die Auflösungsbestimmung muss ein scharfer Kontrastübergang ausgewertet werden, wobei die Übergangswerte kleiner sein muss als die Quellgröße. In den Domänenmustern sind die Domänenwände mit einer Wandbreite von ca. 10 - 20 nm [261] geeignete Objekte für die Auflösungsbestimmung.

Aufgrund des Faltungstheorems und der genau begrenzten Quellgröße liegt zwischen Beginn und Ende eines Signalanstiegs genau der Referenzquellen- bzw. Referenzstrahlloch-Durchmesser.

Die bewertete (80/20)-Auflösung der Objektloch-Abbildungen wird in Analogie zu der Auflösungsbestimmung einer REM-Aufnahme durchgeführt, bei der ein gauss-förmiges Strahlenprofil über eine Stufenkante gerastert wird. Das entstehende Linienprofil der Elektronenausbeute wird durch eine Fehler- (erf)-Funktion angeglichen und die Übergangswerte von 20 auf 80% des Signalanstiegs bestimmt. Die Fehlerfunktion ist auch für die OL-Abbildungen mit einer Kreisscheiben-Quellform eine geeignete Anpassungsfunktion, da auch hier die Kontrastübergänge eine S-Form aufweisen. Die ermittelten Auflösungen geben aufgrund der 20 zu 80% Auswertung stets etwa den halben (50 - 60%) Referenzstrahl-Lochdurchmesser wieder.

In Ref. [197] wurde gezeigt, wie durch grafische Filter, angewendet auf das Zentrum des Hologramms, störende Artefakte in der Rekonstruktion vermindert werden können, die durch den Schatten der Kugel und des Haltedrahts hervorgerufen werden. Diese Hologrammaufbereitungen werden in der Regel bei der Bildrekonstruktion angewendet.

#### 3.3.5. Sichtfeld und maximale Auflösung im Realraum

Bei einer Realraumabbildung ist die Auflösung durch die Pixeldichte des Sensors limitiert und die Sensorgröße gibt das Sichtfeld vor. Bei linsenlosen Abbildungen wie der Holographie, die über den Fourier-Raum (Q-Raum) abbilden, ist dies genau umgekehrt. Hier ist das Sichtfeld dadurch begrenzt, wie gut die Feinheiten des Streubildes durch eine möglichst hohe Pixeldichte aufgezeichnet werden (kleinste Ortsfrequenz). Die erreichbare Auflösung ist durch die größte Ortsfrequenz vorgegeben, die mit der Sensorgröße aufgezeichnet werden kann. Dies soll hier im Rahmen der Kleinwinkelstreuung kurz diskutiert werden.

Der Abstand des CCD-Sensors von der Probe ( $L$ ), die Wellenlänge und die Pixeldichte ( $1/w_{\text{pxl}}$ ) geben das Sichtfeld der Bildrekonstruktion vor. Das Sichtfeld ( $D_{\text{max}}$ ) begrenzt die maximal

### 3.3. Magnetische Abbildung mittels Fourier-Transformations-Holografie

rekonstruierbare Korrelation (Abstand) zwischen zwei Streuern und ist demnach die Distanz vom Mittelpunkt bis zum Rand der Rekonstruktion (halbe Bildbreite von Abb. 3.14 (b)). Dieser maximale Abstand zwischen zwei Streuern kann mit dem Modell der Beugung am Doppelspalt berechnet werden. Die Intensitätsmaxima  $k$ -ter Ordnung des Doppelspalt-Interferenzmusters (oder auch von dem eines periodischen Gitters) unterliegen der Beugungsbedingung

$$\sin \alpha_{\max} = \pm k \frac{D}{\lambda} \quad (3.18)$$

wobei  $D$  der Realraum-Abstand (bzw. die Periode) der Strukturen ist.

Um diese Ortsfrequenz aufzeichnen zu können, darf der Abstand zweier Intensitätsmaxima im  $Q$ -Raum nicht weniger als 2 Sensorpixel betragen. Ein solches Beugungsmuster stammt von Strukturen mit einem Realraum-Abstand (Kleinwinkelstreuung Gl. 3.12)

$$D_{\max} = \frac{\lambda L}{2 w_{\text{pxl}}} = \frac{\lambda L}{0,04 \text{ mm}}. \quad (3.19)$$

Bei der verwendeten Wellenlänge von 1,59 nm und einem eingestellten Sensorabstand  $L$  von 405 mm (350 mm) hat die Rekonstruktion ein  $D_{\max}$  von 16  $\mu\text{m}$  (14  $\mu\text{m}$ ).

Die maximal erreichbare Auflösung  $R$  ist gleich der Pixelgröße der Rekonstruktion und wird wie angesprochen durch die größte Ortsfrequenz begrenzt. Mit der Gesamtpixelzahl  $N$  ist diese größte Ortsfrequenz um den Faktor  $N/2$  größer als die des Sichtfeldes. Der Sensor hat eine Gesamtpixelzahl von  $N = 1300$  Pixel. In diesem Fall ist

$$R = D_{\min} = \frac{D_{\max}}{N/2} = \frac{\lambda L}{26 \text{ mm}}. \quad (3.20)$$

Mit  $L = 405$  mm (350 mm) ist die Pixelgröße (maximal erreichbare Auflösung)  $R = 25$  nm (21 nm).

Bei unveränderter Detektorgröße und Wellenlänge wird die derzeitige Höchstauflösung von Zonenplatten ( $R = 15$  nm) bei einem Kameraabstand von unter 270 mm erreicht ( $R = 10$  nm bei  $L = 180$  mm). Die Voraussetzung für eine hohe Auflösung sind neben ausreichender Kohärenz ein entsprechend kleines Referenzstrahlloch oder die erfolgreiche Anwendung der Phasen-Rückgewinnungs-Methoden [262].

## 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie

Die Untersuchungen mit Fourier-Transformations-Holografie beschränkten sich bisher auf Systeme mit senkrechter leichter Magnetisierungsrichtung [100,195,196]. Zudem konnte aufgrund der festen Verbindung zwischen Optik und Objekt nur eine vorbestimmte Fläche mit einem Durchmesser von ungefähr  $2\ \mu\text{m}$  untersucht werden.

In diesem Kapitel werden zwei Weiterentwicklungen der Fourier-Transformations-Holografie vorgestellt. Zum einen wird in Abschnitt 4.1 die Abbildung einer in der Ebene liegenden Magnetisierungsverteilung vorgestellt. Zum anderen wird in Abschnitt 4.2 die Erweiterung der FTH zu einem Holografiemikroskop präsentiert, bei dem jeder Punkt einer Objektmembran über eine Hologrammaufzeichnung abgebildet werden kann.

### 4.1. Untersuchungen von Magnetisierungskomponenten in der Ebene

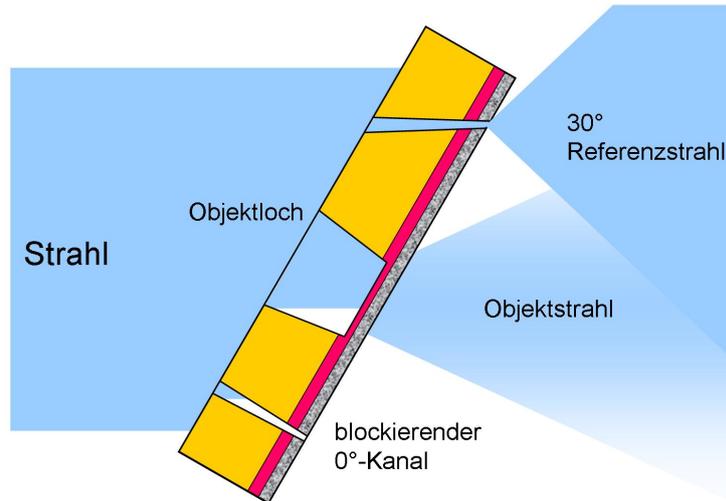
Die magnetische Abbildung über FTH konzentrierte sich bisher nur auf die senkrechte Magnetisierungskomponente. Deren Verteilung im Realraum kann nach der Hologrammaufzeichnung rekonstruiert werden. Mit senkrechtem Lichteinfall ist die Absorption der zirkular polarisierten Röntgenstrahlung proportional zur Magnetisierungskomponente parallel oder antiparallel zur Oberflächennormalen.

In diesem Abschnitt werden Experimente und Ergebnisse präsentiert, in denen erstmals gezeigt wird, dass es mittels FTH möglich ist, die Domänenstruktur einer in der Ebene liegenden Magnetisierung aufzuzeichnen. Abschnitt 4.1.1 und 4.1.2 zeigen die Modifikation der Probengeometrie und Voruntersuchungen für die Neigung der FTH-Probe zum Röntgenstrahl. Abschnitt 4.1.3 zeigt die erstmalige magnetische FTH-Abbildung einer  $2 \times 2\ \mu\text{m}^2$  Quadratstruktur aus 20 nm Co, bei der die leichte Magnetisierungsrichtung in der Ebene liegt. Zu diesem Zweck wurde eine speziell präparierte Probe bei der Hologrammaufzeichnung um  $30^\circ$  geneigt, so dass die Projektion der Magnetisierung auf den Polarisationsvektor der Photonen ausreichend hoch ist.

#### 4.1.1. Modifikation der Optikmasken-Struktur für FTH bei geneigter Probe

Von der Abbildung mit Röntgenmikroskopen ist bekannt, dass eine der Magnetisierungskomponenten innerhalb der Ebene aufgenommen werden kann, wenn die Probe zum Röntgenstrahl geneigt wird [17,210]. Über die Abbildung einer Magnetisierungsverteilung in der Ebene mittels FTH wurde bisher nicht berichtet.

#### 4.1. Untersuchungen von Magnetisierungskomponenten in der Ebene



**Abbildung 4.1.:** Schematische Zeichnung für FTH mit geneigter Probe: Senkrecht zur Oberfläche strukturierte Referenzstrahlkanäle blockieren den Primärstrahl komplett, so dass ein geneigter Kanal nötig ist, um bei einer Probenneigung eine Referenzwelle zu formen. Mit der Neigung der Probe nimmt die Projektion einer komplanaren Magnetisierung auf die Polarisation der Photonen zu und es ist möglich, einen magnetischen Kontrast von Systemen mit leichter Magnetisierungsrichtung in der Ebene über den XMCD-Effekt aufzuzeichnen.

Die Höhe des XMCD-Effekts (Signal- bzw. Kontraststärke  $S_{\text{XMCD}}$ ) ist proportional zum Kosinus vom Winkel  $\gamma$  zwischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und dem Polarisationsvektor  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$  [210] (d.h. prop. zur Projektion von  $\mathbf{M}$  auf  $\mathbf{L}_{\text{ph}}$ , vgl. Abschnitt 3.3.2).

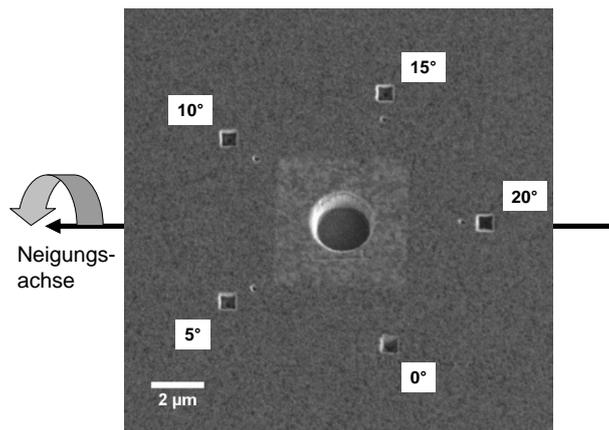
$$I^{\uparrow\uparrow} + I^{\uparrow\downarrow} = S_{\text{XMCD}} \propto \cos \gamma \quad (4.1)$$

Bei einer Magnetisierungsverteilung in der Ebene ist das Signal durch den Neigungswinkel der Probe zum Strahl  $\eta$  (Winkel zwischen Wellenvektor  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{L}_{\text{ph}}$  und der Proben-Oberflächennormale  $\mathbf{n}$ ) und dem Winkel der Magnetisierung  $\varphi$  in der Probenebene gegeben.

$$S_{\text{XMCD}} = S_{\text{XMCD,max}} \cdot \cos \eta \cdot \cos \varphi \quad (4.2)$$

$\varphi$  ist der Rotationswinkel zur Ebene, die durch  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{n}$  aufgespannt wird. Mit Neigungen von  $\eta = 25^\circ$  bis  $30^\circ$  lassen sich somit magnetische Teilsignale von 42 bis 50% des Sättigungssignals (zum Strahl ausgerichtete Magnetisierung) erreichen. Das Signal einer senkrechten Magnetisierung sinkt indes auf 91% bzw. 87% ab.

Um die Probe zum Röntgenstrahl zu neigen, sind senkrecht orientierte Referenzstrahlkanäle nicht geeignet. Die Orientierung der Nadellöcher muss der späteren Neigung der Probe angepasst werden. Die schematische Zeichnung von Abbildung 4.1 zeigt, wie zwei unterschiedlich geneigte Referenzstrahlkanäle bei einer Probenneigung einen Referenzstrahl formen oder blockieren. Um den geraden Durchgang des Lichts durch einen Referenzstrahlkanal (kurz RS-Kanal) nicht zu blockieren, muss eine FTH Probe für eine Neigung der Probe zum Strahl also nur leicht modifiziert werden.



**Abbildung 4.2.:** FIB-Aufnahme (unter 20° von der Deckschichtseite) der strukturierten FTH Probe mit zur Oberflächennormalen geneigten Referenzstrahlkanälen

Das Objektloch wird wie bisher senkrecht in die Goldschicht strukturiert. Dabei ist aber zu erwarten, dass es bei Neigung der Probe zu Abschattungen der Objektlochfläche kommt. Die Abschattung liegt bei den verwendeten Deckschichten von 1,4 µm, den 30° Probenneigung und der Form der Objektlochwände bei etwa 600 nm. Durch eine spezielle FIB-Strukturierung könnte dieser Abschattung vorgebeugt werden. Im Vergleich zum senkrechten Einfall vergrößert sich bei 30° Neigung die effektive Schichtdicke in Strahlrichtung auf 115% (1,6 µm).

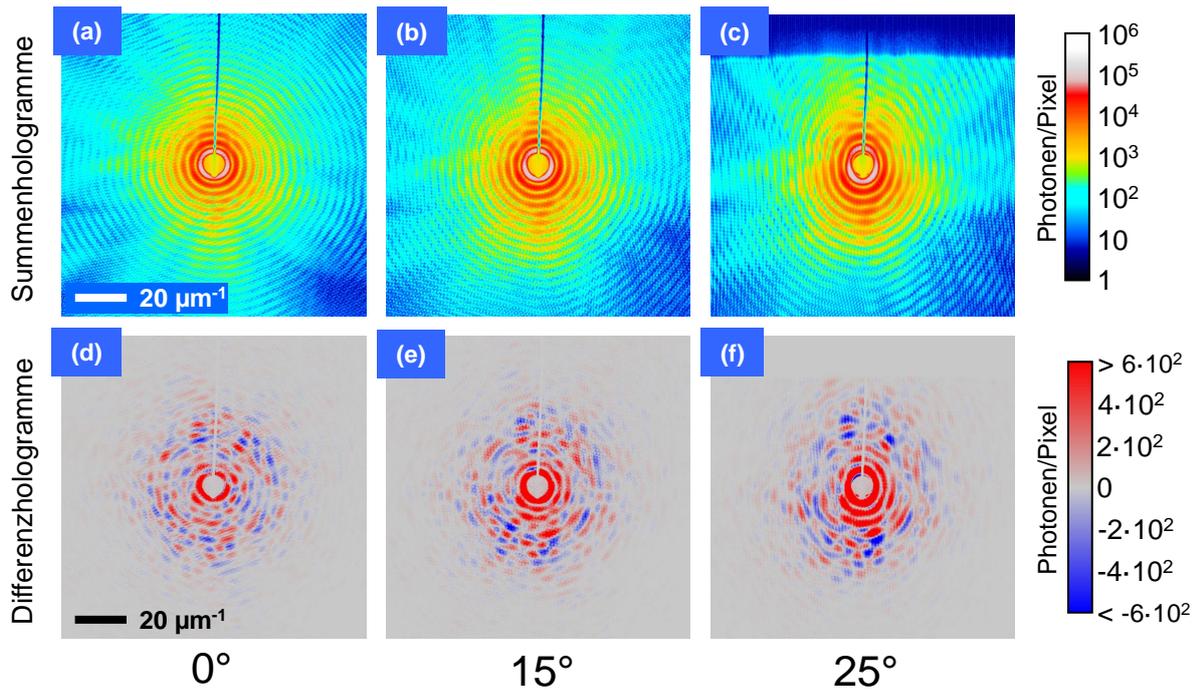
Für einen Referenzstrahl ist ein schmales geradliniges Nadelloch durch die Goldschicht nötig. Die RS-Kanäle (siehe Abbildung 3.7) haben im Vergleich zum Objektloch ein viel höheres Aspektverhältnis von etwa 1/10 bis zu 1/50 zwischen Durchmesser und Kanallänge. Bei einer zu starken Neigung kann trotz eines gewissen Öffnungswinkels ( $\pm 6^\circ$  vgl. Abb. 3.7) kein Licht senkrecht in die Probe strukturierten RS-Kanal passieren (siehe Abbildung 4.1 unten). Für einen geradlinigen Durchgang sollte also mindestens ein RS-Kanal mit dem entsprechenden Neigungswinkel der Probe bei der Hologrammaufzeichnung strukturiert werden.

Der einfallende Röntgenstrahl wird infolgedessen korrekt zu einem Objekt- und Referenzstrahl geformt. So kann wie bisher ein Hologramm aufgezeichnet werden und die FTH Geometrie bleibt weitgehend erhalten. Mit einer genügenden Projektion der in der Ebene liegenden Magnetisierung auf die Polarisationsrichtung sollte es dann möglich sein, durch den XMCD-Effekt einen magnetischen Kontrast zu erreichen.

#### 4.1.2. Abbildung der senkrechten Magnetisierung einer Co/Pt Multilage bei geneigter modifizierter FTH Probe

Wie bereits erwähnt sinkt das Signal einer senkrecht magnetisierten Co/Pt-Multilage, bei einer Neigung von  $\eta = 25^\circ$  nur um etwa 9%. Damit sind Co/Pt-Multilagen mit ihrer nanoskaligen senkrechten Domänenstruktur ideal dafür geeignet, den Intensitätsverlauf der OL-Abbildungen in Abhängigkeit der Probenneigung mit hoher Ortsauflösung zu untersuchen. Dabei verändert sich das magnetische Signal nur gering.

Die Magnetisierung der untersuchten Probe hat jedoch eine gekippte leichte Richtung der Ma-



**Abbildung 4.3.:** Zentrale Ausschnittvergrößerungen der (a-c) Summen- und (d-f) Differenzhologramme bei (a,d) 0°, (b,e) 15° und (c,f) 25° Probenneigung (Projektion der Neigungsachse ist waagrecht im Bild). Die Differenzsignale sind auch bei der Probenneigung annähernd gleichbleibend hoch. Die Beugungsbilder werden in Y-Richtung gestreckt, da die Objektlochfläche von den Lochrändern überschattet wird.

gnetisierung. Die Magnetisierungskomponente in der Ebene ist in der Regel gleichmäßig verteilt, so dass die hier vorgestellten Ergebnisse nicht deutlich beeinflusst wurden. Selbst bei einem Winkel von 25° dominiert die senkrechte Komponente die magnetischen Signale.

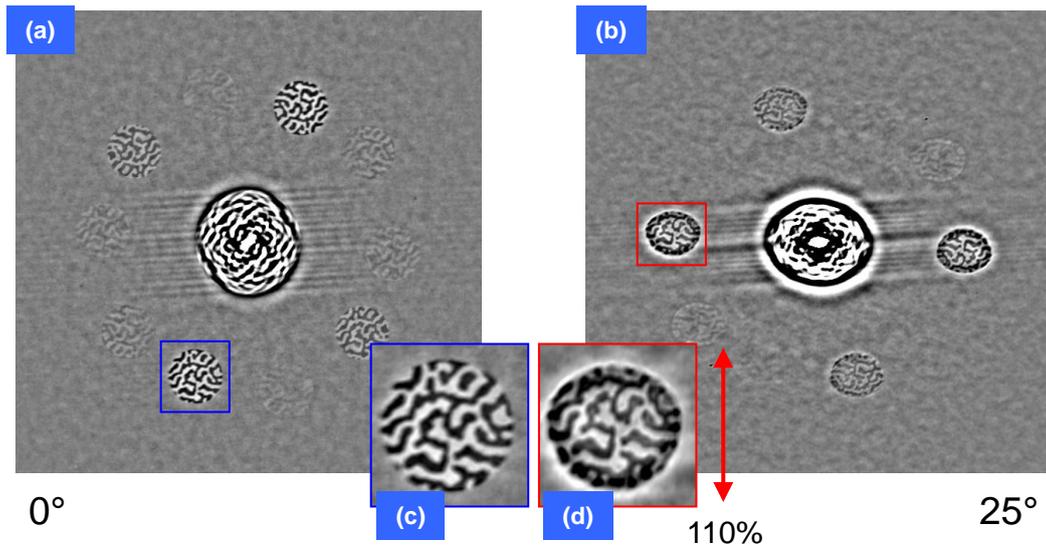
Abbildung 4.2 zeigt die geneigte FIB-Aufnahme der präparierten Probe direkt nach der Strukturierung von 5 unterschiedlich geneigten Referenzstrahlkanälen (0°, 5°, 10°, 15° und 20°) von der Deckschichtseite aus. Das Objektloch und die Co/Pt-Multilage wurden vorher wie in Abschnitt 3.2 besprochen strukturiert bzw. aufgedampft. Die deutlichen quadratischen Strukturen um das Objektloch sind erneut Vorvertiefungen, um zu garantieren, dass die Referenzstrahlkanäle auf der anderen Seite austreten.

## Hologrammaufzeichnung

Für diese Untersuchungen wurde die Probenbühne des Holografieaufbaus der ID08 des ESRF (Abbildung 3.9) um eine Neigungsrotation erweitert.

Unter Verwendung der FTH-Probe von Abbildung 4.2 wurden Hologramme aufgezeichnet, während die Probe in unterschiedlichen Winkeln zum Strahl geneigt war. Abbildung 4.3 zeigt zentrale Ausschnitte von Summen- und Differenzhologrammen, bei einer Neigung von (a) 0°, (b) 15° und (c) 25°. Die Neigungsachse liegt waagrecht in der Mitte der Hologramme. Bei einer Neigung von 25° wurde bereits ein Teil der gestreuten Strahlung vom Probenhalter blockiert (siehe (c) und (f) oben).

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie



**Abbildung 4.4.:** Differenzbild-Rekonstruktion der Hologramme zu Abbildung 4.3 (d) und (f) mit einer Probenneigung von (a) 0° und (b) 25°: Die Domänenmuster der magnetischen OL-Abbildungen sind weitgehend identisch. Der Einsatz (d) zeigt die Domänenstruktur bei 25° Probenneigung, bei der die OL-Abbildung auf 110% gestreckt um die Neigungsstauchung zu korrigieren.

Die Differenzhologramme zeigen alle deutliche magnetische Differenzsignale mit einem Fleckenmuster, das auf einen gleichmäßigen Domänenzerfall schließen lässt.

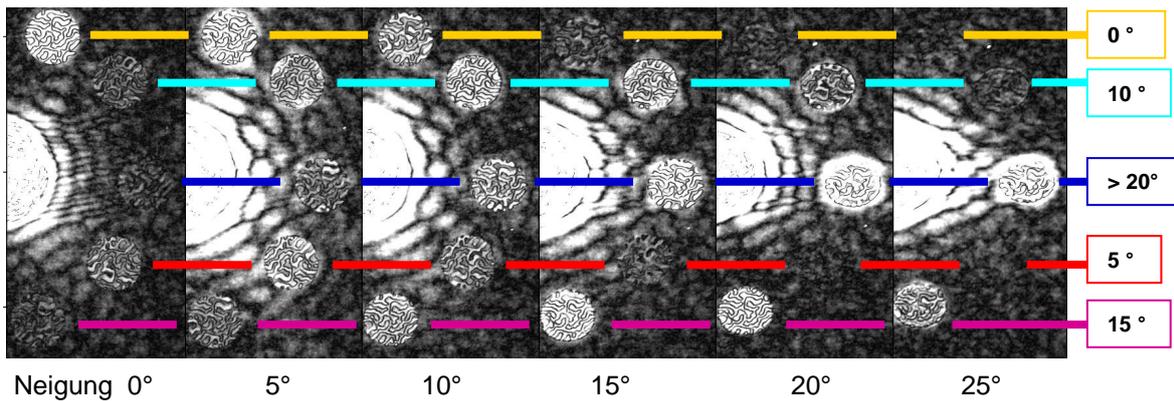
Beim Neigen der Probe zeigt sich in Abbildung 4.3 (b) und (c) eine deutliche Verformung der konzentrischen Beugungsringe hin zu Ellipsen, da die Ober- und Unterkante des 2  $\mu\text{m}$  Objektlochs den freien Strahldurchgang immer weiter überschatten. Während sich der Lichtpunkt einer (makroskopischen) Kreisblende bei einer Neigung verschmälert, wird das Beugungsmuster im reziproken Raum gestreckt, da die beugende Öffnung in Strahlrichtung immer schmaler wird.

Die klaren kurzwelligigen Details (wie die der Ausschnittvergrößerungen von Abb. 3.13), welche durch die Interferenz der Referenzstrahlen zustande kommen, wechseln je nach Neigungswinkel ihr Muster. Dies ist ein Hinweis darauf, dass bei zunehmender Neigung unterschiedlich viel Intensität von den einzelnen Referenzstrahlpositionen ausgeht.

### Rekonstruktion und neigungsabhängige Intensität

Abbildung 4.4 zeigt bei (a) 0° und (b) 25° Probenneigung die Rekonstruktionen der Differenzhologramme von Abbildung 4.3. Bei Abbildung 4.4 (b) ist der Einfluss der Neigung deutlich an der Stauchung des Domänenmusters bzw. der Verformung der OL-Abbildung zu erkennen. Die elliptische Verformung kann über eine Streckung der rekonstruierten Pixel mit  $1/\cos(\eta_{\text{Neigung}})$  korrigiert werden (siehe Ausschnittvergrößerung). Das so erhaltene Domänenmuster von (d) stimmt mit dem von Abbildung (c) überein. Dabei muss die OL-Abbildung unten/links in (a) mit der mitte/links in (b) verglichen werden, da diese beiden zu derselben Rekonstruktionsordnung (komplex oder komplex konjugiert) gehören.

Der Vergleich der beiden Rekonstruktionen zeigt deutlich, dass je nach Probenneigung die OL-Abbildungen unterschiedlich kontrastreich bzw. gar nicht zu sehen sind. Dies verdeutlicht den



**Abbildung 4.5.:** Entwicklung der Differenzbildrekonstruktionen (Absolutbetragsdarstellung) in Abhängigkeit der Probenneigung: Die Neigungswinkel der Referenzstrahlkanäle sind über die Serie angegeben. Die Serie zeigt, dass z.B. die OL-Abbildungshelligkeit zu 10° Kanalneigung mit der Kanal-Röntgenstrahl-Fehlorientierung erst zu und dann wieder abnimmt.

Einfluss der unterschiedlichen Ausrichtung der einzelnen Referenzstrahlkanäle, durch die je nach Neigung viel, wenig oder gar keine Strahlung hindurch kommt.

Dies lässt sich besonders gut verdeutlichen, wenn ein Hologramm rekonstruiert und nur der Betrag des Magnetisierungssignals, also nicht das Vorzeichen, berücksichtigt wird. In dieser Darstellung werden die Domänenwände (inkl. dem sonst grauen Maskenbereich) als Nulldurchgänge schwarz gezeichnet und die Magnetisierungsprojektionen zum Strahl als entsprechende Helligkeitswerte.

Abbildung 4.5 zeigt nebeneinander die komplette Serie der Absolutbetrags-Rekonstruktionen mit einem Neigungswinkel von 0° bis 25°. Die Winkel der einzelnen RS-Kanäle sind auf der rechten Seite angegeben und über die Serie hinweg farblich markiert.

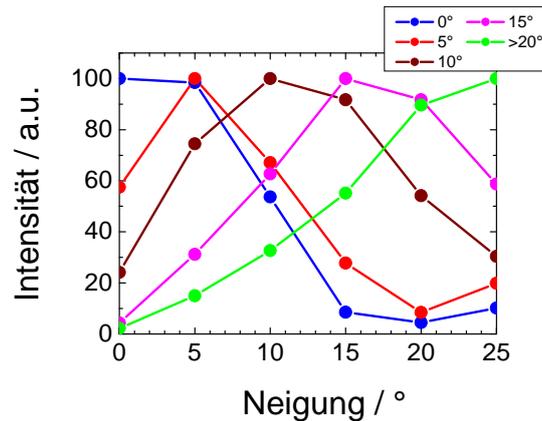
Abbildung 4.5 zeigt besonders deutlich, wie die Signalintensität des 0° RS-Kanals (gelbe Linie) mit zunehmendem Neigungswinkel immer weiter abnimmt, während die Intensität des 10° RS-Kanals (türkise Linie) erst zu und dann wieder abnimmt. Die Intensität des 20° RS-Kanals (blaue Linie) steigt bis zum letzten Bild immer weiter an.

Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, wurde die gemittelte Intensität über jede OL-Abbildung und zu jedem Winkel ausgewertet und im Diagramm von Abbildung 4.6 zusammen aufgetragen. Dabei wurden die Werte auf den erreichten Maximalwert des jeweiligen Referenzstrahlkanals normiert, so dass leicht unterschiedliche RS-Kanaldurchmesser nicht berücksichtigt werden. Die Messpunkte geben den Eindruck von Abbildung 4.5 sehr gut wieder. Bis auf die Intensitätskurve zum 20° geneigten Kanal, zeigen alle Kurven eine maximale Intensität bei dem jeweils vorgegebenen Neigungswinkel der RS-Kanäle. Beim 20° Kanal deckt die Intensitätskurve unter Umständen auf, dass es sich bei der nominellen Winkelangabe um einen Fehler handelt und die Strukturierung in Wirklichkeit bei 25° Probenneigung stattgefunden hat.

In Abbildung 4.6 zeigt sich auch, dass bei allen OL-Abbildungen, selbst nach 10° Fehlorientierung zum jeweiligen Kanal, noch eine messbare Intensität aufgezeichnet wird. Dies kann durch eine einfache geometrische Betrachtung nachvollzogen werden.

Durch die Vorvertiefungen der RS-Kanäle wird etwa 1/4 bis 1/3 der 1,4 µm Au/Pd Schicht abgetragen, so dass mit etwa 1 µm langen Kanälen zu rechnen ist. Bei idealen Kanälen mit

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie



**Abbildung 4.6.:** Auswertung der OL-Abbildungsintensitäten von Abb. 4.5: Verlauf der (auf ihren Maximalwert) normierten Intensitäten der einzelnen OL-Abbildungen in Abhängigkeit der Probenneigung zum Strahl. Die Auswertung zeigt (am Beispiel der OL-Abbildung zum 0° Referenzstrahlkanal), dass selbst bei einer Fehlorientierung von 10° zwischen Röntgenstrahl und Kanal noch ein ausreichend intensiver Referenzstrahl für eine OL-Abbildung gebildet wird.

parallelen Wänden und einem Durchmesser von 100 nm (Tiefe 1  $\mu\text{m}$ ) würde das Signal fast geradlinig abfallen und bereits bei einer geringen Neigung von 6° könnte kein Licht mehr den Kanal passieren. Wird eine kegelförmige Öffnung der Kanäle von etwa 6° mit berücksichtigt (siehe Abb. 3.7), wird das Signal erst bei einer Neigung von

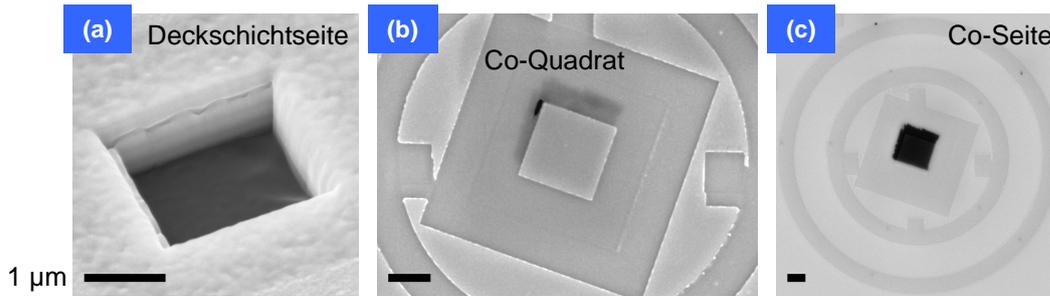
$$\arctan\left(\frac{1000 \text{ nm} \cdot \tan(6^\circ) + 100 \text{ nm}}{1000 \text{ nm}}\right) = 11,6^\circ$$

verschwinden. Dies stimmt bereits gut mit den experimentellen Beobachtungen überein. Des Weiteren muss berücksichtigt werden, dass auch ohne freien Durchgang ein Teil der Röntgenstrahlung durch das Gold transmittiert wird. Die Intensität des Referenzstrahls ist auch dann noch ausreichend, wenn die Materialstärke in Strahlrichtung innerhalb einer Absorptionslänge (etwa 70 nm) liegt. Dadurch erhöht sich die mögliche Neigung bis zur völligen Auslöschung um weitere 2° bis 4°.

#### 4.1.3. FTH-Abbildung der Magnetisierung in der Ebene einer Co-Mikroquadratstruktur

Die Voruntersuchungen haben gezeigt, dass, solange genügend Licht eines der ebenfalls geeigneten Referenzstrahlkanäle passiert, die Hologrammaufzeichnung und die Rekonstruktion auch bei einer Neigung von 25° funktionieren. Die FTH-Geometrie wird demzufolge bei einer Probenneigung nicht zu stark verzerrt.

Die FTH soll nun verwendet werden, um das Domänenmuster einer Mikrostruktur abzubilden, deren Magnetisierung in der Ebene liegt. Zu diesem Zweck wurde bei einer FTH-Probe nach der OL-Strukturierung (quadratisch  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ , siehe Abbildung 4.7 (a)) eine 20 nm Co-Schicht



**Abbildung 4.7.:** (a) REM-Aufnahme des quadratischen Objektlochs in der Deckschicht, (b) seitliche Aufnahme der Co-Filmseite mit dem strukturierten Film über dem Objektloch: Das Objektloch ist als dunkler Kontrast hinter der Membran zu sehen, da dort auf der anderen Seite Material fehlt. (c) direkte Aufsicht auf die Co-Mikrostruktur über dem Objektloch: Die Struktur ist um 300 nm zum Objektloch versetzt, -dies korrigiert sich bei der Probenrotation, da die SiN-Membran einen Abstand von 200 nm zwischen Deckschicht und Co-Film bildet.

(5 nm Pt-Wachstumslage) auf die ebene Membran-Seite aufgebracht. Diese wurde mit 2 nm Pt vor Oxidation geschützt.

Im Anschluss an das Aufdampfen der magnetischen Schicht wurden Nadellöcher in den Neigungswinkelabstufungen  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$  und  $30^\circ$  um das Objektloch platziert.

Die leichte Richtung der Magnetisierung wechselt bei dicken Kobaltschichten ab etwa 1,3 nm von der Senkrechten hin zu einer leichten Magnetisierung in der Ebene [39], bei der ohne weitere Strukturierung keine Richtung ausgezeichnet ist. Der Grundzustand der Magnetisierung eines 20 nm Co-Films ist eindomänig und neigt selbst bei einer Entmagnetisierung zu relativ großen Domänen. Diese sind typischerweise größer als das Objektloch. Um einen Domänenzerfall über dem Objektloch zu erzwingen, wurde der magnetische Film strukturiert. Nach der Platzierung des Objektlochs (mit der Co Seite zur FIB) im Kreuzpunkt von REM und FIB, wurde der Co-Film über dem Objektloch so strukturiert, dass ein  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  großes Quadrat direkt hinter dem Objektloch liegt (siehe Abb. 4.7 (b) und (c)). Diese Art von Mikrostrukturen zerfallen aufgrund der Streufeldminimierung in zum Teil charakteristische Domänenmuster.

Die magnetischen Eigenschaften der 20 nm dicken Co-Struktur sind im Wesentlichen unabhängig von der Grenzflächenbeschaffenheit. Die FIB-Strukturierung und die geringe Haloionen-Implantation ist für reine Materialeigenschaften weitgehend unkritisch.

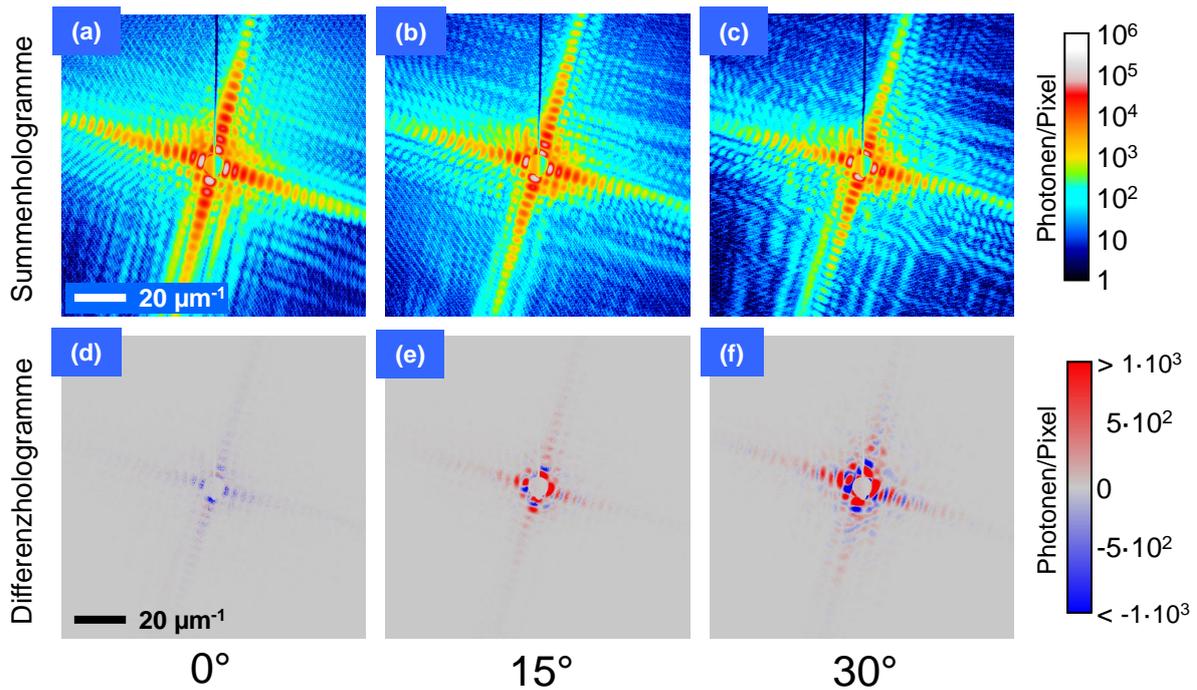
Das Co-Quadrat und das Objektloch wurden um  $18^\circ$  verdreht zu den Kanten der Probe strukturiert. Diese Verdrehung sorgt dafür, dass die Magnetisierung, die entlang der Strukturkanten verläuft, aufgrund der unterschiedlichen Projektion auf den Polarisationsvektor alle eine andere Kontrasthelligkeit aufweisen würden<sup>1</sup>. Einen Nachweis von diesen Signalunterschieden gab es bei den vorliegenden Untersuchungen jedoch nicht.

## Hologrammaufzeichnung und Rekonstruktion bei unterschiedlichen Neigungswinkeln

In Abbildung 4.8 werden die Summen- und Differenzhologramme zu den Aufzeichnungen bei  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  und  $30^\circ$  Probenneigung gezeigt. Für die Hologrammaufzeichnung bei  $0^\circ$  wurden 20

1.  $\pm \sin 18^\circ = \pm 0,31$  bzw.  $\pm \cos 18^\circ = \pm 0,95$

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie



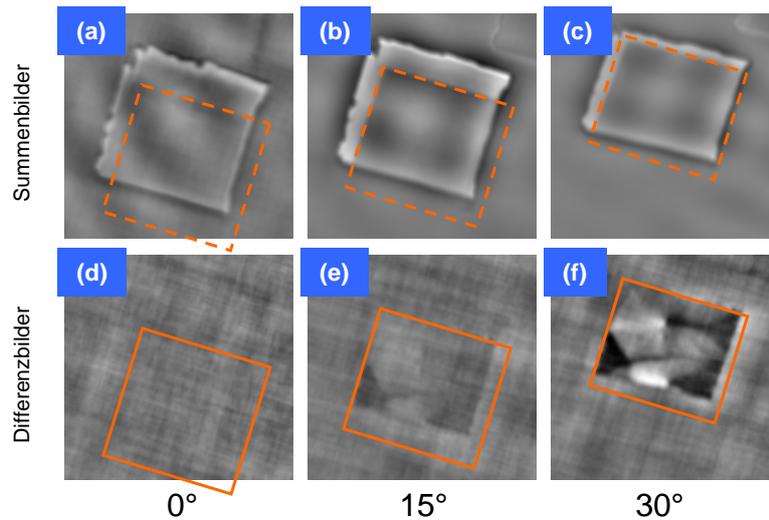
**Abbildung 4.8.:** Zentrale Ausschnittsvergrößerungen der (a-c) Summen- und (d-f) Differenzhologramme bei (a,d) 0°, (b,e) 15° und (c,f) 30° Probenneigung (Projektion der Neigungsachse ist waagrecht im Bild): Während die Summenhologramme eine annähernd gleichbleibende Streuintensität zeigen, nehmen die Differenzsignale mit der Probenneigung immer weiter zu (steigende Projektion der komplanaren Magnetisierung auf den Polarisationsvektor). Der geringe magnetische Kontrast von (d) ist durch eine leichte Fehlmontage der Probe zu erklären. Die kurzwellige Interferenzmuster der Referenzstrahlen zeigen sich nur schwach.

Einzelaufnahmen mit 1 Sekunde Belichtungszeit aufsummiert, während bei 15° und 30° je 50 Einzelaufnahmen (1 s) aufsummiert wurden. Aus diesem Grund wurde die Streuintensität des 0° Hologramms für den Vergleich mit einem Faktor 2,5 multipliziert. Die Summenhologramme zeigen alle annähernd gleiche Intensitäten. Mit zunehmender Neigung kommt es erneut aufgrund der Abschattung der Objektlochfläche zu einer Streckung der Beugungsmuster in z-Richtung.

Das Differenzhologramm bei 0° Neigung zeigt im Vergleich zu den anderen einen sehr geringes Differenzsignal. Bei 15° ist bereits ein deutlicher Kontrast zu sehen, der bis 30° weiter zunimmt. Die Auswertung der Streuintensitäten (durch Linienprofile über hochintensiven Reflexe bzw. Standardabweichung der Histogramme) ergibt ein ungefähres Kontrast-Verhältnis  $S_{15^\circ}/S_{30^\circ}$  und  $S_0/S_{30^\circ}$  von 0,46 bzw. 0,04. Diese liegen sehr nahe bei den zu erwarteten Verhältnissen von 0,52 bzw. 0, die sich durch das Sinus-Verhältnis der Neigungswinkel berechnen.

Das geringe magnetische Signal im Differenzhologramm von Abbildung 4.8 (a) kann durch eine leichte Probenfehlorientierung von etwa 2° erklärt werden.

In den Differenzhologrammen von Abbildung 4.8 sind die kurzwelligen Interferenzmuster der Referenzstrahlen kaum ausgeprägt. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Anzahl der Referenzstrahlen mit ausreichender Intensität zur Bildung von Interferenzen gering ist. Tatsächlich sind bei dieser Probe auch nur die beiden RS-Kanäle zu 0° und 20° richtig durchgehend strukturiert,



**Abbildung 4.9.:** Summenbild- und Differenzbild-Rekonstruktion magnetischen Co-Mikrostruktur in der Ebene ( $20^\circ$  Referenzstrahlkanal): Mit steigender Probenneigung nimmt die Projektion der Magnetisierung auf den Photonenspin zu und es wird ein steigender magnetischer Kontrast erreicht. Mit der Probenneigung kommt es zu einer Verzerrung der OL-Abbildung, Teile der Struktur werden verdeckt und das Quadrat dreht sich aufgrund der 200 nm Membran in den Objektstrahl.

obwohl bei allen dieselbe Punktdosis verwendet wurde<sup>2</sup>. Von diesen beiden Kanälen konnten die Austrittslöcher durch eine REM-Aufnahme aufgezeichnet werden (vgl. Abb. 4.7 (c) zweiter Ring). Bei der Strukturierung der anderen Kanäle kam es vermutlich zu einer Herabsetzung der FIB-Abtragsrate durch eine ungünstige Ausrichtung der Deckschicht-Kristallkörner (*Channeling*-Effekt, siehe Abschnitt 2.3.4).

Obwohl in allen Summenbild-Rekonstruktionen die gesamten OL-Abbildungspaare (OL-Abbildung und komplex konjugierte Abbildung durch jedes einzelne Referenzstrahlloch) zu sehen sind, hat nur der  $20^\circ$  Kanal einen Referenzstrahl geformt, der bei einer Probenneigung (um  $15^\circ$  bzw.  $30^\circ$ ) für kontrastreiche magnetische OL-Abbildungen gesorgt hat.

Abbildung 4.9 zeigt die Ausschnittvergrößerungen der Summenbild- (1. Zeile) und Differenzbild-Rekonstruktionen (2. Zeile) der Hologramme von Abbildung 4.8. Die sechs Bilder zeigen bei gleicher Kontrasteinstellung denselben Bereich der Rekonstruktionen mit der OL-Abbildung zum  $20^\circ$  Kanal.

Der magnetische Kontrast wird mit zunehmender Neigung immer stärker und das Domänenbild setzt sich deutlicher von der umrandenden Fläche ab. Die magnetische OL-Abbildung von Abbildung 4.9 (f) zeigt bei  $30^\circ$  Probenneigung innerhalb des  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  Quadrats eine Doppelwirbel-Domänenstruktur, die am unteren Rand teilweise abgeschattet wird. Die ungefähren Grenzen der Struktur sind in den Abbildungen eingezeichnet. Da die Membran zwischen der Co-Struktur und dem Objektloch in der Deckschicht einen Abstand von 200 nm bildet, wird das zunächst versetzte Quadrat bei der Neigung weiter in den Objektstrahl gedreht. Demzufolge füllt die Struktur mit zunehmender Probenneigung einen größeren Teil der Objektlochfläche aus. Ein Teil des Quadrats wird aber durch die abschattenden Kanten des Objektlochs verdeckt.

2. mit Neigungskorrektur

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie

Diese OL-Abbildungen von Abbildung 4.9 zeigen erstmals, dass auch Magnetisierungsverteilung in der Ebene durch FTH aufgezeichnet und rekonstruiert werden kann, sobald die Probe ausreichend geneigt wird.

Die Intensität des Referenzstrahls vom 20° Kanal sollte bei 15° und 30° Neigung in etwa vergleichbar sein (5° bzw. 10° Fehlorientierung zum Strahl, zugunsten der 15° Abbildung). Mit der zunehmenden Neigung von 15° nach 30° nimmt aber der magnetische bzw. der Domänenkontrast deutlich zu. Dies erklärt sich durch die doppelt so hohe Projektion der Magnetisierung auf den Photonenspin bei 30° im Vergleich zu 15° Neigung.

Ohne Neigung der Probe (0°) gibt es außer Wirbelkernen keine Magnetisierung, die einen magnetischen Kontrast hervorrufen könnte. Zudem wird hier der Ausschnitt des 20° Referenzstrahlkanals abgebildet, der, wie in Abschnitt 4.1.2 gezeigt, keinen freien Durchgang für die Formung eines Referenzstrahls zulässt. Aufgrund des sehr viel höheren Ladungskontrasts ist trotz der Fehlorientierung des Kanals eine Summenbild-OL-Abbildung auszumachen. Ein schwacher magnetischer Kontrast aufgrund der Probenfehlorientierung kann sich aber auch beim durchgehend strukturierten 0° Referenzstrahlkanal nicht vom Rauschen abheben. Es wurde nicht getestet, ob sich dies mit einer entsprechend höheren Aufnahmezeit verbessert.

Ein Linienprofil über den oberen Wirbelkern in Abbildung 4.9 (f) zeigt eine maximal erreichte (80/20)-Auflösung der magnetischen Abbildung von  $(47 \pm 3)$  nm. Über die Aufnahmegeometrie und die bei der Differenzbildung zuerst verwendete  $\sigma^+$ -Polarisation konnte bestimmt werden, dass die Magnetisierung mit dunklem Kontrast in den Bildern nach unten und mit hellem Kontrast nach oben weist.

Die gleiche Ausrichtung vom Weiß/Schwarz-Kontrast um die Wirbel zeigt, dass die Magnetisierungen der beiden Wirbel im selben Rotationssinn um die Wirbelkerne laufen. Zwischen den beiden zentralen Domänen liegt eine zum Teil sehr schmale Domänenwand mit dunklem Kontrast.

Die energetisch günstigste Domänenstruktur für die Streufeldreduzierung ist der sogenannte (4-Domänen) Landau-Zustand. Das aufgezeichnete Domänenmuster ist ein metastabiler Zustand, der wahrscheinlich durch die FIB-Strukturierung eingeschlossen wurde. Der magnetische Fluss ist weitgehend geschlossen, aber durch die Domänenwand und den zweiten Wirbel ist im Vergleich zum Landau-Zustand mehr Austauschenergie und magnetostatische Energie aufgrund von Volumenladungen enthalten.

Im Anschluss an die Hologrammaufzeichnungen von Abbildung 4.8 wurde die Magnetisierung durch ein externes Feld in zwei entgegengesetzten Richtungen ausgerichtet und diese aufgenommen. Die Ergebnisse und die anschließende SEMPA-Untersuchung werden in Anhang B dargestellt.

## 4.2. Neuentwicklung eines Röntgen-Holografie-Mikroskops

Ein optimales bzw. ultimatives Röntgenmikroskop hat eine Auflösung, die nur durch die Wellenlänge der verwendeten Strahlung limitiert ist. Die Anforderungen an die Abbildung der Probe sind, dass sie einfach, eindeutig und frei von Artefakten ist. Das Mikroskop sollte ein weites Sichtfeld haben und die Untersuchung von beliebig zusammengesetzten und ausgedehnten Objekten erlauben.

Die FTH ist eine Streumethode und damit in der Auflösung durch den maximal detektierbaren Beugungs-/Streuwinkel limitiert (*diffraction limit*). Die Auflösung der FTH ist bei vorgegebener Wellenlänge im Prinzip also nur durch den Abstand und die Größe des Detektors limitiert (siehe Gl. 3.20). Während auch der zweite Punkt der Eindeutigkeit der Abbildung durch die FTH erfüllt wird, hat die Technik besonders in den letzten Punkten bisher ihre Defizite. Dies liegt darin begründet, dass die Objektlöcher auf einen Durchmesser von einigen  $\mu\text{m}$  begrenzt sind und dass eine feste Verbindung zwischen den Optikelementen und der Probe (Objekt) besteht. Bisher war es nicht möglich, neben der vordefinierten Fläche hinter dem Objektloch eine beliebige andere Stelle der Probe zu untersuchen.

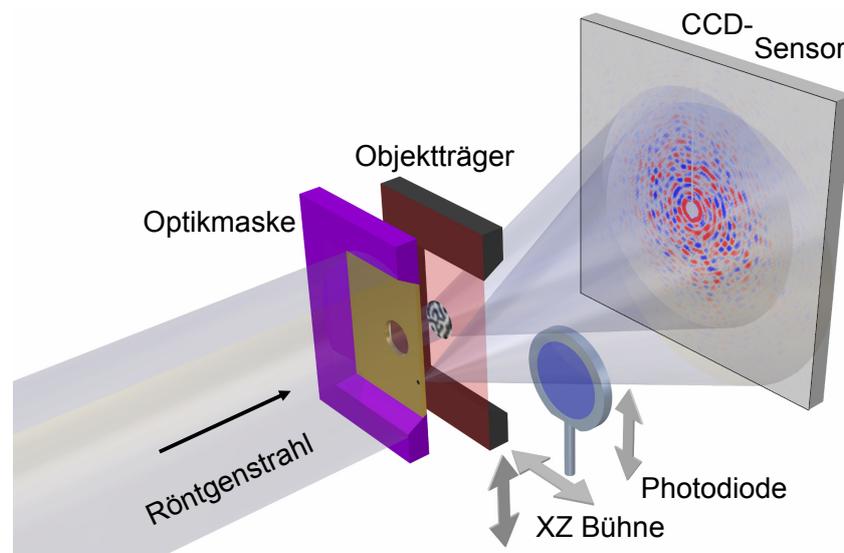
In den letzten Jahren wurde intensiv an der Weiterentwicklung der FTH geforscht. Dabei konnte die FTH neben der Abbildung von metallischen [77, 232] und magnetischen [195, 196] auch bei biologischen Objekten eingesetzt werden [204]. Neben der Steigerung der Kontraststärke durch spezielle Referenzstrahler [212] konnte auch die Auflösung durch nachträgliche Phasentrückgewinnungsverfahren verbessert werden [262]. Dabei dient eine OL-Abbildung der Rekonstruktion als bereits sehr detaillierte Realraumbildvorgabe (*support*) für die darauf folgende Phasentrückgewinnung.

Die Präparation der Optikmasken hat sich bisher nicht vereinfacht. Einer der schwierigsten Präparationsschritte der konventionellen Probengeometrie von Ref. [100] ist die Entfernung der Deckschicht bis zur SiN-Membran, die dabei nicht beschädigt werden darf (vgl. Abs. 3.2.1).

Bei der für magnetische Proben verwendeten Photonenenergie von 700 bis 800 eV ist die Verwendung von 100 bis zu 200 nm starken SiN-Membranen unproblematisch, da nur etwa 10% bis 15% der Strahlintensität durch die SiN-Schicht verloren geht. Die hohe SiN-Schichtdicke bildet einen gewissen Puffer beim Deckschichtabtrag, der an einigen Stellen oft 30 bis 50 nm über die Grenzfläche zwischen Au und SiN hinaus geht.

Biologische Proben werden mit Photonenenergien des sogenannten Wasserfensters untersucht. Die Energien liegen zwischen der *K*-Absorptionslinie von Kohlenstoff (284 eV) und Sauerstoff (543 eV). Bei gleicher Membranstärke würde über 75% der Intensität durch das SiN verloren gehen. Aus diesem Grund werden für das Wasserfenster 30 nm dicke Membranen bevorzugt. Beim Materialabtrag für die Objektlochstrukturierung kommt es bei nur 30 nm SiN schnell zu ungewollten Löchern in der Membran. Dies lässt sich auch dadurch nicht vermeiden, dass die verwendete Deckschicht aufgrund der geringeren Photonenenergie dünner sein kann. Am Ende ist es sehr schwer, biologische Objekte hinter dem kleinen Objektloch zu platzieren, ohne dass die instabilen Membranen (über dem Objektloch oder das komplette Fenster) kaputt gehen. Zudem sind die Objekte oft größer als ein typisches 2  $\mu\text{m}$  Objektloch (Zellen 10 bis 100  $\mu\text{m}$ , roten Blutkörperchen/Erythrozyten 7,5  $\mu\text{m}$ ) und können nicht komplett abgebildet werden.

Speziell für diese Art von Proben, aber natürlich auch im Bereich magnetischer Dünnschichtproben wären eine separate Objektpräparation auf einer eigenen Membran und die mögliche Untersuchung von mehreren (auch überlappenden) Stellen eines Membranfensters von Vorteil.



**Abbildung 4.10.:** Schematische Zeichnung der Röntgen-Holografie-Mikroskopie (XHM): Die Elemente der XHM sind eine FTH-Optikmaske, ein Objektträger in Form einer zweiten  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran, eine Photodiode und eine CCD-Kamera. Die Membran mit den optischen FTH-Elementen (Maske), d.h. dem Objektloch und den Referenzstrahlöffnungen, sitzt fest im Zentrum des Synchrotronstrahls. Eine zweite Membran dient als Objektträger und kann frei parallel zur Maske bewegt werden. Die Membranen sind im direkten drucklosen Kontakt (nicht wie hier, wo für eine bessere Übersichtlichkeit ein Abstand eingesetzt wurde). Um ein Objektdetail zu finden und hinter dem Objektloch zu positionieren, wird die Probe hinter dem Objektloch gerastert und die transmittierte Intensität mit einer Photodiode aufgezeichnet. Während der Hologrammaufnahme über die CCD Kamera ist die Photodiode zurückgezogen.

### 4.2.1. Konzept und experimenteller Aufbau der holografischen Mikroskopie

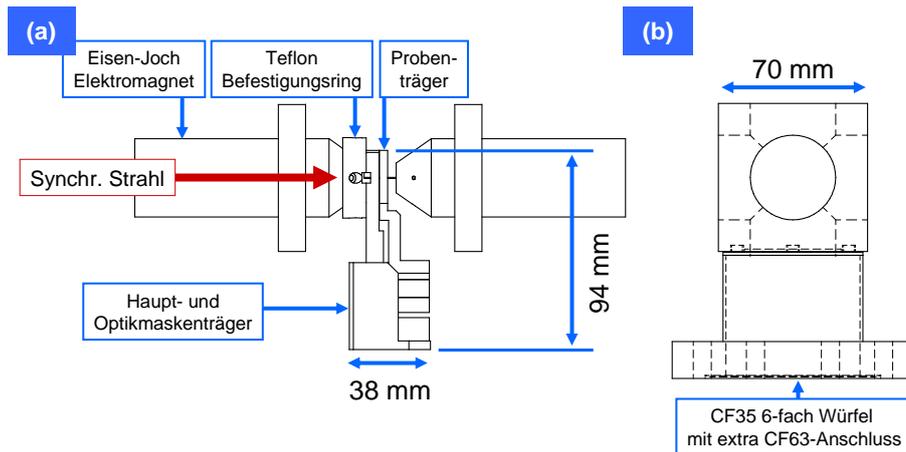
Bei dem hier vorgestellten neu entwickelten Röntgen-Holografie-Mikroskop (XHM)<sup>3</sup> wird durch zwei separate SiN-Membranen das Objekt von der Optikmaske getrennt. Die Anforderungen sind, dass weder Stabilität und Auflösung verloren gehen oder zu große Signalverluste in Kauf zu nehmen sind. Eine schematische Zeichnung des Konzepts ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Teile der eigentlichen Konstruktion werden weiter unten im Text besprochen.

Die vorgelagert liegende Membran in Abbildung 4.10 beinhaltet die konventionelle FTH-Optikmaske mit der bekannten Geometrie. Dies sind zum einen Objektloch mit einem oder mehreren umliegenden Referenzstrahlkanälen [100, 232] (vgl. Abb. 3.8). Für die Experimente wurden 200 nm dicke SiN-Membranen verwendet, da diese stabiler sind und unempfindlicher auf leichte mechanische Beanspruchungen reagieren.

Die Optikmembran wird mit der lichtundurchlässigen Goldschicht von etwa 800 nm bedeckt und über FIB strukturiert. Auf die Palladium-Zwischenschichten wird ganz oder teilweise verzichtet, da hier kein gleichmäßiger Abtrag nötig ist. Das Objektloch wird hier wie die Referenzstrahlkanäle durch den gesamten Schichtaufbau aus Goldschicht und SiN-Membran strukturiert.

3. eingeführte engl. Abk. für X-ray Holographic Microscopy

## 4.2. Neuentwicklung eines Röntgen-Holografie-Mikroskops



**Abbildung 4.11.:** Konstruktionszeichnungen (maßstabslos) der XHM-Erweiterungen für den Holografieaufbau der ID08/ESRF: (a) An das vakuumseitige Ende des Jochs wird ein Teflonadapter montiert, der die kompakte XHM-Einheit aus Hauptträger, zwei Piezomotorbühnen und dem Objektträger trägt. (b) Die Vakuumkammer wurde durch einen CF35-Doppelkreuzwürfel mit einem CF63 Rohr-Flansch ersetzt, in dem der XHM-Aufbau Platz findet.

Die hintere Seite des Membranfensters, die bei den Standard-FTH-Proben mit der magnetischen Multilage bedampft wird, muss nicht notwendigerweise goldfrei sein.

Die Optikmaske ist fest mit der Vakuum-Kammer des Holografieexperiments verbunden. Die optischen Strahlrohrelemente werden so justiert, dass der Röntgenstrahl exakt auf das Objektloch gerichtet ist. Die Löcher der Optikmaske definieren analog zu einer konventionellen FTH-Probe einen Objektstrahl und mehrere Referenzstrahlen, welche das Objekt beleuchten, das direkt hinter der Maske positioniert wird.

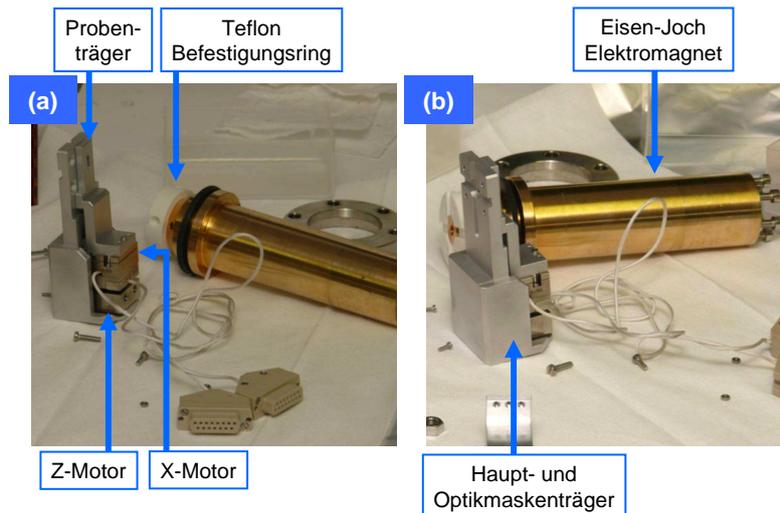
Diese Art der Trennung von FTH Optikgeometrie vom Objekt erleichtert die Probenherstellung im Vergleich zum konventionellen Ansatz [100] enorm, da besonders die Strukturierung des Objektlochs nicht mehr an der Grenze zwischen Deckschicht und SiN-Membran gestoppt werden muss. Zudem kann eine Optikmaske für die Untersuchung von diversen Proben wiederverwendet werden und bietet bei jeder Aufnahme dieselbe Auflösung (analog zu einer immer gleich bleibenden Fokussierung).

Die eigentliche Probe wird separat auf einer zweiten Membran präpariert. Bei dieser Membran sind keine weiteren Prozessschritte für die spätere Hologrammaufzeichnung nötig, solange die Membran mit dem Objekt für die Referenzstrahlen ausreichend transparent ist.

Die hier vorgestellten Experimente werden zeigen, dass bei einer 8-fach Co/Pt Multilage auf einer 200 nm SiN-Membran die Transmission der Referenzstrahlen durch die Objektmembran ausreichend hoch ist, da die Transmission bei etwa 43% - 50% liegt. Deshalb kann auf eine Strukturierung von freien Durchgängen für die Referenzstrahlen verzichtet werden. Jedoch beim ersten Experiment mit Strukturen in einer 100 nm Goldschicht (auf 200 nm SiN) liegt die Transmission der Referenzstrahlen durch die Membran nur bei etwa 17%. Ein freier Durchgang für die Referenzstrahlen ist für ein hohes Interferenzsignal von Vorteil.

Die Probenmembran (Objektmembran) kann über zwei sich im Vakuum befindende kleine Plattformen mit Piezomotoren sehr präzise parallel zur Optikmembran verfahren werden. Beide Membranen sind mit ihren ebenen Seiten im direkten drucklosen Kontakt, so dass ein reibungsloses Verfahren ohne Verschleiß möglich ist.

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie



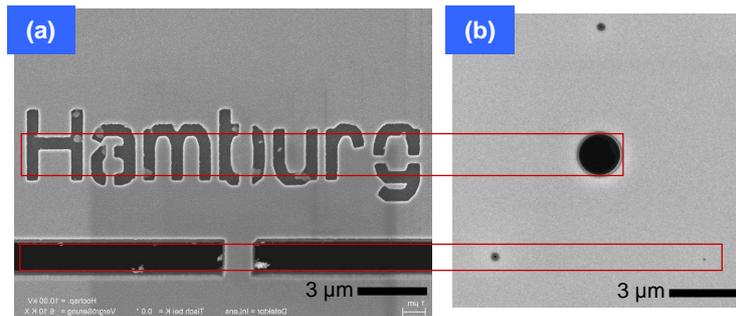
**Abbildung 4.12.:** Fotografische Abbildung der zusammengebauten XHM-Elemente (Teflon-Adapter, Hauptträger, Piezomotor-Bühnen und Objekthalter) mit einem Jochteil des Elektromagneten.

Der maximal mögliche Abstand und wie sich die Qualität der Hologrammaufzeichnung bzw. der Rekonstruktion mit steigendem Abstand entwickelt, wurde bisher nicht untersucht. Durch den Abstand wird die FTH-Geometrie verzerrt bzw. aufgehoben. Es ist davon auszugehen, dass sich ein zunehmender Gangunterschied zwischen den gestreuten Objektwellen und der Referenzquelle negativ auf das Hologramm auswirkt.

Um die Hologramme aufzuzeichnen, befindet sich hinter der XHM-Erweiterung in einem Abstand von 350 mm in Strahlrichtung der CCD-Sensor der Kamera.

Die Photodiode, die bisher für die Strahl- und Probenjustage benötigt wurde, kann hinter den Aufbau gefahren werden, um die Intensität der gestreuten Strahlung zu messen (siehe Abb. 4.10). Damit ist es jetzt möglich, neben Spektren auch Absorptionskarten vom Objekt über die Diode aufzuzeichnen, während die Probe über die Piezomotoren gerastert wird. Solange die Intensität der Referenzstrahlen gering ist, entspricht die Auflösung dieser Karten der Objektlochgröße.

Für das XHM-Experiment musste der bisherige Holografieaufbau an der ID08 des ESRF erweitert werden. Abbildung 4.11 (a) zeigt eine maßstabslose Konstruktionszeichnung des zentralen experimentellen Aufbaus. An dem vakuumseitigen Ende des bereits vorhandenen Eisenjochs (vom Elektromagneten) werden die Haupt- und Optikmaskenträger über einen angefertigten Teflon-Adapterring montiert. Der Hauptträger hält die beiden motorisierten Plattformen für Z- (unten) und X-Verschiebung (oben) der Objektmembran. Die Objektmembran wird über den Proben-träger hinter der Optikmaske gehalten. Die beiden Membranproben befinden sich im 0,2 mm schmalen Raum zwischen dem Haupt- und dem Proben-träger im Strahlengang. Der Hauptträger hat eine sehr kompakte Abmessung von 9,3 cm Höhe, 4 cm Breite und 3,8 cm Tiefe. Des Weiteren zeigt Abbildung 4.11 (b) die Vakuummotoren-Erweiterung (maßstabsgetreu zu (a)), in der das XHM platziert wird. Hierbei handelt es sich um einen modifizierten CF35 Doppelkreuz-Würfel, an den ein CF63 Flansch angeschweißt wurde, so dass der sehr kompakte XHM-Aufbau darin Platz findet. Abbildung 4.12 zeigt zur besseren Veranschaulichung zwei Fotografien der angefertigten Teile und eine Magnetjochhälfte. Auf die Verwendung des zweiten gegenüberliegen-



**Abbildung 4.13.:** (a) Unmagnetische Goldstruktur mit Hamburg-Schriftzug, (b) verwendete FTH-Optikmaske mit 2 µm Objektloch und drei Referenzstrahlöchern (zwei große mit 320 und 350 nm und ein kleines mit 100 nm Durchmesser). Unter dem Schriftzug wurde bei zwei Streifen das komplette Material entfernt, damit die Referenzstrahlen freien Durchgang haben. Der Vergleich zeigt, dass die Streifenhöhe nicht für die gesamte Strukturabbildung mit freiem Referenzstrahldurchgang ausreichend ist.

den Jochs wurde in den ersten Experimenten verzichtet.

#### 4.2.2. Unmagnetische Goldstruktur

Um die Funktionsfähigkeit des XHM-Experiments ohne spezielle Kontrastmechanismen (resonante Streuung, XMCD) zu testen, wurde eine Goldschichtprobe mit hohem Absorptionskontrast präpariert. Dafür wurde ein 100 nm Goldfilm auf eine 200 nm SiN-Membran aufgetragen und mittels FIB strukturiert. Die Struktur in Form eines Hamburg-Schriftzugs wurde mehrfach über die gesamte Breite des Membranfensters geschrieben. Die Aufnahme 4.13 (a) zeigt die Struktur, die mit XHM abgebildet wurde. Bei den Buchstaben wurde das Gold bis auf die Membran abgetragen, während die unteren Flächen komplett entfernt wurden, damit die Referenzstrahlen einen freien Durchgang haben.

Für diese Objektgeometrie wurde eine entsprechende Optikmaske hergestellt. Deren Rückseite<sup>4</sup> zeigt die Aufnahme von Abbildung 4.13 (b). Das Objektloch hat einen Durchmesser von 2 µm. Die zwei großen Referenzstrahlkanäle haben einen Durchmesser von 320 nm (oben) und 350 nm (links/unten) und das kleinste (rechts/unten) hat einen Durchmesser von 100 nm. Die unteren RS-Kanäle liegen 5 µm unter dem Objektloch und sind 10 µm voneinander separiert. Die Gegenüberstellung von Abbildung 4.13 (a) und (b) zeigt, dass die unteren Referenzstrahlen direkt über den komplett abgetragenen Flächen liegen, wenn der Objektstrahl die Struktur beleuchtet.

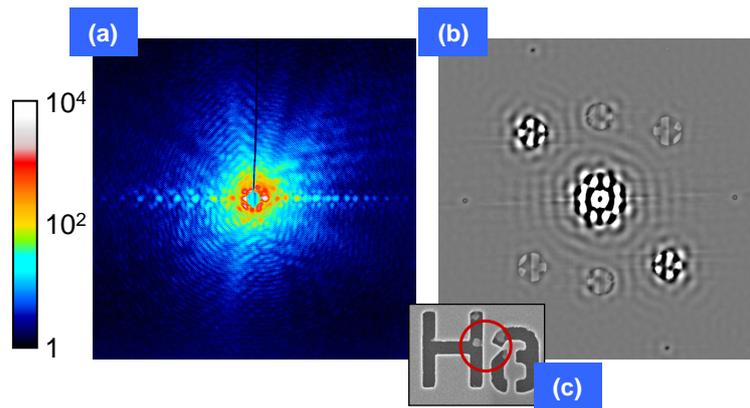
Der Vergleich zeigt jedoch auch, dass nicht der gesamte Schriftzug bei freiem Durchgang des feinsten Referenzstrahls (unten links) abgebildet werden kann. Dies wirkte sich wie zu erwarten auf den Kontrast der OL-Abbildungen der unteren Bereiche aus.

#### Hologrammaufzeichnung, Rekonstruktion und Zusammensetzung

Mit der Photodiodenaufzeichnung der gestreuten Intensität konnten durch Linienprofile und gerasterte Absorptionskarten die Positionskoordinaten der einzelnen Strukturen aufgezeichnet werden, um im Anschluss eine von ihnen hinter dem Objektloch zu positionieren.

4. ebene Membranseite

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie

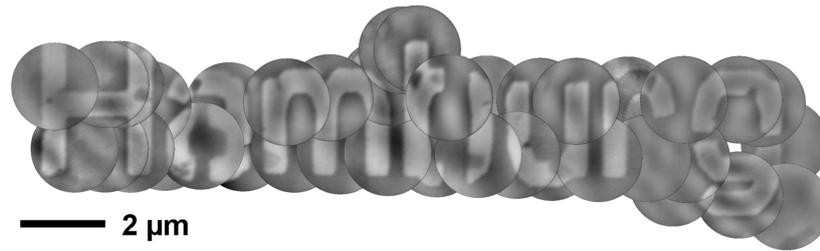


**Abbildung 4.14.:** (a) aufgezeichnetes Einzelhologramm (778 eV) der Goldstruktur von Abb. 4.13 (Aufnahmezeit  $20 \times 1$  Sekunde), (b) Bildrekonstruktion (c) REM-Aufnahmenausschnitt von Abb. 4.13 mit Markierung des abgebildeten Bereichs.

Nach der Positionierung des Schriftzugs hinter dem Objektloch wurde die Photodiode zurückgefahren, damit die Hologramme aufgezeichnet werden konnten. Um die Nähe zu den magnetischen Untersuchungen beizubehalten, wurden die Hologramme der Goldprobe ebenfalls mit der Photonenenergie der Co  $L_3$ -Absorptionskante, jedoch nur mit positiver Helizität, aufgezeichnet. Abbildung 4.14 (a) zeigt den zentralen Ausschnitt eines der Hologramme, die von dem Schriftzug im Goldfilm aufgezeichnet wurden. Die Aufnahmezeit für ein Hologramm ist 20 Sekunden (20 Aufnahme a 1 s). Diese ist für jedes Hologramm gleich. Abbildung 4.14 (b) zeigt die zu (a) entsprechende Bildrekonstruktion vom Hologramm. Im REM-Bildausschnitt (c) wurde die abgebildete Stelle der Struktur markiert. In der Rekonstruktion sind paarweise alle 3 OL-Abbildungen zu erkennen. In der gewählten Kontrasteinstellung zeigen die OL-Abbildungen zu den großen RS-Kanälen sehr intensive Abbildungen des Objekts bei geringer Abbildungsauflösung. Hier ist zu erkennen, dass der Kontrast des ungestörten großen Referenzstrahls (Abbildungen links/oben und rechts/unten) wie zu erwarten stärker ist als der Kontrast der OL-Abbildung, bei dem der Referenzstrahl die 100 nm dicke Goldschicht passieren musste (Abbildungen Mitte oben und unten). Die OL-Abbildung zum kleinsten Referenzstrahlkanal zeigt aufgrund der kleineren Quellgröße im Vergleich zu den anderen einen geringeren Kontrast. Die OL-Abbildung hat im Gegensatz dazu eine höhere Ortsauflösung. Die (80/20)-Auflösung für diese OL-Abbildung wurde über ein Kontrast-Linienprofil zu 60 nm bestimmt.

Für die Abbildung des gesamten Schriftzugs wurden über 40 Einzelhologramme aufgezeichnet, rekonstruiert und in Abbildung 4.15 zusammengefügt. Die Kontraste der einzelnen OL-Abbildungen wurden zwecks einer einheitlichen Zusammensetzung angeglichen. Die Zusammensetzung zeigt die erfolgreiche Abbildung einer  $17 \times 4 \mu\text{m}^2$  großen Fläche durch XHM mit 60 nm Ortsauflösung und unter Verwendung von ein und derselben Optikmaske.

Ohne Angleichung sind die Kontraste der oberen bzw. mittleren Abbildungsreihe im Mittel 2- bis 3-fach höher als die, bei denen der Referenzstrahl durch die Membran aus 200 nm SiN und 100 nm Au geschwächt wurde. Der Kontrastunterschied ist etwa nur halb so groß, wie es die errechneten Transmissionswerte erwarten lassen. Diese Abweichung ist durch die Abschattung des zentralen Hologramms durch die kleine Metallkugel zu erklären. Der Schatten hat einen Durchmesser von 42 Pixeln ( $840 \mu\text{m}$ ) und verdeckt Informationen, die zu Strukturen mit mehr als 650 nm Größe gehören (siehe Gl. 3.19). Wird bei einem Hologramm wie dem von Abbil-



**Abbildung 4.15.:** Zusammensetzung der 40 Einzel-Objektlochabbildungen vom kompletten Hamburg-Schriftzug mit einer Gesamtgröße von 17 µm Breite und 4 µm Höhe.

dung 3.13 zusätzlich der erste Ring ausgeschnitten, sind bereits Strukturen von etwa 300 nm von Kontrastverfälschungen betroffen.

### 4.2.3. Magnetische Co/Pt-Multilage mit Eisenkeil

Um die Möglichkeit zu demonstrieren, dass über XHM auch magnetische Untersuchungen möglich sind, wurde die Domänenstruktur eines lateral inhomogenen Multilagenfilms untersucht. Die Grundprobe auf der 200 nm dicken Objekt-Membran ist eine  $(\text{Co}_{0,7\text{ nm}}/\text{Pt}_{2,0\text{ nm}})_8$ -Multilage, die mit DC Magnetron-Plasmazerstäuben auf eine 5 nm Pt-Wachstumslage aufgedampft wurde [39, 123]. Die Multilage hat eine senkrechte leichte Achse der Magnetisierung mit voller Remanenz. Die Messungen der Hysteresen wurden mit dem magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) durchgeführt. Die Filmdicken von Co und Pt der 8-fachen Doppellage sind so gewählt, dass die magnetischen Eigenschaften nahe am Spin-Reorientierungsübergang<sup>5</sup> liegen, bei dem die leichte Magnetisierungsrichtung von der Senkrechten in die Ebene wechselt [39]. Im Anschluss wurde durch thermisches Verdampfen ein Eisenkeil auf die oberste 2 nm Pt-Schicht der Co/Pt-Multilage aufgedampft und durch eine abschließende 2 nm Pt-Schutzschicht abgedeckt.

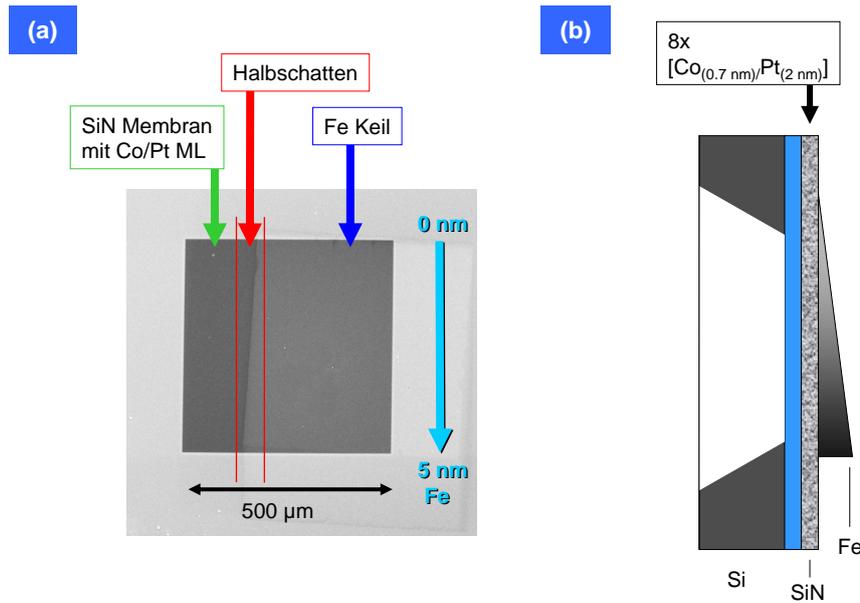
Die Aufnahme von Abbildung 4.16 (a) zeigt eine REM-Aufnahme der ebenen Membranseite mit der Co/Pt-Multilage und dem Eisenkeil. Die Eisendicke nimmt nominell von 0 bis 5 nm zu, wie es durch die Querschnittszeichnung von Abbildung 4.16 (b) angedeutet wird.

An der rechten Flanke des Keils entstand ein Halbschatten, da die abschattende Kante nicht im direkten Kontakt zur Probe war, sondern ca. 200 µm über der Oberfläche lag. Im Zusammenspiel mit der Größe der Verdampferquelle und dem Abstand der Quelle zur Probe entstand so ein Halbschatten, an dem die Eisenschichtdicke über wenige µm in X-Richtung von 0 nm auf den Maximalwert der jeweiligen Z-Höhe zunimmt. Dieser Halbschatten eignet sich besonders für die überlappende Serienabbildung mit XHM, da mögliche Veränderungen der Domänenstruktur innerhalb weniger µm stattfinden. Die Probe wurde vor den Hologrammaufzeichnungen entmagnetisiert.

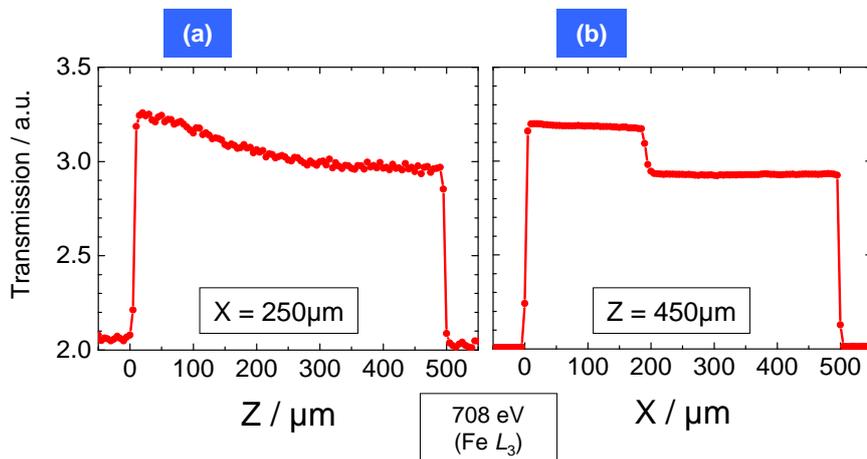
Um die genaue Position des Eisenkeils zu lokalisieren, wurden mit der Photodiode Linienintensitätsprofile mit einer Photonenenergie der Fe  $L_3$ -Absorptionskante (708 eV) aufgenommen. Das Diagramm von Abbildung 4.17 (a) zeigt den Photodiodenstrom, bei dem die Probe hinter dem Objektloch in Z-Richtung (vertikale Achse) hochgefahren wurde. Hier zeigt sich neben den Grenzen des Membranfensters eine zunehmende Absorption über die gesamte Höhe des

5.  $K_{1,\text{eff}} = (275 \pm 16) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (114 \pm 10) \text{ kJ/m}^3$

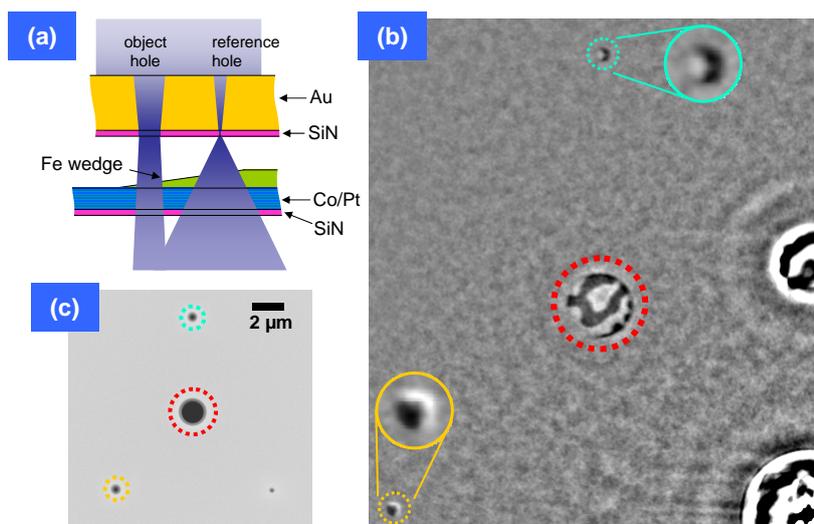
#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie



**Abbildung 4.16.:** (a) REM-Aufnahme des 500 µm Fensters mit 200 nm SiN-Membran. Die aufgetragene magnetische Schicht besteht aus einer  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{2,0\text{nm}})_8$ -Multilage mit einem bis zu 5 nm dicken Eisenkeil auf der letzten 2 nm Pt-Schicht. (b) Schematischer Querschnitt (Schnitt in Z-Richtung). In der REM-Aufnahme ist die dünne Membran aufgrund der Primärelektronenenergie, im Gegensatz zum Träger, als dunkle zu erkennen. Der zusätzliche Eisenkeil ist als schwache Grau-Schattierung zu sehen. Die Eisendicke nimmt in Z-Richtung von 0 bis 5 nm zu. Aufgrund der Vorgehensweise bei der Keilherstellung bildete sich ein Halbschatten aus, der über die rechte Hälfte der Membranfläche verläuft.



**Abbildung 4.17.:** Transmissions-Linienprofile (a) in Z-Richtung, (b) in X-Richtung bei einer Photonenenergie von 708 eV ( $\text{Fe } L_3$ ): In beiden Diagrammen ist die Position des jeweils anderen Motors eingetragen. In Z-Richtung zeigt sich eine kontinuierlich zunehmende Absorption durch die steigende Eisendicke, während die Absorption über den Halbschatten stufenartig ansteigt. In beiden Profilen ist die 500 µm Begrenzung der Membranfläche durch den Si-Träger zu erkennen.



**Abbildung 4.18.:** Probengeometrie und Rekonstruktion eines einzelnen magnetischen Domänenbildes: Die Zeichnung (a) zeigt in einem Querschnitt, wie die Probe hinter der Optikmaske orientiert ist. Die Hologrammaske (c) (REM-Aufnahme) mit einer undurchsichtigen 800 nm Goldschicht wurde mittels FIB strukturiert. Ein 1,5 µm Objektloch ist umgeben von drei Referenzstrahlöffnungen mit 115 nm und zweimal 300 nm Durchmesser. Das Teilbild (b) zeigt einen Ausschnitt (vom Realteil) der FFT-Rekonstruktion des Differenzhologramms, das bei der Co  $L_3$ -Absorptionskante aufgenommen wurde. Die Autokorrelation liegt hier in der rechten unteren Ecke. Die Korrelation der kleinsten Referenzquelle mit dem Objektloch (Mitte, rot markiert) und den zwei großen Referenzstrahlöffnungen (gelb und türkis markiert) zeigen magnetischen Domänenkontrast des Bereichs, der jeweils hinter den Löchern liegt.

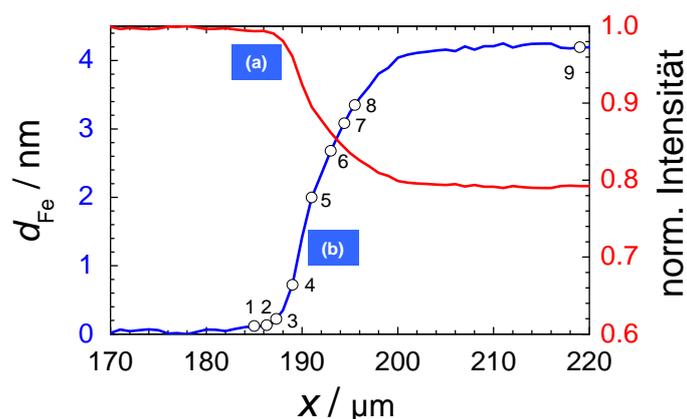
Fensters. Auf der Höhe von  $Z = 450 \mu\text{m}$  wurde das Linienprofil von Abbildung 4.17 (b) in der Wagerechten (X-Richtung) aufgenommen. Hier zeigt sich zwischen  $X = 190$  und  $200 \mu\text{m}$  ein stufenartiger Absorptionsanstieg an der Halbschattenposition des Eisenkeils. An dieser Stelle steigt die Eisendicke innerhalb von  $10 \mu\text{m}$  auf ihren höhenabhängigen Maximalwert.

Abbildung 4.18 (b) zeigt eine Aufnahme der für die Holografie (und Linienprofile) verwendete Optikmaske mit einem OL-Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$ . Im Radius von  $7 \mu\text{m}$  um das Objektloch befinden sich drei Referenzstrahlöffnungen. Die Referenzquelle für die hochauflösenden OL-Abbildungen hat einen Austrittslochdurchmesser von  $115 \text{ nm}$ . Die beiden anderen Referenzquellen haben Austrittslochdurchmesser von  $300 \text{ nm}$ .

Für die magnetischen Abbildungen der Co/Pt-Multilagendomänenstruktur wurde wie bisher der XMCD-Effekt mit der Photonenenergie der Co  $L_3$ -Absorptionskante ( $778 \text{ eV}$ ) genutzt, indem an jeder Abbildungsposition (entlang des Keils) zwei Hologramme mit Photonen entgegengesetzter Polarisation aufgezeichnet wurden.

Ein Hologramm (je Polarisation) setzt sich für eine bessere Statistik aus 100 aufsummierten Aufnahmen mit  $1,4$  Sekunden Belichtungszeit zusammen. Abbildung 4.18 (c) zeigt als Beispiel einen Ausschnitt der Rekonstruktion des magnetischen Hologramms, das direkt zu Beginn des Keils aufgezeichnet wurde (Fe unter  $1 \text{ nm}$ ).

Die Auflösung und die Qualität der OL-Abbildungen sind mit denen der konventionellen FTH-Proben vergleichbar. Die Abbildung ist frei von Verzerrungen und zeigt, dass es innerhalb der Aufnahmezeit von zwei Hologrammen zu keiner Verschiebung (o.ä.) zwischen FTH-Optik und Objekt gekommen ist.



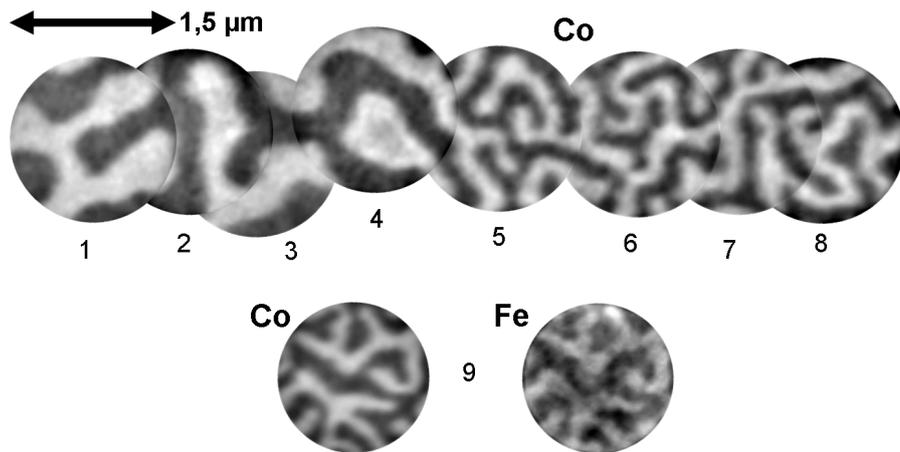
**Abbildung 4.19.:** Normiertes Absorptionsprofil und Schichtdickenbestimmung: Die rote Kurve (a) zeigt das gemessene Absorptionsprofil (normalisierter Photodiodenstrom) an der Eisen  $L_3$ -Absorptionskante, während die Probe verfahren wurde. Die Absorptionskurve wurde genutzt, um mit der Absorptionslänge von Eisen bei 708 eV die lokale Eisenbedeckung zu berechnen (blaue Kurve (b)). Die Punkte und Zahlen geben die Position der Hologramme an, die für die OL-Abbildungszusammenstellung von Abb. 4.20 aufgezeichnet wurden.

Mit Hilfe der Linienprofile des Photodiodenstroms bei 708 eV (Intensitätslinienprofile) von Abbildung 4.17 konnte ein normiertes Absorptions-Profil über den gesamten Keil erstellt werden. Dieses Profil kann direkt dafür verwendet werden, um mit der Absorptionslänge der Fe  $L_3$ -Absorptionskante ( $l_{\text{Fe},708 \text{ eV}} = 1/\mu_{\text{Fe},708 \text{ eV}} = 18 \text{ nm}$  [250]) die lokale Schichtdicke zu berechnen. Abbildung 4.19 (a) zeigt das normierte Intensitätsprofil über den Halbschatten, mit dem die lokale Schichtdicke (Abbildung 4.19 (b)) berechnet wurde. Die Eisendicke erreicht auf dieser Membranfensterhöhe eine maximale Stärke von 4,1 nm.

Die gesamte Serie von OL-Abbildungen aus den rekonstruierten Hologrammen wurde in Abbildung 4.20 zusammengesetzt. Die totale abgebildete Fläche von  $7,5 \mu\text{m} \times 1,5 \mu\text{m}$  deckt fast den gesamten Übergang des Eisen-Halbschattenkeils ab. Die maximal aufnehmbare Fläche ist hier aber nur durch die Größe der Membran begrenzt. Die Kontraste wurden für die Zusammensetzung angeglichen. Die OL-Abbildungen zeigen einen starken magnetischen Kontrast mit einem guten Signal/Rausch Verhältnis von bis zu 13 auf.

Die Einstellung der Röntgenphotonenenergie auf die Fe  $L_3$ -Absorptionskante erlaubt es die Domänenstruktur der Eisenschicht aufzunehmen. Abbildung 4.20 (9, Fe) zeigt die Rekonstruktion des Domänenmusters der senkrechten Magnetisierungskomponente im Eisenfilm bei einer Schichtstärke von 4,1 nm. Das Hologramm wurde an derselben Position aufgenommen wie das Hologramm Nummer (9, Co) der Co-Abbildungsserie.

In beiden Rekonstruktionen ist ein vergleichbares Domänenmuster zu sehen. Die identischen Muster lassen auf eine parallele Ausrichtung der aufgezeichneten senkrechten Magnetisierungskomponente von Eisenfilm und den Co-Lagen schließen. Die Aufnahmen zeigen, dass eine mögliche Austauschwechselwirkung zwischen Eisenschicht und der Co/Pt-Multilage eine ferromagnetische Kopplung durch die Pt-Lage bevorzugt. Es ist aber auch möglich, dass diese Domänenmusterübertragung über Dipolwechselwirkung erreicht wird.



**Abbildung 4.20.:** Domänengrößen-Entwicklung einer Co/Pt-Multilage, überdeckt von einem Eisenkeil: Eine (kontinuierliche) Serie von XMCD Hologrammen von überlappenden Bereichen der Probe über den Keil wurde an der Co  $L_3$ -Absorptionskante aufgenommen. Die rekonstruierten Domänenbilder (c) wurden an den jeweiligen nummerierten Stellen entlang des Eisenkeils aufgenommen. Eine kontinuierlich abnehmende Domänengröße mit zunehmender Eisenschichtdicke ist zu beobachten. Das Hologramm zu Bild (d) wurde an derselben Position wie das Co Bild Nr. 9 mit Photonen mit der Energie der Fe  $L_3$ -Absorptionskante aufgenommen.

Der geringe Domänenkontrast vom Eisen ist ein Hinweis darauf, dass die Magnetisierung fast komplett in der Ebene liegt. Durch die Nähe zur Co/Pt-Multilage von nur 2 nm ist die Eisenmagnetisierung einem hohen Streufeld von bis zu  $(\mu_0 M_s)$  1800 mT ausgesetzt, so dass die Magnetisierung durch Dipolwechselwirkung aus ihrer leichten Richtung/Ebene gedreht wird und dabei die Domänenstruktur der Co/Pt-Multilage annimmt.

Für die Referenzstrahlen wurden im Vergleich zur Goldtestprobe keine freien Durchgänge strukturiert. Deshalb ist der erreichte hohe magnetische Kontrast beachtenswert, obgleich die Referenzstrahlen auch das magnetische Material passieren mussten. Durch die Membran und die metallische Multilage wird die Intensität der Referenzstrahlen aufgrund der Absorption geschwächt. An der Co  $L_3$ -Absorptionskante kann die Transmission durch die gesamte Multilage auf 43% abgeschätzt werden. Dafür wurde eine magnetisierungsgemittelte Absorptionslänge von  $l_{Co, 778 \text{ eV}} = 18 \text{ nm}$  bei der Co  $L_3$ -Absorptionskante<sup>6</sup> verwendet [250].

Da die Referenzstrahlen magnetisches Material durchqueren, kann aber auch ein magnetischer Dichroismuskontrast in den Referenzwellen erwartet werden. Dieser Effekt kann tatsächlich in der Rekonstruktion bei den Kreuz-Korrelationen der beiden größeren Referenzstrahlen mit der kleinsten Referenzquelle (siehe gelbe und türkise Ausschnittvergrößerung in Abbildung 4.18 (c)) beobachtet werden. An verschiedenen Stellen auf der Probe erscheinen diese Positionen in der Rekonstruktion entweder hell oder dunkel und ab und zu auch zweigeteilt.

Der letzte Fall kann auch im Beispiel von Abbildung 4.18 (c) erkannt werden, wenn ein Referenzstrahlkanal (hier sogar beide) direkt über der Position einer Domänenwand liegt.

Wenn der Referenzstrahlkanal einen Durchmesser vergleichbar mit der Domänenwandbreite hat, ist der Einfluss auf eine OL-Abbildung nur ein multiplikativer Faktor auf die Stärke des magnetischen Kontrasts. Dies zeigt sich auch in den OL-Abbildungen zum kleinsten Referenz-

6. Absorptionslängen bei 778 eV: für SiN 1000 nm ( $d_{SiN} = 200 \text{ nm}$ ) und für Pt 62 nm ( $d_{Pt} = 21 \text{ nm}$ )

#### 4. Methodische Erweiterungen der Röntgen-Holografie

strahlkanal, die alle eine variierende Kontraststärke aufweisen. Die mittlere Abweichung der Domänenkontraste der ersten 3 Bilder von Abbildung 4.20 (Co-Flächen ohne Eisenbedeckung) liegt bei etwa 12%.

Dies beeinflusst im Allgemeinen nicht die räumliche magnetische Information (Ortsauflösung) und den relativen magnetischen Kontrast innerhalb der OL-Abbildung.

Ein grober Vergleich (ohne Eisenbedeckung, Aufnahme 1-3) mit dem Kontrast der FTH Probe von Abbildung 3.14, ergibt, dass die magnetischen Domänenkontraste der XHM Probe zwischen 44% - 55% niedriger sind als bei einem freien Durchgang der Referenzstrahlen. Dies stimmt mit der zu erwartenden Absorptionsschwächung der Referenzstrahlen überein. Dabei wurden die erreichte Auflösung, die Aufnahmezeit und die zusätzliche Platindicke der Co/Pt-Multilage (von der XHM-Probe) berücksichtigt.

#### Entwicklung der Domänengröße mit steigender Eisendicke

Die zusammengesetzten Bilder zeigen, dass die Eisenbedeckung die Domänengröße der Co/Pt-Multilage beeinflusst. Über die rekonstruierten Bilder wurde für jede Abbildungsposition die mittlere Domänengröße über eine stereologische Analyse<sup>7</sup> bestimmt [263].

Über die aufgezeichnete Position und das normierte Eisen-Absorptionsprofil konnte die Entwicklung der Domänengröße in Abhängigkeit der Eisendicke bestimmt werden (siehe Abbildung 4.21 (a)). Mit zunehmender Eisendicke schrumpft die Domänengröße der Co/Pt-Multilage von 290 nm auf 140 nm mit 4,1 nm Eisendeckung. Bei etwa 2 nm Fe-Bedeckung zeigt die Domänengröße einen sprunghaften Abfall.

Wie bereits im Grundlagenkapitel angedeutet, ist die treibende Kraft für den Zerfall in Domänen die magnetostatische Energie, die durch die alternierende Magnetisierung innerhalb der Domänen abgebaut werden kann. Die Domänengröße wird durch den Gewinn an magnetostatischer Energie und den Aufbau von Domänenwandenergie bestimmt. Die Domänenwandenergie ist abhängig von den Anisotropiekonstanten. Dies wird im Folgenden ausführlich im Kapitel 5 behandelt.

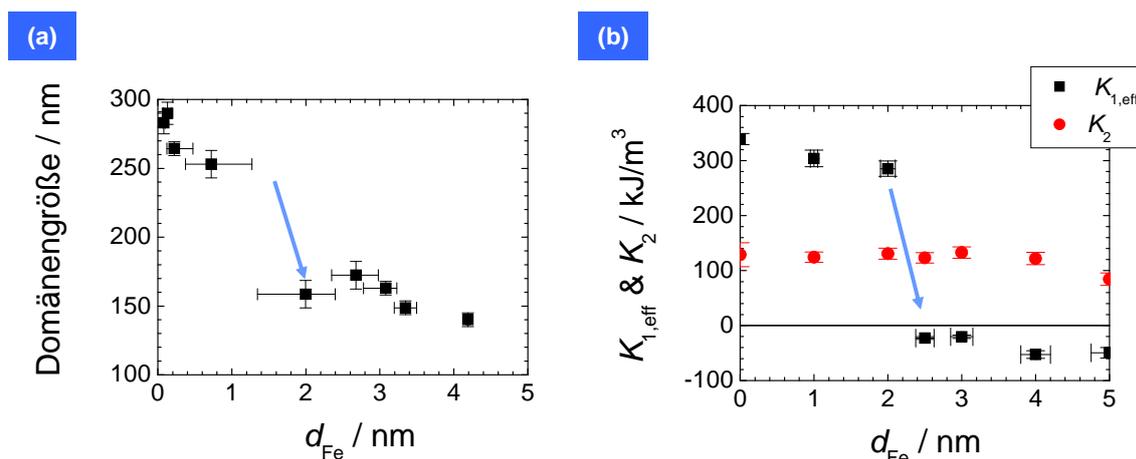
Die Co/Pt-Multilage der XHM-Probe hat ohne Eisenbedeckung eine Anisotropie von  $K_{1,\text{eff}} = (275 \pm 16) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (114 \pm 10) \text{ kJ/m}^3$ . Durch das leicht höhere magnetische Moment von Eisen ( $M_{s,\text{Fe}} = 1,74 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ,  $M_{s,\text{Co}} = 1,42 \cdot 10^6 \text{ A/m}$  [264]) erhöht sich mit zunehmender Eisendicke die magnetostatische Energiedichte bzw. die Formanisotropie. Da die Formanisotropie negativ in die Anisotropie erster Ordnung eingeht (Gl. 2.2), verringert sich  $K_{1,\text{eff}}$  und das System wird weiter zum Spin-Reorientierungsübergang getrieben.

Weiterführende und noch nicht abgeschlossene Untersuchungen von MOKE-Hysteresen zeigen einen Einfluss der Fe-Bedeckung auf die Anisotropie erster und zweiter Ordnung. Abbildung 4.21 (b) zeigt die Auftragung der Anisotropie-Konstanten erster und zweiter Ordnung in Abhängigkeit der Fe-Bedeckung. Beim Vergleich mit den Domänengrößen der XHM-Probe ist zu beachten, dass die Ausgangsanisotropie  $K_{1,\text{eff}}$  der Multilage von Abbildung 4.21 (b) aufgrund verbesserter Präparationsstechniken ca.  $75 \text{ kJ/m}^3$  höher ist als die der XHM-Multilagenprobe.

Der Verlauf zeigt, dass 2 nm Fe nur einen leichten Einfluss auf die effektive Anisotropiekonstante 1. und keine Auswirkungen auf die Anisotropie 2. Ordnung haben. Innerhalb weiterer 0,5 nm kommt es dann jedoch zu einem raschen Vorzeichenwechsel von  $K_{1,\text{eff}}$  und das System

---

7. Gesamtlänge von Linienprofilen in verschiedenen Richtungen ( $L$ ), Anzahl der gekreuzten Domänenwände ( $W$ ), Domänengröße:  $D = (2 \cdot L) / (\pi \cdot W)$



**Abbildung 4.21.:** (a) Domänengrößenentwicklung von Abb. 4.20 in Abhängigkeit der zusätzlichen Eisenschichtdicke. (b) Nachträgliche Untersuchung des Anisotropie-Verlaufs von  $K_{1,eff}$  und  $K_2$  mit zusätzlichem Eisen. Der Vergleich zeigt, dass die stufenartige Abnahme der Domänengröße in (a) bei ca. 2 nm Fe mit einem Vorzeichenwechsel von  $K_{1,eff}$  und dem Übergang in den SRT (siehe Abs. 2.1) mit gekippter Magnetisierung in Verbindung steht. Für die Bestimmung der Anisotropiefeldkonstanten  $H_{1,eff}$  und  $H_2$  bestimmt und die Anisotropiekonstanten mit  $K_{1,eff} = H_{1,eff} \cdot M_{s,ave}/2$  und  $K_2 = H_2 \cdot M_{s,ave}/2$  berechnet. Dabei wurde in erster Näherung für die Sättigungsmagnetisierung  $M_{s,ave}$  volumengemittelter Wert  $M_{s,ave} = (M_{s,Co} \cdot d_{Co} + M_{s,Fe} \cdot d_{Fe}) / (d_{Co} + d_{Fe})$  in Abhängigkeit der Eisenschichtdicke verwendet ( $d_{Co}$  konst. 5,6 nm). Dies ändert jedoch nichts an dem Vorzeichenwechsel, der für  $K_{1,eff}$  und  $H_{1,eff}$  gleichermaßen gilt.

wechselt in die Spin-Reorientierungsübergangsphase mit gekippter Magnetisierung, während sich  $K_2$  weiterhin nicht ändert.

Erst ab etwa 3 nm Fe verringert sich  $K_2$  mit steigender Eisendicke. Dabei ändert sich bis 5 nm auch  $K_{1,eff}$  soweit, dass die Phase gekippter Magnetisierung nicht verlassen wird. Stattdessen konnte mit Gleichung 2.3 bestimmt werden, dass der Magnetisierungs-Kippwinkel zunimmt.

In Verbindung mit Abbildung 4.21 (a) zeigt sich, dass mit dem Vorzeichenwechsel von  $K_{1,eff}$  auch eine abrupte Verkleinerung der Domänenweite von 250 auf 160 nm einhergeht. Beim Nulldurchgang von  $K_{1,eff}$  zeigt sich aber kein Zusammenbruch der Domänenweite. Stattdessen nimmt die Domänenweite einen weitgehend konstanten Wert an und verkleinert sich leicht mit steigender Eisendicke und sinkendem  $K_2$ .

Der Versatz zwischen dem  $K_{1,eff}$ -Vorzeichenwechsel von Abbildung 4.21 (b) (bei 2,5 nm) zu der abrupten Domänenverkleinerung bei Abbildung 4.21 (a) (bei 2 nm) ist möglicherweise durch die unterschiedlichen Anisotropien der einzelnen Multilagen zu erklären.

Wie sich im Allgemeinen die Veränderungen der Anisotropie erster und zweiter Ordnung auf die Domänenweite von Einzel- und Multilagen innerhalb der Übergangsphase mit gekippter Magnetisierung auswirken, wird in Anschluss im Kapitel 5 untersucht und demonstriert.

# 5. Der Einfluss der Anisotropiekonstanten 2. Ordnung auf die Domänengröße von Systemen im Spin-Reorientierungsübergang gekippter Magnetisierung

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, dass die Multilagensysteme in und nahe des Spin-Reorientierungsübergangs eine Domänenstruktur der senkrechten Magnetisierungskomponente mit einer nicht-verschwindenden Domänengröße im SRT aufweisen. Diese Tatsache ist, wie in Kapitel 1 besprochen, für zukünftige technologische Anwendungen<sup>1</sup> wichtig. Um mehr über die ausschlaggebenden Parameter für diese Beobachtungen zu erfahren wurden analytische und numerische Rechnungen für die Gleichgewichtsdomänenweite von Einzel- und Multilagensystemen durchgeführt, die in diesem Kapitel zusammengefasst werden.

Die treibende Kraft für das Entstehen von Domänen in senkrechten ferromagnetischen Systemen ist die magnetostatische (Entmagnetisierungs-) Energie aufgrund von Polen an der Oberfläche. Diese Energie kann durch eine Abfolge von entgegengesetzten Domänen abgebaut werden. Die Domänen werden durch Domänenwände getrennt. Bei dünnen senkrechten Filmen handelt es sich um Blochwände, bei denen die Magnetisierung von einer senkrechten Ausrichtung schraubenartig in die entgegen gesetzte Richtung wechselt.

Gegenläufig zum Abbau der Entmagnetisierungsenergie steigt durch die Verkleinerung der Domänen die Anzahl der Domänenwände und demzufolge die Domänenwandenergie (Anisotropie- und Austauschenergie).

Die Domänengröße eines dünnen magnetischen Films mit senkrechter Magnetisierung wird folglich durch das Minimum der Gesamtenergie aus magnetostatischer- und Domänenwandenergie bestimmt. Je geringer dabei die Domänenwandenergie pro Fläche ist, desto höher kann die Zahl von Domänenwänden sein und desto kleiner werden die Domänen.

Für die Berechnung der Gleichgewichtsdomänengröße ist eine korrekte Beschreibung der Domänenwandenergie pro Fläche ( $\gamma_w$ ) entscheidend. In der Literatur wird  $\gamma_w$  der Blochwand von uniaxialen Systemen häufig mit der Anisotropie in erster Näherung berechnet bzw. beschrieben und der allgemein bekannte Ausdruck

$$\gamma_w = 4\sqrt{AK_{1,\text{eff}}} \quad (5.1)$$

verwendet [31]. Diese Näherung ist gültig, wenn der Anisotropiebeitrag von  $K_{1,\text{eff}}$  groß ist und

---

1. z.B. für das Konzept des *domain wall shift register memory*

ein eventueller Beitrag zweiter Ordnung vernachlässigt werden kann.

Dies ist z.B. beim System Co auf Au(111) der Fall [265, 266]. Dieses System hat im Vergleich zu  $K_{1,\text{eff}}$  einen vernachlässigbar geringen negativen  $K_2$ -Beitrag und die Magnetisierung von dünnen Co-Einzellagen ist unterhalb von vier Monolagen senkrecht [35, 267]. Der Spin-Reorientierungsübergang (SRT), bei dem die Magnetisierung von einer senkrechten Ausrichtung in die Ebene wechselt, beginnt, bevor die Anisotropiekonstante  $K_{1,\text{eff}}$  ihren Nulldurchgang hat. Während der schichtdickengetriebene SRT die Koexistenzphase<sup>2</sup> durchläuft, wird bei diesem System ein Zusammenbruch/Kollaps der Domänengröße beobachtet [35, 36].

Die Näherung 1. Ordnung von Gleichung 5.1 verliert jedoch ihre Gültigkeit, sobald das System trotz eines negativen  $K_{1,\text{eff}}$ -Beitrags beim SRT über die Phase gekippter Magnetisierung ( $K_2 > 0$ ,  $-2K_2 < K_{1,\text{eff}} \leq 0$ ) noch eine weitgehend senkrechte Magnetisierung aufweist. In diesem Fall muss der nicht verschwindende positive Beitrag der Anisotropiekonstante  $K_2$  berücksichtigt werden.

Ein System, das diesen Phasenübergang zeigt, ist Co/Pt(111)-Einkristall [268, 269] oder auf einer polykristallinen texturierten Pt(111)-Wachstumslage in Form von Co Einzel- und Multilagen [37–39, 41]. Von diesem System ist bekannt, dass es innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung und nahe  $K_{1,\text{eff}} = 0$  mit senkrechter Magnetisierung zu einem Domänenzerfall kommt. Ein Kollaps der Domänenweite, wie es Gl. 5.1 bei  $K_{1,\text{eff}} \approx 0$  vermuten lassen würde und wie er beim System Co/Au(111) auftaucht [35, 36], wird nicht beobachtet. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei Co/Pt-Multilagen (und auf Co/Pd-Multilagen) nahe und im SRT häufig scheinbar dieselbe Domänengröße von etwa 100 bis 200 nm mit einem charakteristischen Labyrinth- oder Streifenmuster<sup>3</sup>.

Gegenstand dieser Untersuchung ist die Gleichgewichts-Domänenweite von dünnen Einzel- und Multilagen, die sich im Spin-Reorientierungsübergang mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung befinden, der hier wie in Abschnitt 2.1 mit  $\text{SRT}(K_2 > 0)$  abgekürzt wird.

In Abschnitt 5.2 und 5.3 wird gezeigt, dass die Domänengröße von Einzel- und Multilagensystemen innerhalb des  $\text{SRT}(K_2 > 0)$  nicht von  $K_{1,\text{eff}}$  sondern nur vom Beitrag der Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung abhängig ist. In der Phase gekippter Magnetisierung kann die entmagnetisierende Energie sowohl durch eine Verkleinerung der Domänen als auch durch die Zunahme des Kippwinkels abgebaut werden. Die Betrachtungen von Abschnitt 5.2 zeigen, dass die Erhöhung des Kippwinkels den weit höheren Gewinn an magnetostatischer Energie ergibt.

In Abschnitt 5.4 wird daraufhin demonstriert, dass diese Abhängigkeit dazu verwendet werden kann, um bei bekannter Anisotropie eines Ausgangssystems und mit Domänenbildern die Änderungen der Anisotropie erster und zweiter Ordnung (z.B. durch Ionenbeschuss) zu berechnen.

In diesem Kapitel wird der Begriff Energie generell für die Energiedichte verwendet, so dass die Anisotropien, die magnetostatische- und die Domänenwandenergie als Energie pro Volumen betrachtet werden.

---

2. siehe Abbildung 2.1 Abschnitt 2.1

3. Beispiele finden sich in [41–46]

## 5.1. Modell der Domänenweite von magnetischen senkrechten Einzellagen

Die magnetostatische Energie (also Energie/Volumen) kann durch einen Domänenzerfall verringert werden, während die Magnetisierung innerhalb der Domänen weiterhin senkrecht ausgerichtet ist.

Der Einsatz des Domänenzerfalls bei dünnen Schichtsystemen mit senkrechter Magnetisierung wird durch das Wechselspiel von Grenzflächen- und Formanisotropie bestimmt. Nimmt die Schichtdicke zu, sinkt der Grenzflächenbeitrag in Gl. 2.2 und die effektive Anisotropiekonstante 1. Ordnung wird klein. Zusammen mit der Anisotropie sinkt auch die Domänenwandenergie. Dementsprechend wird der Energieaufwand für den Einbau von Domänenwänden kleiner und die Magnetisierung zerfällt in Domänen. Die Domänenwandenergie ist dabei proportional zu  $\gamma_w$  und der Domänenwandflächendichte<sup>4</sup>.

In dünnen Filmen kann die Domänenwandflächendichte durch die Analyse der Domänenstruktur errechnet werden. Die Strukturanalyse erlaubt es, die beiden Energiebeiträge von Domänenwand- und magnetostatischer Energie miteinander zu vergleichen.

Die einfachste Energiebetrachtung erfolgt über die Beschreibung eines Streifendomänenmusters. Beim Streifenmuster ist die Anzahl von Domänenwänden umgekehrt proportional zur Domänenweite  $D$  und die Gesamtenergie  $e_G(D)$  aus Domänenwand- ( $e_W$ ) und magnetostatischer Energie ( $e_{MS}$ ) ist durch

$$e_G(D) = \frac{E}{V} = \frac{\gamma_w}{D} + K_d \cdot e_{MSE}(D) = e_W(D) + e_{MS}(D) \quad (5.2)$$

gegeben.

Die Funktion  $e_{MSE}(D)$  beschreibt die normierte Abhängigkeit der magnetostatischen Energie (kurz MSE) von der Domänenweite und ist eine stetige Funktion mit Werten zwischen 1 (bei unendlich großen) bis 0 (bei unendlich kleinen Domänen).

Für Einzellagen mit senkrechter Magnetisierung wurde die Gleichgewichtsdomänenweite erstmals analytisch von Kaplan und Gehring berechnet [270] und von Millev bestätigt [271]. Das Modell geht von unendlich scharfen und frei beweglichen Domänenwänden aus. Frei bewegliche Domänenwände deutet hierbei an, dass das System beim Zerfall in Domänen ungehindert (z.B. durch Domänenwand-*pinning*) seinen Gleichgewichtszustand erreichen kann. Den Autoren ist es gelungen eine analytische Näherung für die Funktion der magnetostatischen Energie eines regelmäßigen Domänenmusters zu finden, die von Málek und Kamberský abgeleitet wurde [272].

Mit der analytischen Funktion  $e_{MSE}(D)$  ist es möglich, die Ableitung von Gleichung 5.2 zur Gleichgewichtsdomänenweite  $D$  umzustellen. Demzufolge ist  $D$  eine Funktion von  $\gamma_w$  und der Schichtdicke  $d$  [270].

$$D(\gamma_w, d) = d \cdot \exp\left(\frac{\pi}{2}b + 1\right) \cdot \exp\left[\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\gamma_w}{K_d \cdot d}\right] \quad (5.3)$$

$K_d$  ist die magnetostatische (Entmagnetisierungs-) Energiedichte.

$$K_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2$$

4. Einheit: Fläche pro Volumen [ $m^2/m^3=1/m$ ]

Gleichung 5.3 sagt generell aus, dass die Domänenweite (-größe) bei gleich bleibendem  $K_d$  mit höherem  $\gamma_w$  oder einer geringeren Schichtdicke  $d$  zunimmt. Diese Beschreibung der Domänenweite nach Gleichung 5.3 bildet die Grundlage für die weiteren Betrachtungen.

Die analytische Beschreibung von Kaplan und Gehring hat gezeigt, dass die Abhängigkeit der Domänengröße von der Art des periodischen Domänenmusters rein über den Parameter  $b$  beschrieben wird. Für ein Streifendomänenmuster ist  $b = -0,666$  und für das so genannte (doppelt-periodische) Schachbrettmuster ist  $b = -0,047$ .

Für die weitere Betrachtung wird der Koeffizient  $B$  eingeführt, der die Geometrie des Domänenmusters wiedergibt.

$$B = \exp\left(\frac{\pi}{2}b + 1\right). \quad (5.4)$$

Bei Einzellagen ist  $B = 0,955$  für das Streifen- und  $2,525$  für das Schachbrettmuster [270]. Demzufolge sind nach Gleichung 5.3 und 5.4 die Domänen des Schachbrettmusters 2,64-fach größer als die des Streifenmusters.

## 5.2. Erweiterung der analytischen Beschreibung auf Einzellagen mit gekippter Magnetisierung

Im Folgenden soll die Konsequenz einer verkippten leichten Magnetisierungsrichtung auf die Gleichgewichtsdomänenweite betrachtet werden.

Die gegen die Oberflächennormale verkippte Magnetisierung ist die Folge des Vorzeichenwechsels von  $K_{1,\text{eff}}$ . Ein negativer Beitrag von  $K_{1,\text{eff}}$  treibt die Magnetisierung bereits dazu, in die Ebene zu drehen. Die in Abschnitt 2.1 vorgestellte Stabilitätsanalyse hat jedoch gezeigt, dass dies im Intervall  $-2K_2 < K_{1,\text{eff}} < 0$  von einem positiven  $K_2$ -Beitrag aufgefangen wird. Die Magnetisierung orientiert sich in eine Gleichgewichtslage, die um den Winkel  $\theta_c$  zur Oberflächennormalen verkippt ist (Gl. 2.3).

Eine Folge der gekippten Magnetisierung ist, dass sich die senkrechte Magnetisierungskomponente (Oberflächenpolstärke) verringert und die magnetostatische Energie  $K_{d,C}(\theta_c)$  als Funktion des Kippwinkels  $\theta_c$  abnimmt.

$$K_{d,C}(\theta_c) = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cdot \cos^2(\theta_c) \quad (5.5)$$

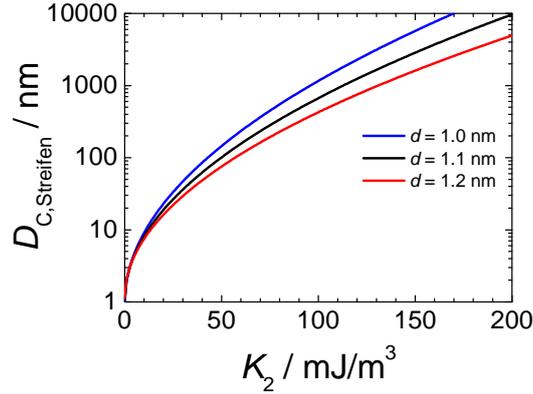
Der Index C (im Sinne von *canting*) bezeichnet den SRT ( $K_2 > 0$ ).

In der Vorbesprechung wurde bereits angemerkt, dass  $\gamma_w$  bei gekippter Magnetisierung (d.h.  $K_{1,\text{eff}} < 0$ ) nicht mehr über Gleichung 5.1 berechnet werden kann. Um die Domänengröße innerhalb des SRT ( $K_2 > 0$ ) über Gl. 5.3 zu beschreiben, muss die Berechnung von  $\gamma_w$  in der Anisotropie-Näherung zweiter Ordnung erfolgen. Die entsprechende Beschreibung von  $\gamma_{w,C}$  für den Fall gekippter Magnetisierung wurde von Träuble et al. vorgestellt [49].

$$\gamma_{w,C} = \frac{\pi}{2} (K_{1,\text{eff}} + 2K_2) \sqrt{\frac{A}{K_2}} \quad (5.6)$$

Dabei ist  $A$  die Konstante der Austauschsteifigkeit ( $A_{Co} = 31,4$  pJ/m [273]). Träuble et al. nutzten dabei die Sinus-Entwicklung der freien Energie (Gl. 2.1), so dass die Anisotropie dieser Arbeit direkt verwendet werden können.

## 5. Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.1.:** Analytisch berechnete Gleichgewichtsweite der Streifendomenen von Einzellagen in Abhängigkeit der Anisotropiekonstanten  $K_2$ : Die Kurven gelten für den Fall, dass sich das jeweilige Schichtsystem bei  $K_{1,\text{eff}} = 0$  oder innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung ( $\text{SRT}(K_2 > 0)$ ) befindet.

Gleichung 5.6 zeigt, dass  $\gamma_w$  bei  $K_{1,\text{eff}} = 0$  nicht verschwindet und mit negativem Beitrag 1. Ordnung immer geringer wird, bis  $\gamma_{w,C}$  bei  $K_{1,\text{eff}} = -2K_2$  verschwindet.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, für  $\gamma_{w,C}$  ebenfalls eine Darstellung in Abhängigkeit des Kippwinkels zu finden. Dies sollte mit Gleichung 5.6 grundsätzlich möglich sein, da  $\theta_c$  durch das Verhältnis von  $K_{1,\text{eff}}$  und  $K_2$  bestimmt wird. Mit der Definition des Kippwinkels (Gl. 2.3) folgt für  $\gamma_{w,C}$ :

$$\gamma_{w,C} = \pi \sqrt{AK_2} \left\{ 1 + \frac{K_{1,\text{eff}}}{2K_2} \right\} = \pi \sqrt{AK_2} (1 - \sin^2(\theta_c)) = \pi \sqrt{AK_2} \cos^2(\theta_c). \quad (5.7)$$

Die Umstellung zeigt, dass  $\gamma_{w,C}$  analog zu  $K_{d,C}$  eine Funktion von  $\cos^2(\theta_c)$  ist.

Werden nun die  $\theta_c$ -abhängigen Beiträge von  $K_{d,C}$  und  $\gamma_{w,C}$  in Gleichung 5.3 eingesetzt, folgt für die Gleichgewichtsdomänengröße  $D_C$  das wichtige Ergebnis, dass  $D_C$  innerhalb des  $\text{SRT}(K_2 > 0)$  unabhängig von  $K_{1,\text{eff}}$  und dem Magnetisierungskippwinkel ist.

$$D_C(K_2, d) = d \cdot B \cdot \exp \left[ \frac{\pi^2}{\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{AK_2}}{M_s^2 \cdot d} \right] \quad (5.8)$$

Gleichung 5.8 ist für magnetische Einzellagen die exakte analytische Beschreibung der Gleichgewichtsdomänengröße innerhalb des  $\text{SRT}(K_2 > 0)$  mit gekippter Magnetisierung. Es zeigt sich damit, dass die Domänengröße entscheidend durch den Beitrag von  $K_2$  bestimmt wird.

Die Berechnung der Gleichgewichtsdomänenweiten wird am Beispiel der Co-Einzellagen auf einer polykristallinen Pt-Wachstumslage mit (111)-Textur aus Ref. [39] vorgeführt. Zwischen

## 5.2. Modell der Domänengröße von Einzellagen mit gekippter Magnetisierung

einer Schichtdicke von 0,9 (senkrecht) und 1,3 nm (in der Ebene) durchläuft dieses System den (schichtdickengetriebenen) SRT ( $K_2 > 0$ ).

Abbildung 5.1 zeigt berechnete Verläufe der Streifendomänenweiten von Co-Einzellagen in Abhängigkeit von  $K_2$  im Schichtdickenbereich von 1,0 bis 1,2 nm. Da die Schichtdicke im Nenner des Exponenten steht und sehr klein ist, erreicht die Domänenweite mit steigendem  $K_2$  sehr schnell den Mikrometerbereich. Für das Beispiel einer  $d = 1,1$  nm Co-Lage mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung und  $K_2 \simeq 100$  kJ/m<sup>3</sup> [39] liegt die theoretische Gleichgewichtsdomänenweite  $D_C$  bei 900 nm.

Die Unabhängigkeit von  $K_{1,\text{eff}}$  hat zur Folge, dass bei konstantem  $K_2$  (ab dem Nulldurchgang von  $K_{1,\text{eff}}$ ) und gleicher Schichtdicke die Domänengröße trotz einer  $K_{1,\text{eff}}$ -Änderung unverändert bleibt und die Reduzierung der Entmagnetisierungsenergie nicht mehr über den weiteren Domänenzerfall vorangetrieben wird. Solche Veränderungen von  $K_{1,\text{eff}}$  können beispielsweise durch geänderte Präparationsmethoden oder Ionenbeschuss verursacht werden. Bei einem schichtdickenabhängigen SRT muss die mögliche Verkleinerung des Domänen mit steigender Schichtdicke mit berücksichtigt werden. Der Grund für eine gleichbleibende Domänengröße bei konstantem  $K_2$  und  $d$  ist die identische Kippwinkelabhängigkeit von  $\gamma_{w,C}$  und  $K_{d,C}$ . Da ab  $K_{1,\text{eff}} = 0$  die Magnetisierung beginnt, sich von der Oberflächensenkrechten wegzuneigen, geht automatisch die treibende Kraft für die Verkleinerung der Domänen verloren.

Sobald  $K_{1,\text{eff}}$  den Nulldurchgang durchquert, bedeutet eine Vergrößerung des Kippwinkels zudem in den meisten Fällen einen weit größeren Gewinn an magnetostatischer Energie als eine Domänenverkleinerung. Ein Winkel von  $10^\circ$  (d.h.  $-K_{1,\text{eff}}/K_2 \simeq 6/100$ ) reduziert die MSE bereits um 3%, ohne zusätzliche DWE aufzubauen. Ein solcher Energiegewinn ist bei der Gesamtenergie aus DWE und MSE nur bei einer sehr geringem  $\gamma_{w,C}$  zu erreichen.

Eine Zunahme des Kippwinkels bei annähernd unveränderter Domänengröße konnte auch bei Monte-Carlo Simulationen beobachtet werden, die von Kwon et al. 2010 veröffentlicht wurden [274].

Mit der Unabhängigkeit der Domänengröße von  $K_{1,\text{eff}}$  ist es innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung bei gleichbleibender Schichtdicke möglich, das  $K_{1,\text{eff}}/K_2$ -Phasendiagramm bei konstanter Domänenweite oder bei konstantem Kippwinkel zu durchlaufen.

Verringert sich bei einem System nur  $K_{1,\text{eff}}$  zu negativeren Werten, während  $K_2$  konstant bleibt, so vergrößert sich der Kippwinkel bei konstanter Domänenweite. In diesem Fall wird wie besprochen die MSE nach Gleichung 5.5 über den Kosinus des Kippwinkels abgebaut, ohne die DWE des Systems zu erhöhen.

Der Fall eines konstanten Kippwinkels besteht, wenn  $K_2$  und  $K_{1,\text{eff}}$  im selben Verhältnis zueinander stehen und sich bei einer Verkleinerung zum Ursprung ( $K_{1,\text{eff}} = K_2 = 0$ ) bewegen. In diesem Fall wird die MSE über eine Verkleinerung der Domänenweite abgebaut.

In allen anderen Fällen, wie z.B. wenn bei konstantem  $K_{1,\text{eff}}$  der  $K_2$ -Wert gegen Null läuft, variieren sowohl der Kippwinkel als auch die Domänenweite.

Würde die Domänengröße bei einem schichtdickengetriebenen SRT phasenweise ungefähr konstant bleiben (zunehmen), so wäre dies ein Hinweis darauf, dass sich  $K_2$  quadratisch (oder mehr) mit der Schichtdicke  $d$  vergrößert.

### 5.2.1. Gleichgewichtsdomänenweite für den Fall $K_{1,\text{eff}} \geq 0$

Für den Fall einer senkrechter Magnetisierung ( $K_{1,\text{eff}} \geq 0$ ) und  $K_2 > 0$  wird die Wandenergie pro Fläche  $\gamma_{w,S}$  in der Anisotropie-Näherung 2. Ordnung durch

$$\gamma_{w,S} = 2\sqrt{AK_{1,\text{eff}}} \left\{ 1 + \frac{K_{1,\text{eff}} + K_2}{\sqrt{K_{1,\text{eff}} \cdot K_2}} \arcsin \sqrt{\frac{K_2}{K_{1,\text{eff}} + K_2}} \right\} \quad (5.9)$$

berechnet [49]. Dabei müssen sich  $\gamma_{w,S}$  und  $\gamma_{w,C}$  (Gl. 5.6) bei gleichem  $K_2$  und  $K_{1,\text{eff}} = 0$  im Punkt  $\gamma_{w,S/C} = \pi\sqrt{AK_2}$  treffen. Dies ist über den Ausdruck von Gleichung 5.9 nicht ersichtlich. Eine Umstellung von Gleichung 5.9 ergibt jedoch:

$$\gamma_{w,S} = \pi\sqrt{AK_2} \left\{ \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{K_{1,\text{eff}}}{K_2}} + \frac{2}{\pi \cdot K_2} (K_{1,\text{eff}} + K_2) \arcsin \sqrt{\frac{K_2}{K_{1,\text{eff}} + K_2}} \right\}. \quad (5.10)$$

Im Fall  $K_{1,\text{eff}} \rightarrow 0$  verschwindet der erste Teil innerhalb der geschweiften Klammern und der zweite Teil ist gleich 1, so dass  $\gamma_{w,S}$  beim geforderten Wert von  $\pi\sqrt{AK_2}$  ankommt.

Gleichung 5.10 zeigt, dass die Domänenwandenergie  $\pi\sqrt{AK_2}$  den Startwert für  $\gamma_{w,S}$  in der Phase senkrechter Magnetisierung bildet. Damit ist die Wandenergie im Gegensatz zu Gleichung 5.1 nicht verschwindend gering, was gleichzeitig der Grund dafür ist, dass kein Zusammenbruch der Domänenweite beobachtet werden kann. D.h. die Domänengröße wird durch  $K_2$  stabilisiert und ein Kollaps verhindert. Dies konnte bereits bei Monte-Carlo Simulationen von Vedmedenko et al. [275–277] beobachtet werden.

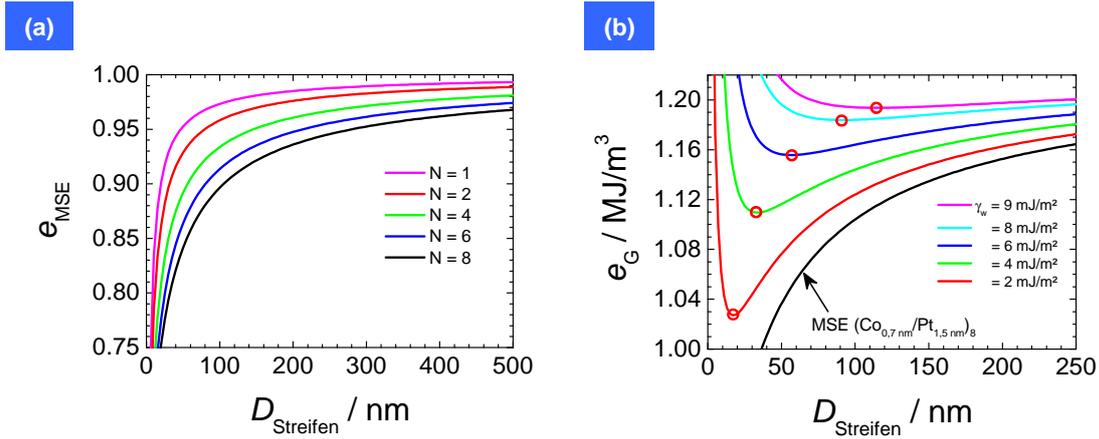
Gleichung 5.10 zeigt, dass die Domänengröße  $D_C$  innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung gleichzeitig auch den Startwert  $D_0(K_2, d)$  für die Domänengröße eines Systems mit senkrechter Magnetisierung ab  $K_{1,\text{eff}} \geq 0$  bildet.

$$D_0(K_2, d) = d \cdot B \cdot \exp \left[ \frac{\pi^2}{\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{AK_2}}{M_s^2 \cdot d} \right] \quad (5.11)$$

Dieses Ergebnis wurde auch von Maziewski et al. vorhergesagt [278]. Die Veröffentlichung verfolgte ein ganz ähnliches Ziel wie Abschnitt 5.2. In Ref. [278] wurde jedoch innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung nur die Streifenphase mit ausgerichteter Komponente in der Ebene betrachtet. Auf diese Einschränkung, mit ausschließlich  $(90^\circ - 2\theta_c)$ -Domänenwänden, wurde jedoch nicht hingewiesen. Die angegebene Domänenwandenergie wurde nicht hergeleitet und stimmt nicht mit der Quellenangabe (Ref. [51]) überein.

## 5.3. Domänenweite von Multilagen mit gekippter Magnetisierung

Um das neue Modell auf Multilagensysteme zu übertragen, muss berücksichtigt werden, dass der Verlauf der magnetostatischen Energie mit der Domänengröße ( $e_{\text{MSE}}(D)$ ) abhängig ist von der Multilagenzusammensetzung, d.h. der Dicke der magnetischen Schichten und der Zwischenlagen sowie deren Anzahl. Der Verlauf unterscheidet sich deutlich von dem einer Einzellage mit der entsprechenden Gesamtdicke der magnetischen Schichten einer Multilage.



**Abbildung 5.2.:** a) Numerische Berechnung der normierten magnetostatischen Energiedichte  $e_{MSE}(D)$  in Abhängigkeit der Streifendomänenweite  $D$  für Multilagen mit steigender Lagenzahl  $N$  von 0,7 nm dicken magnetischen Schichten mit 1,5 nm unmagnetischen Zwischenschichten (von  $N = 1$  bis  $N = 8$ ). (b) Numerisch berechneter Kurvenverlauf der Gesamtenergiedichte ( $e_G(D)$ , Summe DWE+MSE) in Abhängigkeit der Streifendomänenweite  $D$  für eine 8-fach Multilage  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$  mit  $K_{1,\text{eff}} \leq 0$  und steigender Anisotropie  $K_2 > 0$ .

Für Multilagen gibt es jedoch bisher keine analytische Beschreibung der Funktion  $e_{MSE}(D)$ , so dass der Verlauf für Multilagensysteme numerisch berechnet werden muss.

Das Vorgehen zur numerischen Berechnung von  $e_{MSE}(D)$  in Abhängigkeit einer vorgegebenen Domänenweite wurde für das Streifendomänenmuster von Suna vorgestellt [279]. Dies wurde von Draismaa und deJonge [280] erweitert, um externe Magnetfelder in die Berechnung mit einzubeziehen. Hier wurde der Ausdruck aus Ref. [280] verwendet. In beiden Veröffentlichungen werden wie in Ref. [270] unendlich scharfe und frei bewegliche Domänenwände vorausgesetzt. Bei der numerischen Berechnung wird die Multilagenkomposition fest vorgegeben und die magnetostatische Energiedichte durch eine unendliche Summe zu jeder einzelnen Domänenweite berechnet.

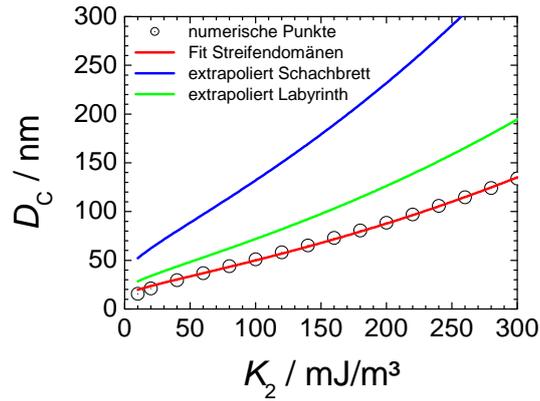
Abbildung 5.2 (a) zeigt, wie sich der Verlauf von  $e_{MSE}(D)$  verändert, wenn ein Multilagensystem aus einer steigenden Zahl  $N$  von 0,7 nm dicken magnetischen Lagen mit 1,5 nm dicken unmagnetischen Zwischenschichten aufgebaut wird. Für jeden Punkt von  $e_{MSE}(D)$  wurde die Summe von Gl. 1 in Ref. [280] bis zum Summierungsindex  $n = 5000$  berechnet.

Die Anisotropiekonstanten der innerhalb dieses Kapitels verwendeten 8-fach Co/Pt-Multilage mit dieser Komposition liegen im  $K_{1,\text{eff}}/K_2$ -Phasendiagramm innerhalb der Phase mit gekippter Magnetisierung (siehe auch Ref. [39]).

Die Kurvenverläufe von Abbildung 5.2 (a) zeigen, dass  $e_{MSE}$  mit steigender Lagenzahl kleiner wird. Dies liegt daran, dass mit zunehmender Lagenzahl die Multipolordnung am Ort der Domänenwand steigt und sich die entgegengesetzten magnetischen Pole zunehmend gegenseitig abschirmen. Also wird bei höherer Lagenzahl durch den Einzug einer Domänenwand mehr magnetostatische Energie abgebaut.

Die magnetostatische Energie wird nun wie bei Gleichung 5.2 besprochen mit der Domänenwandenergie verglichen. Diese ist im Fall von Streifendomänen umgekehrt proportional zur

## 5. Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.3.:** Verlauf der numerisch bestimmten Gleichgewichtsdomänenweite in Abhängigkeit von  $K_2$  und Kurvenanpassung von Gl. 5.12 (rot) für die  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilage. Die Multilage, die in dieser Arbeit behandelt wurde, befindet sich im SRT ( $K_2 > 0$ ) ( $-2K_2 \leq K_{1,\text{eff}} \leq 0$ ). Unter der Annahme, dass sich das Größenverhältnis zwischen Streifen- und Schachbrettmusterdomänen gleich verhält wie analytisch für Einzellagen berechnet [270], wurde nach der Kurvenanpassung der Verlauf der Schachbrettdomänengröße extrapoliert (blau). Die Kurven grenzen die mögliche Größe der Labyrinthdomänen ein. Mit dem experimentellen Größenverhältnis zwischen Labyrinth- und Streifendomänen (1,44 [46]) wurde der mögliche Verlauf der Gleichgewichts-Labyrinthdomänengröße extrapoliert.

Domänenweite ( $\gamma_w/D$ ). Für die 8-fach Multilage von Abb. 5.2 (a) wird dies in (b) für verschiedene  $\gamma_w$  Werte von 2 - 9 mJ/m<sup>2</sup> vorgeführt. Das Minimum der Gesamtenergie  $e_G$  muss für jedes  $\gamma_w$  einzeln bestimmt werden (Markierungen), so dass daraufhin die Gleichgewichtsdomänenweite in Abhängigkeit von  $\gamma_w$  dargestellt werden kann.

Mit der gültigen Voraussetzung, dass die Kippwinkelkorrektur der magnetostatischen Energie  $K_{d,C}$  (Gl. 5.5) für Multilagen dieselbe ist wie für Einzellagen, kann  $D_{C,\text{Streifen}}$  für den SRT ( $K_2 > 0$ ) in Abhängigkeit von  $K_2$  aufgetragen werden.

Das Ergebnis für die Gleichgewichtsweite der Streifendomänen der  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilage in der Phase gekippter Magnetisierung ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

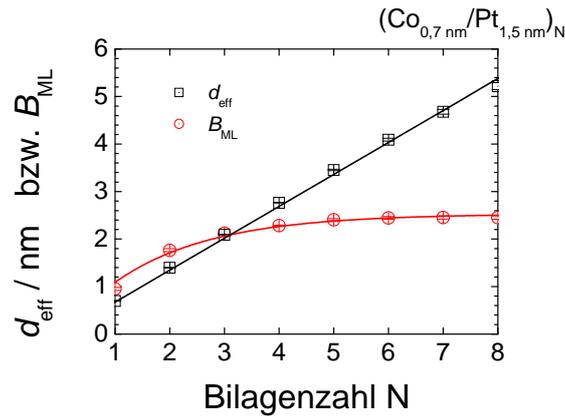
Mit dem Ergebnis der  $K_{1,\text{eff}}$ -Unabhängigkeit der Domänengröße innerhalb der Phase gekippter Magnetisierung kann nun auch für Multilagen die korrekte Gleichgewichtsgröße von Multilagendomenen numerisch angegeben werden.

Für die weiteren Betrachtungen dieses Kapitels ist jedoch eine funktionelle Abhängigkeit der Domänengröße von  $K_2$  nötig. Aus diesem Grund wird der Punkteverlauf nun durch eine Funktion angepasst, die ähnlich der von Gleichung 5.8 für Einzellagen ist.

$$D(K_2) = d_{\text{eff}} \cdot B_{\text{ML}} \cdot \exp \left[ \frac{\pi^2}{\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{AK_2}}{M_s^2 \cdot d_{\text{eff}}} \right] \quad (5.12)$$

Dabei werden die Fit-Parameter  $d_{\text{eff}}$  (eff: effektiv) und  $B_{\text{ML}}$  (ML: Multilage) variiert, um eine gute Übereinstimmung in einem vorgegebenen Wertebereich zu erhalten (hier  $0 \leq K_2 \leq$

### 5.3. Domänenweite von Multilagen mit gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.4.:** Verlauf der Fitparameter für die “effektive“ Schichtdicke  $d_{\text{eff}}$  und des Domänenmuster-Parameters  $B_{\text{ML}}$  für Streifendomänen in Abhängigkeit der Lagenzahl  $N$ .  $d_{\text{eff}}$  liegt stets unter der Gesamtschichtdicke der Co-Lagen (Steigung  $(0,672 \pm 0,006)$  nm/Lage).  $B_{\text{ML}}$  zeigt mit steigender Lagenzahl eine Annäherung an  $(2,53 \pm 0,05)$ .

$300 \text{ kJ/m}^3$ ). Für das Beispiel der 8-fach Multilage ist die angepasste Kurve in Abbildung 5.3 mit eingezeichnet. Die Parameter für diese Multilage sind  $d_{\text{eff}} = (5,22 \pm 0,07)$  nm und  $B_{\text{ML}} = 2,45 \pm 0,04$ .

Allgemein sind die Parameter  $d_{\text{eff}}$  und  $B_{\text{ML}}$  unabhängig davon, ob sich das Multilagensystem im SRT ( $K_2 > 0$ ) befindet oder eine senkrechte Magnetisierung ausweist. Demzufolge kann die Kurvenanpassung auch am Verlauf von  $D_{\text{Streifen}}$  in Abhängigkeit von  $\gamma_w$ ) mit Gleichung 5.3 durchgeführt werden.

Für das Beispiel der Multilage mit steigender Lagenzahl  $N$  von Abbildung 5.2 (a) sind die ermittelten Anpassungsparameter in Abhängigkeit von  $N$  in Abbildung 5.4 dargestellt.

Der Verlauf von  $d_{\text{eff}}$  zeigt, dass die effektive Schichtdicke für 0,7 nm Co-Lagen linear mit  $(0,672 \pm 0,006)$  nm/Lage zunimmt. Demnach ist  $d_{\text{eff}}$  nicht identisch zur Gesamtdicke der magnetischen Lagen, sondern liegt stets leicht darunter. Der Parameter  $B_{\text{ML}}$  weist mit steigender Lagenzahl eine asymptotische Annäherung an  $(2,53 \pm 0,05)$  auf.

Unter der Annahme, dass bei einer Multilage der Musterparameter  $B_{\text{ML}}$  vom Schachbrettmuster im selben Verhältnis zum Streifenmuster steht, wie es bei der Einzellage der Fall ist, kann die Größe der Schachbrettdomänen extrapoliert werden. Die entsprechende Kurve ist in Abbildung 5.3 mit eingezeichnet (blaue Linie).

Beim Domänenzerfall von senkrechten Filmen wird häufig das sogenannte Labyrinth-Muster beobachtet (siehe Abbildung 3.14) [51]. Der Koeffizient für dieses Domänenmuster wurde bisher aufgrund der Komplexität nicht berechnet.

Das Labyrinthmuster liegt von seiner Art zwischen Streifen und Schachbrettmuster. Die Verläufe der Streifen- und Schachbrettdomänengrößen grenzen damit den Bereich der zu erwartenden mittleren Größe der Labyrinthdomänen ein.

Experimentell wurde z.B. von Hellwig et al. in Ref. [46] berichtet, dass die Domänengröße des Labyrinth-Musters ca. 44% größer ist als die Domänenweite der ausgerichteten Streifenphase derselben Co/Pt-Multilage. Ein annähernd identisches Verhältnis von 1,45 konnte von Miguel et

al. bei den MFM-Aufnahmen der senkrechten Domänenstruktur einer 42 nm dicken  $\text{Gd}_{17}\text{Fe}_{83}$ -Schicht aufgezeichnet werden<sup>5</sup> [281]. Die Domänengröße des Labyrinthmusters liegt damit wie zu erwarten im Bereich zwischen Streifen- und Schachbrettmuster und wurde zur Orientierung mit in Abb. 5.3 eingezeichnet (grün).

Der  $K_2$ -Wert der verwendeten  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilagen liegt bei etwa  $120 \pm 20 \text{ kJ/m}^3$ . Die zu erwartete Gleichgewichtsdomänengröße der Streifenphase liegt nach Abbildung 5.3 bei etwa  $57 \pm 8 \text{ nm}$  und die des Labyrinthmusters mit der verwendeten Annahme bei  $82 \pm 11 \text{ nm}$ . Die beobachtete Domänengröße der FTH-Experimente (beispielsweise  $110 \pm 5 \text{ nm}$  bei Abb. 3.14 oder  $121 \pm 4 \text{ nm}$  bei Abb. 5.7) liegt über den Erwartungswerten. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Domänengröße durch die polykristalline Filmstruktur beim Domänenzerfall stabilisiert wird. Das heißt, dass Domänenwände durch die Korngrenzen und die Rauigkeit der Filme in ihrer Bewegung behindert werden können. Bei den Untersuchungen der Referenzen [46] und [281] wurden die Filme aufwendig entmagnetisiert.

## 5.4. Berechnung von $K_{1,\text{eff}}$ - und $K_2$ durch die Änderung des magnetischen Signals und der Domänengröße

Gleichung 5.12 zeigt, dass  $D_C$  und  $K_2$  in einem einfachen Verhältnis zueinander stehen. Wenn sich beide Systeme im SRT ( $K_2 > 0$ ) befinden, kann bei einer bestimmten Änderung einer der beiden Größen die zweite berechnet werden. Hier soll nun demonstriert werden, wie nach einer Modifikation des magnetischen Systems und durch die Information von magnetischen Abbildungen die Änderung der Anisotropiekonstanten sowohl von  $K_2$  als auch von  $K_{1,\text{eff}}$  berechnet werden können.

Eine magnetische Mikrostrukturaufnahme, wie sie mit der FTH aufgezeichnet werden kann, enthält zwei wesentliche Informationen. Zum einen kann die Domänengröße bestimmt werden und zum anderen der magnetische Kontrast. Rückblickend auf Gleichung 5.12 zeigt sich zum Beispiel, dass der Unterschied zwischen den  $K_2$ -Werten bei bekannter Anisotropie des Ausgangssystems mit dem Verhältnis der Domänengröße angegeben werden kann. Ähnliches gilt für die Änderung von  $K_{1,\text{eff}}$ , die bei bekannter Anfangsanisotropie (wie im Anschluss gezeigt) über die senkrechte Magnetisierungskomponente (proportional zum magnetischen Kontrast) berechnet werden kann.

### 5.4.1. Berechnung von $K_2$ bei Domänengrößeänderungen

Aus dem Verhältnis der Domänengrößen zweier Systeme kann mit Gleichung 5.8 bzw. 5.12 eine Aussage über die Änderung von  $K_2$  getroffen werden. Die Berechnung der unbekanntenen Anisotropie ( $K_{2,f}$ ) ist möglich, sofern der  $K_2$ -Wert des Ausgangssystems (i) bekannt ist. Das allgemeine Verhältnis der Domänengrößen von Gleichung 5.12 ist

$$\frac{D_{C,f}}{D_{C,i}} = \frac{d_{\text{eff},f}}{d_{\text{eff},i}} \cdot \frac{B_{\text{ML},f}}{B_{\text{ML},i}} \cdot \exp \left[ \frac{\pi^2}{\mu_0} \cdot \left( \left\{ \frac{\sqrt{AK_2}}{M_s^2 \cdot d_{\text{eff}}} \right\}_f - \left\{ \frac{\sqrt{AK_2}}{M_s^2 \cdot d_{\text{eff}}} \right\}_i \right) \right]. \quad (5.13)$$

5. Mit Streudaten wurde ein Verhältnis von 1,56 gefunden. Jedoch wird durch eine eigene Analyse von Fig.4 ein Verhältnis 1,41 berechnet.

Die Indizes  $i$  und  $f$  stehen für das System mit bekannter bzw. unbekannter Anisotropie. Eine Bedingung für die Berechnung ist, dass die Domänenmuster vergleichbar sind. Die Muster werden durch den Parameter  $B_{ML}$  beschrieben. Das heißt, die beiden Systeme ( $i$ ) und ( $f$ ) sollten beide entweder ein Streifen- oder Labyrinthmuster aufweisen. Änderungen von  $B_{ML}$  können zurzeit nicht berechnet<sup>6</sup> werden.

Gleichung 5.13 ist grundsätzlich dafür geeignet, zwei verschiedene Multilagensysteme miteinander zu vergleichen, sofern die Multilagenzusammensetzungen bekannt sind und  $d_{eff}$  sowie  $B_{ML}$  für beide Systeme bestimmt wurden.

Die Berechnung von  $K_{2,f}$  vereinfacht sich, wenn es sich um ein einzelnes Multilagensystem handelt, bei dem die Anisotropien z.B. über eine unterschiedlich dicke Wachstumslage (Wachstumslagenkeil), oder auch durch lokalen Ionenbeschuss (o.ä.) moduliert wurden, ohne dabei Material abzutragen ( $d_{eff} = konst.$ ) oder das magnetische Moment zu verändern ( $M_s = konst.$ ). Für ein solches System ist der vordere Teil von Gleichung 5.13 gleich 1 und der Ausdruck kann zum Wert  $K_{2,f}$  umgestellt werden.

$$K_{2,f} = \left[ \frac{M_s^2 \cdot d_{eff} \mu_0}{\sqrt{A} \pi^2} \ln \left( \frac{D_f}{D_i} \right) + \sqrt{K_{2,i}} \right]^2 \quad (5.14)$$

Für den Übergang zur Einzellage ist  $d_{eff} = d$  und  $B_{ML}$  durch  $B$  (Gl. 5.8) zu ersetzen. Gleichung 5.14 zeigt, dass die Änderung von  $K_2$  innerhalb der Phase mit gekippter Magnetisierung durch die Veränderung der mittleren Domänengröße berechnet oder zumindest abgeschätzt werden kann. Für den Fall, dass  $D_f$  kleiner ist als  $D_i$ , ist der Logarithmus des Größenverhältnisses negativ, so dass  $K_{2,f}$  kleiner wird als  $K_{2,i}$ .

#### 5.4.2. Berechnung von $K_{1,eff}$ durch die Kontraständerung von magnetischen Abbildungen

Wie bereits angesprochen ist der magnetische Kontrast einer FTH-Abbildung proportional zur Magnetisierungskomponente in Strahlrichtung. Bei senkrechtem Lichteinfall ist dies automatisch die senkrechte Magnetisierungskomponente, die ihrerseits proportional zum Kosinus des Magnetisierungskippwinkels  $\theta_c$  ist.

Mit einer Änderung des magnetischen Kontrasts kann demzufolge bei bekannter Ausgangsanisotropie die Änderung von  $\theta_c$  berechnet werden. Der Kippwinkel und somit das magnetische Signal  $S_{i/f}$  stehen nach Gleichung 5.5 neben der Änderung von  $K_2$  mit der von  $K_{1,eff}$  im Zusammenhang. Für das Verhältnis  $C$  der magnetischen Signale folgt:

$$C = \frac{S_f}{S_i} = \frac{\cos \theta_{c,f}}{\cos \theta_{c,i}}. \quad (5.15)$$

Mit der Definition des Kippwinkels von Gleichung 2.3 und den Kosinussätzen ist:

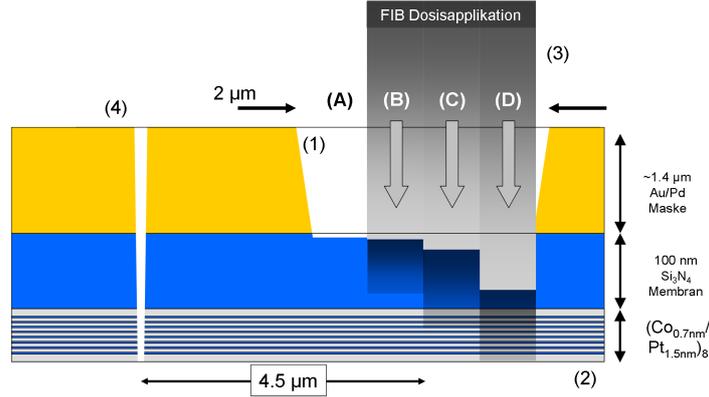
$$\cos^2 \theta_c = 1 - \sin^2 \theta_c = 1 + \frac{K_{1,eff}}{2K_2} = \frac{2K_2 + K_{1,eff}}{2K_2}. \quad (5.16)$$

Damit folgt für das Quadrat des Signalverhältnisses:

---

6. ggf. jedoch abgeschätzt werden

## 5. Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.5.:** Schematische Querschnittszeichnung der FTH-Probe mit  $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,5 \text{ nm}})_8$ -Multilage: Nach der Strukturierung des Objektlochs (1) und dem Aufbringen der Multilage (2) auf der gegenüberliegenden Seite wurde die Multilage durch die  $\text{SiN}$ -Schicht mit Ionen beschossen (3). 500 nm breite Bereiche wurden mit (A) 0, (B) 25, (C) 250, und (D)  $1250 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  (30 keV) beschossen. Im Anschluss wurden die Referenzstrahlkanäle strukturiert (4). Die Schemazeichnung deutet an, dass durch die Dosisapplikation Material abgetragen wird und sich die Kollisionenkaskade dann bis zur Multilage erstreckt, wo Strukturveränderungen hervorgerufen werden (Abtragsrate  $0,2 \mu\text{m}^3/\text{nC}$  für  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ergibt (B) 1 nm, (C) 5 nm und (D) 50 nm Abtrag).

$$C^2 = \left(\frac{S_f}{S_i}\right)^2 = \left(\frac{(M_s \cos(\theta_c))_f}{(M_s \cos(\theta_c))_i}\right)^2 = \frac{2K_{2,f} + K_{1,\text{eff},f}}{2K_{2,f}} \cdot \frac{2K_{2,i}}{2K_{2,i} + K_{1,\text{eff},i}}. \quad (5.17)$$

Diese Gleichung kann zum gesuchten Wert von  $K_{1,\text{eff},f}$  umgestellt werden, so dass zusammen mit der Änderung von  $K_2$  auch die von  $K_{1,\text{eff}}$  berechnet (abgeschätzt) werden kann.

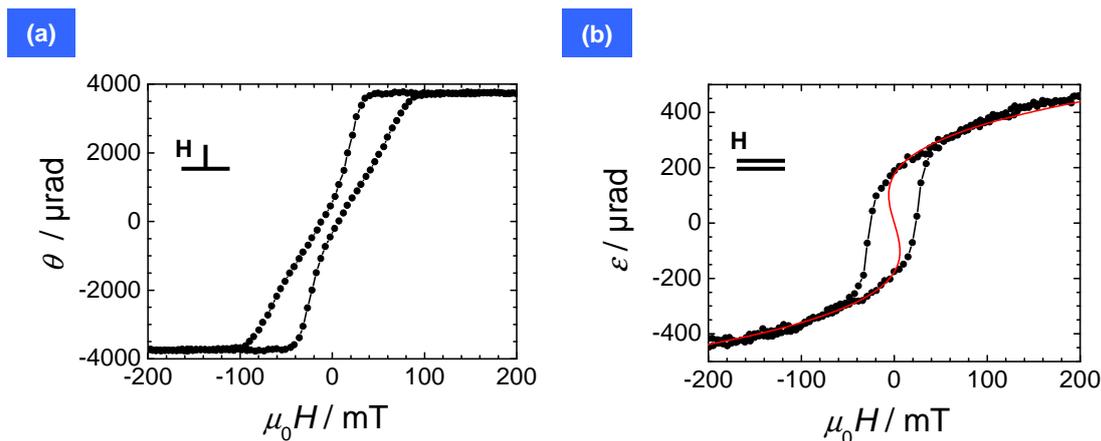
$$K_{1,\text{eff},f} = \left(\frac{S_f}{S_i}\right)^2 \frac{K_{2,f}}{K_{2,i}} (2K_{2,i} + K_{1,\text{eff},i}) - 2K_{2,f} \quad (5.18)$$

### 5.5. Co/Pt-Multilage mit modulierter Anisotropie

Die Berechnung der Anisotropiewerte  $K_{2,f}$  und  $K_{1,\text{eff},f}$  mit den Informationen einer magnetischen Abbildung wird am Beispiel einer FTH-Probe mit einer Co/Pt-Multilage demonstriert. Bei der Multilage wurden die magnetischen Eigenschaften über moderierten Ionenbeschuss (30 keV  $\text{Ga}^+$ ) lokal verändert, ohne dabei magnetisches Material zu entfernen.

Die Wirkung von 30 keV  $\text{Ga}^+$  auf Co/Pt Multilagen mit senkrechter Magnetisierung wurde bereits in Abschnitt 2.4.1 diskutiert. Hyndman et al. konnten demonstrieren, dass die Magnetisierung bei direktem Beschuss der Multilage ab einer Flächendosis von  $1 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  in die Ebene wechselt und das System ab  $2 \cdot 10^{15} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  paramagnetisch wird [104].

Eine gleichmäßige Flächendosisabgabe von weniger als  $1 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  ist technisch bedingt nur schwer zu erreichen. Der direkte Beschuss mit 30 keV  $\text{Ga}^+$  ist daher für eine schwache und unterschiedlich starke Modulation der magnetischen Eigenschaften nicht geeignet.



**Abbildung 5.6.:** (a) polare und (b) longitudinale MOKE-Hysterese der  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilage: Die polare Hysterese zeigt einen Domänenzerfall, bevor der Nullfeldpunkt erreicht wird. Der Kurvenverlauf der longitudinalen Hysterese ist typisch für ein System, das sich im SRT ( $K_2 > 0, -2K_2 \leq K_{1,\text{eff}} \leq 0$ ) befindet. Dazu zählt die nicht verschwindende Remanenz der komplanaren Magnetisierungskomponente. Über eine Kurvenanpassung an (b) können die Anisotropie-Konstanten bestimmt werden ( $K_{1,\text{eff}} = (-31 \pm 8) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (116 \pm 12) \text{ kJ/m}^3$ ).

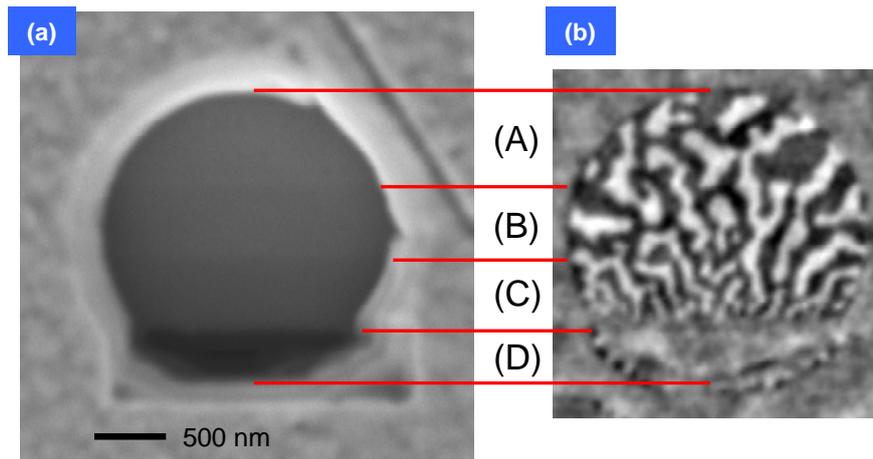
Ein Weg, die Schädigung zu reduzieren und den Dosisbereich bis zum Verschwinden der senkrechten magnetischen Eigenschaften zu erweitern, ist, die Energie der Ionen zu reduzieren. Dabei sollte jedoch die hohe Auflösung der FIB bei 30 keV nicht verloren gehen.

Um dies zu erreichen, kann die Energie der Ionen direkt über der Multilage durch eine dünne obere Schutzschicht reduziert werden. Eine Schutzschicht wird beispielsweise bei der FIB-Querschnittspräparation für TEM-Abbildungen [282] und der Präparation von Blenden mit hohem Aspektverhältnis [283] eingesetzt. Bei den Holografieproben bietet sich an, die Siliziumnitrid-Membran als Schutzschicht zu verwenden.

Beim Auftreffen und Eindringen in die SiN-Schicht werden die Ionen abgebremst und verlieren kinetische Energie, bevor sie die Multilage erreichen. Die Membran fungiert somit als eine Art Moderator und nimmt die meiste Energie und je nach Dicke einen Großteil der  $\text{Ga}^+$ -Ionen auf. Die restlichen  $\text{Ga}^+$ -Ionen oder beschleunigte Sekundärprodukte der Kollisionskaskade (Si und N Atome) können die Co/Pt-Multilage erreichen. Die Projektile, die in Multilage eindringen, haben viel weniger Energie als die Primärionen und bewirken somit geringere Schädigungen als die  $\text{Ga}^+$  bei direktem Beschuss. Durch eine entsprechende Dicke der Schutzschicht kann die Energie der Teilchen soweit herab gesetzt werden, dass innerhalb eines bestimmten Flächendosisbereichs magnetische Eigenschaften sehr fein verändert werden, ohne dabei Material der Co/Pt-Multilage zu entfernen. Durch die Ga-, Si- und N-Atome mit geringerer kinetischer Energie werden, analog zum direkten Beschuss, Durchmischung von Grenzflächen [106, 184], Verspannungen [284] und Implantation [285, 286] verursacht. Ist die Schutzschicht ausreichend dick, werden die Ionen komplett gestoppt und auch die Sekundärprodukte erreichen die Multilage nicht.

Abbildung 5.5 zeigt eine schematische Zeichnung der Probe und ihrer Präparation. Die Grundlage bildet eine goldbedampfte SiN-Membranprobe mit einem  $2 \mu\text{m}$  Objektloch in der Mitte

## 5. Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.7.:** REM-Aufnahme (Deckschicht- und Beschussseite) und magnetische OL-Abbildung der Co-Domänen: Der Vergleich zeigt, dass sich die Domänenweite (A) ( $121 \pm 4$ ) nm im Bereich höherer Flächendosis-Applikation verkleinert; (B): ( $115 \pm 3$ ) nm und (C): ( $84 \pm 5$ ) nm hat. Im Bereich (D) ist kein Domänenkontrast auszumachen. Hier war die Flächendosis so hoch, dass zuviel Material von der SiN-Schicht abgetragen wurde und eine kritische Menge an Ionen die Multilage erreicht hat. Insgesamt wurden für die Auswertung 6 verschiedene Domänenbilder unter identischen Aufnahmebedingungen aufgezeichnet.

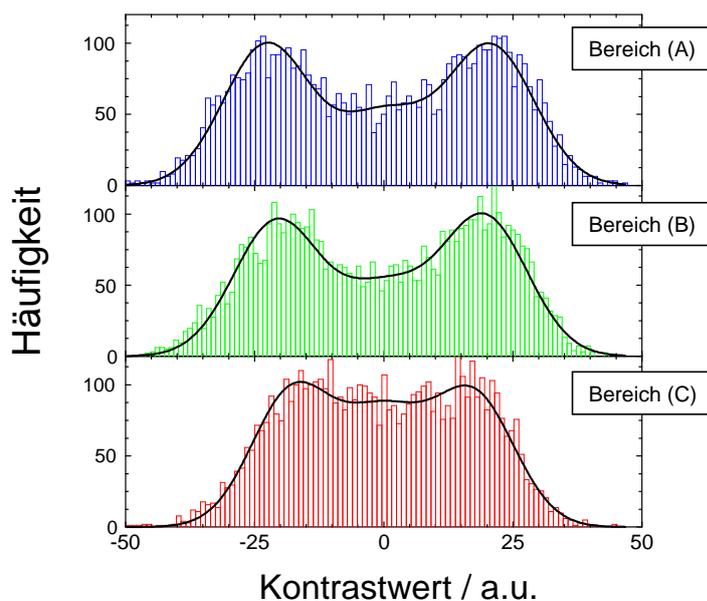
des Membranfensters.

Die verwendete Multilage besteht aus einer 5 nm Pt-Wachstumslage und acht Wiederholungen aus ( $\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,5 \text{ nm}}$ ) mit weiteren 1,5 nm Pt für eine insgesamt 3 nm dicke Deckschicht.

In Abbildung 5.6 sind in (a) die polare und (b) die longitudinale Hysterese der verwendeten Co/Pt-Multilage dargestellt. Abbildung 5.6 (a) zeigt, dass nach der Aufmagnetisierung noch vor dem Magnetfeld-Nulldurchgang ein Domänenzerfall einsetzt und die Magnetisierung nur eine geringe Remanenz aufweist. Abbildung 5.6 (b) zeigt eine leicht geöffnete longitudinale Hysterese mit einer nicht verschwindenden Remanenz der Magnetisierungskomponente in der Ebene. Dies ist ein Indiz für eine gekippte leichte Magnetisierungsrichtung und dass sich die magnetischen Anisotropie des Systems im SRT ( $K_2 > 0$ ), also innerhalb des Bereichs  $K_2 > 0, -2K_2 \leq K_{1,\text{eff}} \leq 0$  befinden.

Die Anisotropiekonstanten der Multilage sind  $K_{1,\text{eff}} = (-31 \pm 8) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (116 \pm 12) \text{ kJ/m}^3$ . Über die Anisotropiewerte errechnet sich der Kippwinkel der Magnetisierung zu  $\theta_c = (21 \pm 4)^\circ$ .

Nach der Strukturierung des Objektlochs (Abbildung 5.5 (Schritt 1)) und dem Aufdampfen der Co/Pt-Multilage (2) auf der SiN-Seite, wurde das Objektloch mit der Deckschichtseite erneut unter der FIB positioniert und die der SiN/(Co/Pt)<sub>8</sub>-Membran mit Ionen beschossen (3). Drei jeweils 500 nm breite Bereiche wurde homogen mit einer stufenweise vergrößerten Flächendosis bestrahlt ( $30 \text{ keV Ga}^+$ ). Der erste Bereich (A) blieb dagegen unbehandelt. Auf die Bereiche (B), (C) und (D) wurde eine Flächendosis von 25, 250, und  $1250 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  abgegeben. Im direkten Anschluss an den Ionenbeschuss wurden fünf Referenzstrahlkanäle strukturiert (4). Mit einer Abtragsrate von etwa  $0,2 \mu\text{m}^3/\text{nC}$  für  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [136] kann abgeschätzt werden, dass durch die Flächendosiswerte bei (B) 1 nm, (C) 10 nm und bei (D) 50 nm abgetragen wurde. Abbildung 5.5 deutet durch graue Schattierung an, dass sich die Reichweite der Kollisi-



**Abbildung 5.8.:** Histogramme des magnetischen Domänenkontrastes für die Bereiche (A)-(C): Während der magnetische Kontrast für die Bereiche (A) und (B) noch zwei deutlich getrennte Häufungspunkte für dunkel und helle Domänen aufweisen, ist die Kontrastverteilung im Bereich (C) deutlich näher zusammen. Um die Kontrastverhältnisse zu bestimmen, wurden an die Histogramme drei Normalverteilungen für die Zählverteilung der hellen/dunklen Domänen und der Zähler für die Domänenwände (um Null) angepasst.

onskaskaden, aufgrund des Materialabtrags, ab einer gewissen Flächendosischwelle bis in die Co/Pt-Multilage erstreckt, wodurch die magnetischen Eigenschaften beeinflusst werden. Eine ausführliche Diskussion der Reichweite von  $30 \text{ keV Ga}^+$  in  $\text{Si}_3\text{N}_4$  und der möglichen Strukturveränderungen, die sich auf die magnetischen Eigenschaften der Multilage auswirken können, wird in Anhang C dargestellt.

### 5.5.1. Anisotropie-Änderung der modifizierten Co/Pt-Multilage

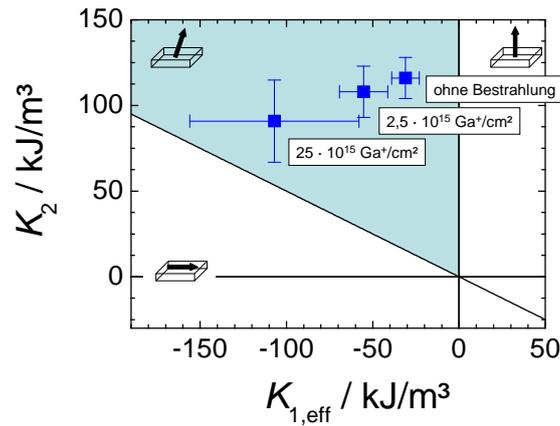
Abbildung 5.7 zeigt einen Vergleich zwischen der REM-Aufnahme von der Deckschichtseite der FTH-Probe und der magnetischen OL-Abbildung. Die mit unterschiedlicher Flächendosis beschossenen Bereiche können durch leicht unterschiedliche Kontrastwerte in der REM-Aufnahme wahrgenommen werden.

Wie in Abschnitt 5.4 diskutiert, werden die Änderungen der Anisotropie über die relativen Informationen einer magnetischen Abbildung berechnet. Die magnetische OL-Abbildung zeigt, dass die Domänengröße in den Bereichen mit höherem  $\text{Ga}^+$ -Beschuss abnimmt.

Im Bereich (D) ist kein Domänenkontrast zu beobachten. Demnach wurde durch die Flächendosis von  $1250 \cdot 10^{14} \text{ Ga}^+/\text{cm}^2$  so viel Material abgetragen, dass am Ende der Dosisabgabe eine kritische Menge an Ionen und Kaskadenprodukten die magnetische Schicht erreicht. Dadurch wurde die senkrechte Anisotropie bzw. die ferromagnetische Ordnung zerstört [104, 105].

Um die mittlere Domänengröße innerhalb der anderen drei Bereiche zu analysieren, wurde erneut das stereologische Verfahren aus Ref. [263] verwendet. Für eine bessere Statistik der

## 5. Domänengröße von Systemen im SRT gekippter Magnetisierung



**Abbildung 5.9.:** Verlauf der Anisotropiewerte im Phasendiagramm: Mit steigender Dosisapplikation werden bei beiden Anisotropien deutliche Veränderungen hervorgerufen und das Multilagensystem weiter durch den Spin-Reorientierungsübergang getrieben.

Anzahl von Domänenwänden pro Einheitslänge wurden insgesamt sechs OL-Abbildungen mit verschiedenen Domänenmustern nach der Aufmagnetisierung im Nullfeld aufgenommen und ausgewertet. Die mittlere Domänenweite im unbestrahlten Bereich (A) ist  $(121 \pm 4)$  nm, im Bereich (B)  $(115 \pm 3)$  nm und im Bereich (C) ist sie auf  $(84 \pm 3)$  nm gesunken.

Des Weiteren konnte in den Bereichen (A) bis (C) der magnetische Kontrast in Form von Histogrammen aufgenommen werden, die in Abbildung 5.8 dargestellt sind. Über eine Analyse der Histogramme lassen sich die Signale miteinander vergleichen. Für die Anpassung wurden zwei Normalverteilungen für den positiven und negativen Domänenkontrast und eine zentrale Verteilung für die Domänenwände verwendet.

Während die Bereiche (A) (blau) und (B) (grün) zwei gut getrennte Maxima für schwarze und weiße Domänen zeigen, sind die Maxima im Bereich (C) (rot) näher zur Null zusammengerückt. Die Zähler in der Mitte (grau in der Rekonstruktion) gehören zum Großteil zu Bereichen um die Domänenwände, bei denen sich der Kontrast von zwei entgegengesetzt magnetisierten Domänen zu Grau mischt. Verglichen mit dem Signal von (A) ergibt sich ein Verhältnis von  $S(B)/S(A) = 0,93 \pm 0,03$  und  $S(C)/S(A) = 0,81 \pm 0,03$ , also eine Abnahme um etwa 7% und 19%.

Die Auswertung des Domänenkontrasts kann direkt genutzt werden, um die Änderung des Kippwinkels zu berechnen. Die Signale ergeben eine Vergrößerung des Kippwinkels von (A)  $\theta_{c,(A)} = 21^\circ$  zu (B)  $\theta_{c,(B)} = 30^\circ$  und (C)  $\theta_{c,(C)} = 41^\circ$ .

Mit den Änderungen der Domänengrößen und des magnetischen Kontrastes von (A) nach (B) bzw. (C) können nun mit Gleichung 5.18 und 5.14 die Änderungen von  $K_2$  und  $K_{1,eff}$  berechnet werden. Die Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung errechnen sich für Bereich (B) zu  $K_{1,eff,f} = (-55 \pm 14)$  kJ/m<sup>3</sup> und  $K_{2,f} = (108 \pm 15)$  kJ/m<sup>3</sup> und für den Bereich (C) zu  $K_{1,eff,f} = (-107 \pm 49)$  kJ/m<sup>3</sup> und  $K_{2,f} = (91 \pm 24)$  kJ/m<sup>3</sup>. Die graphische Darstellung der Anisotropiepunkte im zweiten Quadranten des Phasendiagramms ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Hier zeigt sich, dass das magnetische System durch den Ionenbeschuss immer weiter durch den

SRT( $K_2 > 0$ ) getrieben wurde und dass durch die Dosisapplikation bei beiden Anisotropiekonstanten deutliche Veränderungen hervorgerufen wurden.

Bei dem relativ hohen Fehler vom Punkt (C) wurde ein Wechsel des Domänenmusters vom Labyrinth- zum Streifenmuster berücksichtigt, indem für  $B_{ML}$  die bei Abbildung 5.3 besprochene Änderung um 44% mit eingerechnet wurde. Es wurde der Mittelwert von den Anisotropiekonstanten zwischen unverändertem Labyrinth- und dem Streifenmuster berechnet und die Fehler so gewählt, dass beide Werte mit eingeschlossen werden.

Mit der Zunahme des Kippwinkels und der Domänenverkleinerung kann mit Gleichung 5.5 und dem Verlauf von  $e_{MSE}(D)$  (Abb. 5.2 (a)) abgeschätzt werden, wie viel Energie durch die beiden Prozesse gewonnen wurde. Dabei werden die Domänengröße und die Anisotropiekonstanten vom Bereich (A) als Ausgangswerte verwendet. Mit der beobachteten Domänenverkleinerung von 121 auf 84 nm reduziert sich die entmagnetisierende Energie von 91% auf 88%  $K_d$ , d.h. nur um 3%  $K_d$ . Hingegen ergibt die Vergrößerung des Kippwinkels von 21° auf 34° (über Gl. 5.5) einen Energiegewinn von 18%  $K_d$  (von 87% auf 69%). Bei der Domänenverkleinerung wird zudem die Domänenwanddicke erhöht, die zusätzlich einen Teil der gewonnenen Energie wieder aufnimmt.

Der Vergleich zeigt, dass das System wie vorhergesagt die energetisch günstigste Möglichkeit nutzt und über die Vergrößerung des Kippwinkels den weitaus günstigeren Weg beschreitet, die magnetostatische Energie abzubauen.

Zusammenfassend konnte eine analytische Beschreibung der Domänengröße von magnetischen Einzellagen in der Spin-Reorientierungsphase gekippter Magnetisierung abgeleitet werden. Die Ergebnisse zeigen, dass für die Domänengröße bei  $K_{1,eff} = 0$  kein Kollaps zu erwarten ist und dass  $D_C$  im SRT( $K_2 > 0$ ) nur durch den Wert von  $K_2$  bestimmt wird.

Die neue gefundene Abhängigkeit konnte mit numerischen Rechnungen auf Multilagensysteme übertragen werden.

Es wurde demonstriert, wie sich mit Hilfe von magnetischen Abbildungen die Anisotropiekonstanten bei einer Änderung der Domänengröße und des magnetischen Kontrasts berechnen lassen.

## 6. Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter

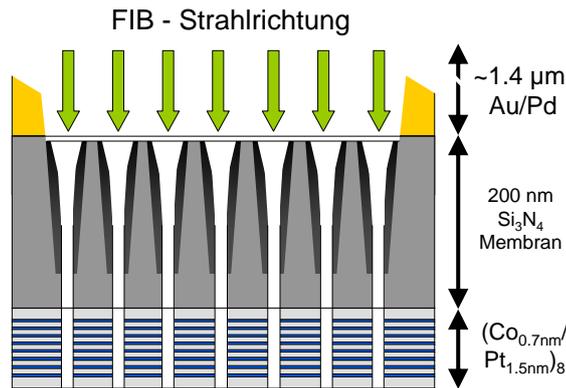
Um die Speicherdichte weiter zu erhöhen, hat bei Festplatten in den letzten Jahren die Verwendung von magnetischen Schichten mit senkrechter Anisotropie (*perpendicular recording media*) Einzug gefunden. Durch die Speicherung von Information in kleinen magnetischen Domänen mit senkrechter Magnetisierung konnte die Speicherdichte erhöht und damit die Kosten pro Speichervolumen gesenkt werden. So hat eine aktuelle 3,5 Zoll Festplatte (Mitte 2010) mit 2 TB eine Speicherdichte von 285 Gbits/in<sup>2</sup> [287].

Für eine weitere Steigerung der Speicherdichte wird heutzutage intensiv an nanostrukturierten magnetischen Systemen (*patterned recording media*) geforscht [3]. Ziel ist es, mit einer eindomänigen Nanostruktur ein *bit* zu speichern. Bei der Nanostrukturierung werden verschiedenste Lithographietechniken eingesetzt. In der Forschung sind flexible Techniken von Vorteil. Dazu zählen beispielsweise die Elektronenstrahl-Lithographie [7, 288, 289] oder die direkte Strukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen (FIB) [186, 290, 291].

Die drastischen Veränderungen durch geringen Ionenbeschuss gestatten es bisher nicht, eine Co/Pt-Multilage mit FIB komplett abzutragen, ohne weite Teile der senkrechten Strukturmagnetisierung zu zerstören. Dies wurde in Abschnitt 2.4.2 anhand einer MFM-Aufnahme (Abb. 2.3) demonstriert. Die konventionelle direkte FIB-Strukturierung einer Co/Pt-Multilage führt zu einer solch starken Beeinflussung der senkrechten Grenzflächenanisotropie der angrenzenden Bereiche, so dass die Formanisotropie überwiegt und die Magnetisierung großflächig in die Ebene übergeht. Die Strukturierung z.B. eines Lochgitters mit geringem Lochabstand und komplettem Materialabtrag ist nahezu unmöglich und in der magnetischen Abbildung wäre bei einem Lochabstand von unter 600 nm voraussichtlich kein Domänenkontrast mehr sichtbar. Der Einsatz der flexiblen und direkten FIB-Technik ist aber auch bei Co/Pt-Multilagen mit senkrechter Magnetisierung wünschenswert.

Das Experiment von Abschnitt 5.5 mit dem Ionenbeschuss einer Co/Pt-Multilage hinter einer Membran zeigte, dass eine Siliziumnitrid-Schicht von etwa 100 nm Dicke effektiv 30 keV Ga<sup>+</sup>-Ionen aufhält und die empfindliche Co/Pt-Multilage vor Auswirkungen des Ionen-Beschusses schützt. Erst wenn die Flächendosis höher ist als  $2,5 \cdot 10^{16}$  Ga<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> und die Schutzschicht bis auf etwa 30 - 50 nm ausgedünnt wird, erreichen die Galliumionen oder Sekundärprodukte der Kollisionskaskade auch die Co/Pt-Multilage und schädigen die magnetischen Eigenschaften, so dass der Film letztendlich paramagnetisch wird. Eine Siliziumnitrid-Schicht ausreichender Stärke sollte bei einem Schnitt oder dem Strukturieren von Löchern durch Membran und Co/Pt-Multilage, aufgrund der niedrigen Ionenreichweite in SiN, effektiv die Ga<sup>+</sup> vom Rand des Strahlprofils (Halo) blockieren.

Durch die Simulationen des Beschusses von Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> mit 30 keV Ga<sup>+</sup> [159] konnte abgeschätzt werden, dass die zu erwartende laterale Verbreiterung des Ionenstrahls im Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> unter 10 nm liegt (siehe auch Abb. C.2 im Anhang C). Damit sollte es beim Abtrag der SiN-Schicht und dem magnetischen Film darunter nur zu einer geringen Schädigungszone um die Struktur kommen,



**Abbildung 6.1.:** Schematische Querschnittszeichnung der Probenstrukturierung: Nach der Objektlochstrukturierung und dem Aufdampfen der  $(\text{Co}_{0,7\text{nm}}/\text{Pt}_{1,5\text{nm}})_8$ -Multilage auf die Membranseite wird das Objektloch erneut im Kreuzpunkt unter der FIB positioniert, um das Lochgitter zu strukturieren. Dabei ist die Probe mit der Deckschichtseite zur FIB eingebaut, so dass die Multilage durch die SiN-Membran geschützt ist.

die deutlich schmaler ist als bei der direkten Strukturierung ( $> 300 \text{ nm}$ , vgl. Abs. 2.4.2).

In diesem Kapitel wird demonstriert, dass die Schutzwirkung von Siliziumnitrid verwendet werden kann, um mit FIB die Co/Pt-Multilage komplett zu entfernen, ohne die senkrechte Magnetisierung des direkten Umfeldes zu zerstören. Es wurden mehrere Lochgitter mit einem Lochabstand von  $200 \text{ nm}$  und Lochgrößen von unter  $50 \text{ nm}$  präpariert, von denen in diesem Kapitel zwei untersucht werden. In den Experimenten werden die entmagnetisierten Zustände und das jeweilige Ummagnetisierungsverhalten untersucht.

## 6.1. Präparation und topographische Ergebnisse

In Abbildung 6.1 ist eine Schemazeichnung des Probenaufbaus und der Strukturierung dargestellt. Für eine hohe Schutzwirkung wurde beim folgenden Experiment eine  $200 \text{ nm}$  dicke Siliziumnitrid-Membran verwendet.

Vor dem Aufdampfen der nominell  $(\text{Co}_{0,7 \text{ nm}}/\text{Pt}_{1,5 \text{ nm}})_8$ -Multilage auf die Membranseite, wurden in jeden Quadranten des Fensters ( $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ) ein  $2 \mu\text{m}$  Objektloch strukturiert.

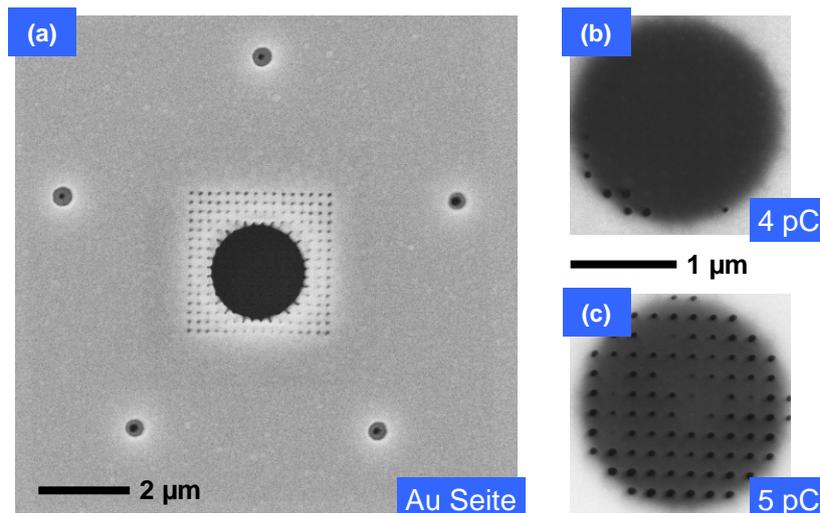
Die polare Hysterese der Multilage zeigt (nach Sättigung, bei einem Feld von  $2,5 \text{ mT}$  vor Erreichen des Nullfelds) einen Zerfall in Domänen. Die Anisotropiekonstanten wurden zu  $K_{1,\text{eff}} = (0 \pm 6) \text{ kJ/m}^3$  und  $K_2 = (110 \pm 10) \text{ kJ/m}^3$  bestimmt. Die magnetische Multilage liegt damit direkt an der Grenze des Phasenübergangs von einer senkrechten zu einer gekippten Magnetisierung bei  $K_{1,\text{eff}} = 0$ .

Das System zerfällt im Vergleich zur Multilage von Abbildung 5.6 erst bei geringeren Feldern nahe Null in Domänen. Dieser spätere Domänenzerfall und der Wert von  $K_{1,\text{eff}}$  sind Hinweise darauf, dass die Pt-Zwischenschichten leicht dicker sind, als die nominelle Dicke vorgibt.

Mit einer Punktdosis<sup>1</sup> (PD) von 4, 5, 10 und 15 pC wurden Löcher in einem quadratischen Gitter mit einer  $200 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$  Lochperiode strukturiert. Die REM-Aufnahme von Abbil-

1.  $1 \text{ pC} = 6,24 \cdot 10^6 \text{ Ga}^+$

## 6. Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter



**Abbildung 6.2.:** REM-Aufnahmen der Lochgitterproben: (a) Holografieprobe mit 2 µm Objektloch und 5 Referenzstrahlkanälen von der Deckschichtseite gesehen. (b) 4 pC und (c) 5 pC Lochgitter von der Co/Pt-Multilageneseite aus aufgenommen. Die dunklen Flächen sind die Objektlöcher auf der Deckschichtseite, die schwarzen Punkte sind durchgängig strukturierte Löcher.

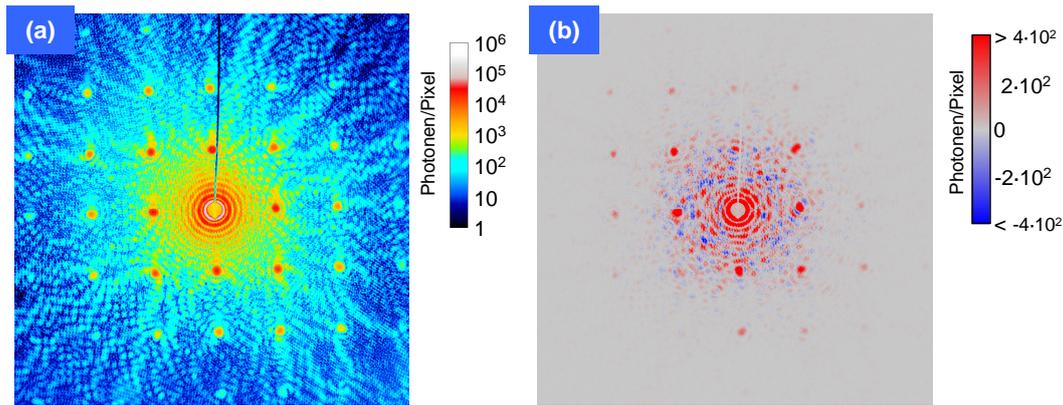
Abbildung 6.2 (a) zeigt das Ergebnis der Strukturierung auf der Seite der FTH-Optikmaske (Deckschichtseite). Da auch die geringste Punktdosis deutliche Vertiefungen strukturiert, sehen die REM-Aufnahmen aller 4 hergestellten Systeme von dieser Seite betrachtet gleich aus.

Im weiteren Verlauf des Abschnitts werden nur die Untersuchungen und Ergebnisse zu den Punktdosiswerten 4 und 5 pC präsentiert. Die Abbildung 6.2 (b) und (c) zeigen REM-Aufnahmen der strukturierten Co/Pt-Multilage von der Multilageneseite. Die dunklen Kreisflächen mit 2 µm Durchmesser in (b) (4 pC) und (c) (5 pC) zeigen die Ausdehnung der Objektlöcher, da aufgrund des fehlenden Materials auf der anderen Seite die Elektronenausbeute geringer ist. Die erkennbaren schwarzen Punkte sind die Austrittslöcher des Lochgitters, das von der anderen Seite der Membran strukturiert wurde.

Aufgrund der Objektlochstrukturierung kommt es zu Dickenvariationen der Membran. Typischerweise kann beobachtet werden, dass der Materialabtrag am Rand des entstehenden Objektlochs mit zunehmender Tiefe höher ist. Dies liegt möglicherweise an der Reflexion von Ionen an den Kanten des Objektlochs. Dies kann trotz spezieller Abtragsvorgehensweisen mit Teilaussparung der Randbereiche dazu führen, dass die Membran am Rand dünner wird als in der Mitte. Bei der Lochstrukturierung stößt der Ionenstrahl dadurch am Rand früher durch die Membran als in der Mitte. Nachdem ein Loch durchgehend strukturiert ist, wird mit der restlichen Punktdosis das Loch aufgeweitet.

Mit einer geringeren PD von 4 pC sind die Löcher außer sieben Austrittslöcher am Rand nicht durchgängig strukturiert. Mit der höheren PD von 5 pC wurde das Lochgitter bis durch die Co/Pt-Multilage strukturiert. Die Löcher haben einen Durchmesser von 25 bis 75 nm. Die größten Löcher sind wie zu erwarten am Rand des Objektlochs zu finden.

Neueste Strukturierungen für die XHM-Methode (Abschnitt 4.2), bei der die Probepräparation von der Optik getrennt ist, zeigen eine absolut homogene Strukturierung des gesamten Lochgitters (256 Löcher mit  $(28 \pm 2)$  nm Durchmesser).



**Abbildung 6.3.:** (a) Summen- und (b) Differenzhologramm des Objektlochs mit 5 pC Lochgitter: Die Bragg-Reflexe sind bis zur dritten Ordnung ausgeprägt und geben die Lochgitterperiode von  $(199 \pm 4)$  nm wieder.

## 6.2. FTH-Abbildungen des entmagnetisierten Domänenzustands

Der XMCD-Effekt ist bei einem Lichteinfall parallel zur Oberflächennormalen proportional zur senkrechten Magnetisierungskomponente, d.h. der Magnetisierung in Strahlrichtung. Die vorangegangenen Untersuchungen der letzten Abschnitte haben gezeigt, dass selbst eine geringe nichtverschwindende senkrechte Komponente durch Signale im Differenzhologramm (*speckle-pattern*) widerspiegelt wird. Die Differenzhologramme bilden infolgedessen sehr empfindliche Messungen für den Nachweis einer senkrechten Magnetisierung.

Die magnetischen OL-Abbildungen der Bildrekonstruktion geben daraufhin die Magnetisierungsverteilung im Realraum wieder. Eine senkrechte Magnetisierung weist einen hellen oder dunklen Domänenkontrast auf, paramagnetische Flächen oder Bereiche mit einer Magnetisierung in der Ebene sind in den OL-Abbildungen grau.

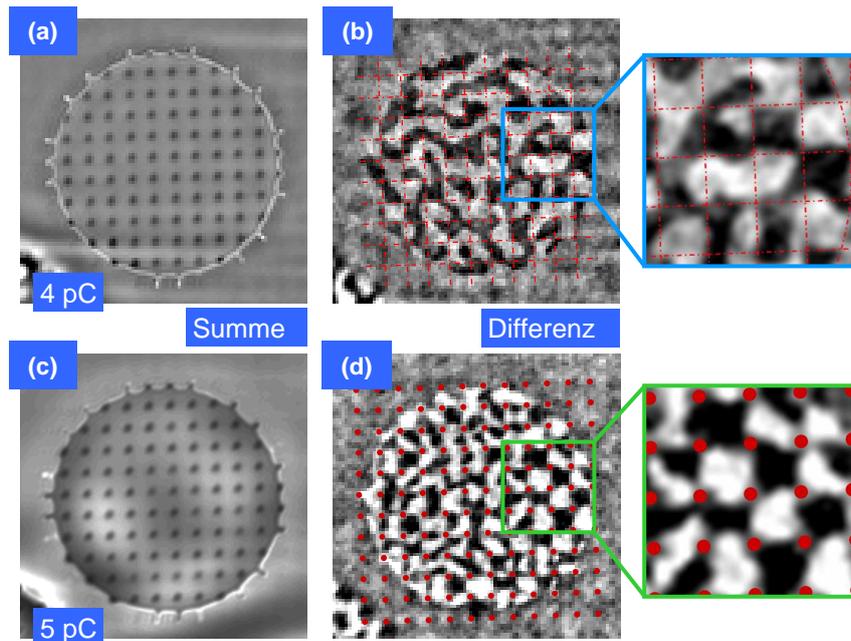
Abbildung 6.3 (a) zeigt das Summen- und (b) das Differenzhologramm zum Objektloch mit der PD von 5 pC. Durch die Lochstrukturierung sind bei beiden Proben (mit 4 und 5 pC) deutliche Beugungsreflexe bis zur dritten Ordnung auszumachen. Über die Beugungsbedingung und die Lage der Reflexe konnte eine Gitterperiode von  $(199 \pm 4)$  nm errechnet werden. Diese liegt (für beide Gitter) exakt bei der Vorgabe der Strukturierung.

Das Differenzhologramm weist ein deutliches Signalmuster auf und zeigt, dass die senkrechte Magnetisierungsausrichtung der strukturierten Co/Pt-Multilage erhalten blieb.

Bemerkenswert ist, dass die Differenzsignalverteilung mit hohen Intensitäten (das *speckle*-Muster) nicht weiter ausgedehnt ist als die erste Ordnung der Beugungsreflexe. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die meisten Domänen nicht kleiner sind als 100 nm (bzw. die Domänenperiode (z.B. schwarz zu schwarz) nicht kleiner als 200 nm).

Abbildung 6.4 zeigt zu jeder Punktdosis eine OL-Abbildung mit Summen- (a,c) und magnetischen Kontrast (b,d) samt Ausschnittvergrößerung. Die Ausrichtungen der Abbildungspaare sind identisch zu den entsprechenden REM-Aufnahmen von Abbildung 6.2 (b) und (c).

## 6. Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter



**Abbildung 6.4.:** Objektloch-Abbildung mit Summen- (Ladung) und Differenz- (magnetisch) Kontrast der Lochgitter mit (a-b) 4 pC und (c-d) 5 pC: Die Summenbilder sind zu den REM-Aufnahmen von Abb. 6.2 ausgerichtet und der Kontrast ist invertiert, so dass das Lochgitter trotz höherer Transmission dunkel abgebildet wird. In den magnetischen OL-Abbildungen wurde die Position des Lochgitters durch Linienkreuzungen bzw. Punkte markiert.

Die Summen-OL-Abbildungen haben eine sehr hohe Auflösung und es sind in beiden Rekonstruktionen die strukturierten Lochgitter deutlich zu sehen. Um eine Ähnlichkeit zu den REM-Aufnahmen herzustellen, wurde bei den Summenbildern der Kontrast invertiert, so dass die Löcher dunkel erscheinen.

Bei dem Lochgitter zu 4 pC in Abbildung 6.4 (a) kommt der Kontrast durch den punktuellen Abtrag der SiN-Membran zustande (erhöhte Transmission). Der Vergleich mit der REM-Aufnahme zeigt, dass die durchgehenden Löcher am unteren Rand links zu finden sind und einen deutlich stärkeren Kontrast aufweisen als die restlichen Löcher.

Die magnetischen OL-Abbildungen von Abbildung 6.4 zeigen die Domänenstruktur der Multilage im Objektloch, die durch die Strukturierung mit der Punktdosis von (b) 4 pC und (d) 5 pC erzeugt wurde. Durch die Summenbilder konnte die Position der Löcher ermittelt und auf die Domänenbilder übertragen werden. Bei 4 pC wurde die Position der strukturierten Punkte durch Kreuzungspunkte eines gestrichelten roten Liniengitters eingezeichnet, während bei den durchgängig strukturierten Löchern rote Punkte gesetzt wurden. Für die Größe der Punkte wurde der mittlere Lochdurchmesser von 55 nm gewählt. Dieser wurde zuvor über die REM-Aufnahme ermittelt.

### 6.2.1. Entmagnetisierte Domänenzustände

Im Hinblick auf die durchgehende Strukturierung soll hier zunächst das 5 pC-Lochgitter besprochen werden.

Das rekonstruierte Domänenbild von Abbildung 6.4 (d) weist einen deutlichen magnetischen Domänenkontrast auf. Die Abbildung und besonders die Ausschnittvergrößerung zeigen deutlich, dass die senkrechte Magnetisierung großflächig erhalten bleibt und dass die Strukturierung mit der Schutzwirkung erfolgreich durchgeführt wurde.

Die Magnetisierung des durchgängig strukturierten Lochgitters ist durch die Entmagnetisierung in viele kleine Domänen zerfallen und weist teilweise ein Schachbrett-ähnliches Domänenmuster auf (siehe Vergrößerung). Die Domänen sind durch kurze Domänenwände voneinander getrennt, die immer zwischen zwei längs oder diagonal benachbarten Löchern verlaufen.

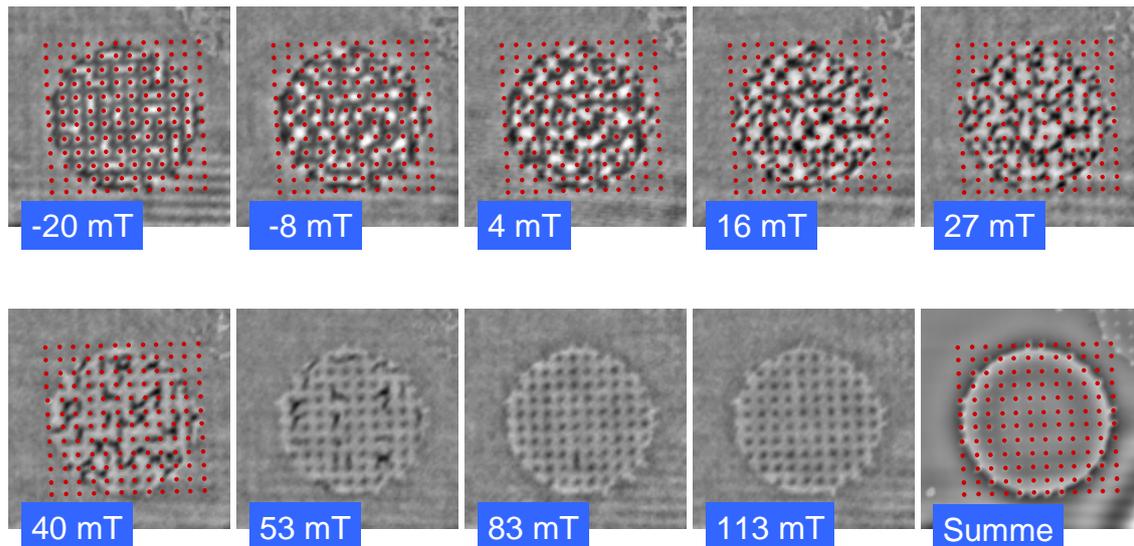
Dies ist dadurch zu erklären, dass die Energie einer Domänenwand mit ihrer Fläche skaliert. Ein Energieminimum kann also dadurch erreicht werden, dass die Länge bei unveränderter Höhe (Kobalt-Gesamtdicke) kurz gehalten wird. Im Fall des Lochgitters wird eine Energieminimierung also dadurch erreicht, dass die Domänenwand entlang der Verbindung zwischen zwei unmagnetischen Lochpunkten verläuft und ein Loch als Teil der Trennung zweier Domänen mit eingeschlossen wird ohne Domänenwandenergie zu kosten.

In der Ausschnittvergrößerung von Abbildung 6.4 (d) ist zu erkennen, dass viele Löcher teilweise von einer grauen Zone umgeben sind. Dies ist auch bei Löchern auszumachen, die kleiner sind als 55 nm (Durchmesser der roten Markierungen). Die grauen Umrandungen zeigen, dass ein Streifen um die Löcher paramagnetisch ist oder eine Magnetisierung in der Ebene aufweist. Dieser schmale Randbereich wird durch Ionen verursacht, die beim Aufprall seitlich in die Lochwände gestreut werden und die Grenzflächen der Multilage beeinflussen.

Es ist aber beachtlich, dass bis auf diese schmale Zone um ein bis zu 25 nm kleines Loch keine weiteren Beschädigungen sichtbar sind. Dies belegt die sehr effiziente Blockierung der Halo-Ionen durch die SiN-Schicht. Durch die Schutzschicht strukturiert der FIB-Strahl vor dem Erreichen der Co/Pt-Multilage eine Art Schattenmaske die, wie die Nadellöcher von Abb.3.7, trichterförmig zulaufen. Dadurch erhält der Strahl beim Austrittsloch ein schärferes Profil als der eigentliche fokussierte Strahl. Effekte wie Redeposition und beschleunigter Kantenabtrag begünstigen diesen Effekt, der eine Art Selbstfokussierung darstellt.

Beim Lochgitter mit der Strukturierungsdosis von 4 pC ähnelt das Domänenmuster von Abbildung 6.4 (b) sehr dem Labyrinthmuster einer unstrukturierten Multilage (siehe Abb. 3.14). Aber bereits bei diesem undurchgängigen Lochgitter zeigt sich ein Strukturierungseinfluss. Durch die Markierung ist zu erkennen, dass die Domänenwände immer über die Punkte des Lochgitters im SiN laufen. Für den Fall, dass die Magnetisierung an diesen Stellen in der Ebene liegt (oder wenn diese Punkte bereits paramagnetisch sind), ist es für das System energetisch günstig, diese Magnetisierung als Teil einer Domänenwand einzubinden. An diesen Stellen fällt dann die Anisotropieenergie der Domänenwandenergie weg. Wäre eine solche Stelle in der Mitte einer Domäne mit senkrechter Magnetisierung, würde sie die benachbarten Spins mit verdrehen und zusätzlich zu den Domänenwänden Austauschenergie aufbauen. Ob die Stellen durch den rückseitigen Ga<sup>+</sup>-Beschuss paramagnetisch geworden sind oder ob sie eine Magnetisierung in der Ebene aufweisen, wird im letzten Abschnitt durch die Magnetisierungsabbildung mit einem hohen äußeren Magnetfeld geklärt.

## 6. Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter



**Abbildung 6.5.:** Abbildungsserie des Domänenzerfalls- und Ummagnetisierungsverhaltens des durchgängig strukturierten Lochgitters (5 pC): Nach der Aufmagnetisierung in negativer Feldrichtung wurde das erste Hologramm bei -20 mT aufgezeichnet. Bei der Rekonstruktion sind bereits erste Domänen-Nukleationen an den Lochpositionen zu erkennen. In der OL-Abbildung bei 113 mT sind alle Gitterpositionen der Löcher als dunkle Kontraste zu sehen.

### 6.3. Abbildung des Ummagnetisierungsprozesses mit FTH im äußeren Feld

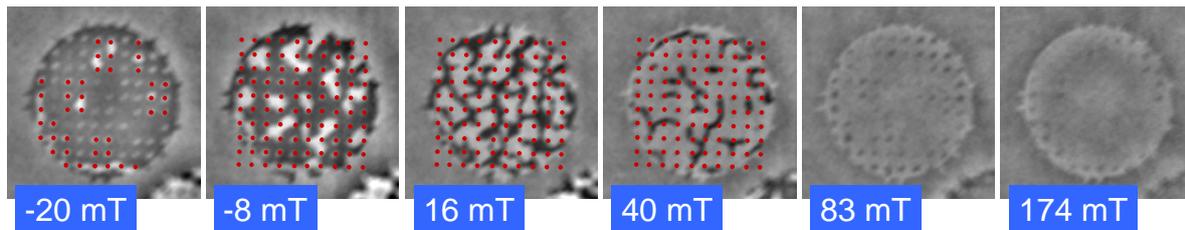
Die FTH ist eine der wenigen Abbildungstechniken, die Aufnahmen erlauben, während sich die Probe in einem hohen äußeren Magnetfeld befindet. Diese Aufnahmen erlauben eine bildliche Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens.

In Abbildung 6.5 ist die Serie von rekonstruierten magnetischen OL-Abbildungen der Probe mit einer Punktdosis von 5 pC mit ansteigendem senkrechtem Magnetfeld dargestellt. In den ersten sechs Aufnahmen wurden die Positionen der Löcher im Gitter wie bisher durch rote Punkte markiert. Im weiteren Verlauf können die Löcherpositionen durch den entstehenden Kontrast ausgemacht werden. Die erste Aufnahme wurde nach Sättigung in negativer Feldrichtung bei einem Magnetfeld von  $-20$  mT aufgenommen. Hier zeigt sich, dass bereits mehrere kleine entgegengesetzt magnetisierte Domänen (weiß) an den Löchern nukleiert sind und eine Kette von 2 bis 3 Löchern gerade miteinander verbinden. Jede dieser Verbindungsdomänen ist über zwei Domänenwände von der Magnetisierung in ursprünglicher Richtung getrennt.

Durch die Domänen in den Zwischenräumen von zwei Punkten sind die beiden Domänenwände so kurz wie möglich und der magnetostatische Energiegewinn wird dementsprechend nur durch einen geringen Domänenwandenergie-Zuwachs reduziert.

Die Analyse des Domänenbildes zeigt, dass 8 mT vor dem Nullfelddurchgang bereits ein deutlicher Anteil von etwa 30% der magnetischen Fläche entgegengesetzt magnetisiert ist. Der Domänenzerfall beginnt im Punktgitter also deutlich früher als beim geschlossenen Film (ab 2,5 mT) und ist beim Nulldurchgang weiter fortgeschritten. Dies liegt darin begründet, dass die strukturierten Löcher zahlreiche zusätzliche Nukleationszentren bereitstellen, die den frühen Abbau der Entmagnetisierungsenergie begünstigen.

### 6.3. Abbildung des Ummagnetisierungsprozesses mit FTH im äußeren Feld



**Abbildung 6.6.:** Abbildungsserie des Domänenzerfalls- und Ummagnetisierungsverhaltens des nicht-durchgängig strukturierten Lochgitters (4 pC): der Domänenzerfall beginnt beim Lochgitter aufgrund der Ionenveränderungen früher als beim unbehandelten Film. Die SiN-Lochpositionen sind auch aufgrund von magnetischen Kontrasten zu erkennen. Die magnetischen Kontraste verschwinden teilweise bei hohen Feldern (174 mT). Diese weisen im Nullfeld eine Magnetisierung in der Ebene auf und werden durch hohe Felder senkrecht aufmagnetisiert.

Die ersten drei OL-Abbildungen geben wieder, dass zu Beginn die Formierung eines Streifenmusters bevorzugt wird. Das Domänenwachstum kann aufgrund des Lochgitters nicht mehr frei über die gesamte Fläche erfolgen, wie es bei einer unstrukturierten Multilage der Fall ist.

Bei der weiteren Ummagnetisierung sind vermehrt zwei Vorgänge zu beobachten:

Zum einen nimmt die Länge bzw. Menge der (weißen) Zwischenraumdomänen zu. Einhergehend bildet sich die ursprüngliche (schwarze) Domäne zurück und bleibt als Streifen zwischen den Lochpunkten. Im Gegensatz zur Domänenenerzeugung beim unstrukturierten Film kann beobachtet werden, dass die Richtung der sich ausbreitenden magnetisierten Domänen (vom Nukleationpunkt aus) durch die Gitterpunkte vorgegeben wird.

Zum anderen breiten sich die weißen Zwischenraumdomänen aus und formen Dreiecksdomänen oder füllen eine ganze quadratische Fläche aus. In diesem Fall ziehen sich die schwarzen Domänen aus der Mitte der Flächen zurück und die begrenzende Domänenwand wandert zu einer weiteren Verbindung zweier Punkte.

Insgesamt bilden sich die schwarzen Domänen der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung bei hohen Magnetfeldern zu einem Netzwerk aus Verbindungen zwischen zwei Gitterpunkten zurück. Ab 27 mT in Gegenrichtung ist eine (weiße) Domäne so groß, dass eine Lochstelle mit eingeschlossen wird. Bei 40 und 53 mT schrumpfen die restlichen schwarzen Domänen in Richtung der unmagnetischen Lochgitterpunkte zurück, bis dann bei 83 mT fast die gesamte Fläche in Feldrichtung magnetisiert ist. Der geschlossene Film ist bereits bei 70 mT aufmagnetisiert.

Die Objektloch-Abbildungsserie von Abbildung 6.6 zeigt den Ummagnetisierungsprozess des strukturierten Lochgitters mit 4 pC. Die Gitterstellen wurden auch hier teilweise durch Punkte markiert. In der Abbildung zu einem Magnetfeld von -20 mT wurde nur ein Teil der Markierungen eingezeichnet, um zu zeigen, dass die Gitterpunkte durch magnetischen Kontrast zu erkennen sind. Hier zeigt sich, dass die FIB-Strukturierung trotz fehlender Austrittslöcher einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften dieser Punkte hatte. Die Magnetisierung der Gitterpunkte liegt entweder in der Ebene oder die Stellen sind paramagnetisch.

Durch die Serie konnte aufgezeigt werden, dass analog zum durchstrukturierten Gitter die Nukleation an den Gitterpunkten beginnt und dass die Domänen zuerst gerade verlaufende Zwischenräume einnehmen. Der Domänenzerfall beginnt auch hier früher als beim Film.

## 6. Senkrechte Domänen in einem magnetischen Lochgitter

Beim weiteren Absenken des Magnetfeldes breiten sich die Domänen im Gegensatz zum durchgängig strukturierten Lochgitter flächig über die mittleren Bereiche zwischen vier Punkten aus. Bevorzugt gerade verlaufende Punktverbindungen wie in Abbildung 6.6 (bei -8 mT) sind nicht zu beobachten. Bei der Ummagnetisierung bilden sich die schwarzen Domänen wieder zu einem Netzwerk zurück, die sich dann zu den veränderten Punkten hin verkleinern. Die Serie deckt bei hohen Feldern auf, dass die Beweglichkeit der Domänenwände durch die Punkte eingeschränkt ist. Die Enden einer Domäne sind auch hier durch die strukturierten Punkte vorgegeben. Im Gegensatz zu einem unstrukturierten Film werden Domänenwände durch die veränderten Punkte aufgehalten, so dass die Domänen erst schmaler werden, ohne an Länge zu verlieren.

Bei hohen Magnetfeldstärken zeigt sich, dass der magnetische Kontrast vieler Punkte besonders in der Mitte des Objektlochs verschwindet. Daraus kann geschlossen werden, dass an diesen Stellen die magnetischen Eigenschaften so weit beeinflusst wurden, dass sich die Magnetisierung an diesen Stellen in die Ebene orientiert hat und sich durch entsprechend hohe Felder senkrecht magnetisieren lässt.

Einige Punkte am Rand sind auch bei hohen Magnetfeldern zu sehen. Bei diesen Punkten wurde das Material vermutlich stärker beeinflusst und ist bereits paramagnetisch (7 Löcher durchgehend). Die paramagnetischen Stellen sind von der Wirkung auf das Domänenmuster her vergleichbar mit einer komplett durchgängigen Strukturierung.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die Schutzwirkung einer 200 nm SiN-Schicht erfolgreich dafür verwendet werden kann, um mit FIB ein magnetisches Lochgitter ohne Verlust der senkrechten Magnetisierung in eine Co/Pt-Multilage zu strukturieren. Die Abbildung des entmagnetisierten Zustands zeigt eine starke Beeinflussung des Domänenmusters durch die Strukturierung. Zum Teil zeigt sich die Formierung von Schachbrettdomänen. Mit durchgehender Strukturierung oder bei Punkten mit einer magnetischen Modifikation ohne Komplettabtrag verlaufen die Domänenwände zwecks Energieminimierung stets über die Gitterstellen des Gitters. Die magnetische Abbildung der Ummagnetisierung zeigt im Vergleich zum unstrukturierten Film ein früheres Einsetzen des Domänenzerfalls und dass die Domänenwände durch die Löcher in ihrer Beweglichkeit stark eingeschränkt werden. Beim nicht-durchgehend strukturierten Lochgitter konnte gezeigt werden, dass sich die Magnetisierung bei den modifizierten Punkten in die Ebene umorientiert hat und sich durch starke senkrechte Felder aufmagnetisieren lässt.

# 7. Aufbau eines *in situ*-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen

## 7.1. Einleitung

Eines der Hauptgebiete im Forschungsbereich der *Spintronics* [1, 8–10] ist die Untersuchung von Magnetowiderstandseffekten bei dünnen Filmen und Nanostrukturen [193, 292, 293]. Insbesondere die Nutzbarkeit für technologische Anwendungen, wie z.B. für Sensoren und Schreib-/Leseköpfe, wird intensiv erforscht [179, 294]. Weit verbreitete Strukturierungsmethoden zur Herstellung von Nanostrukturen sind die UV- und die Elektronenstrahl-Lithographie [7, 289, 295–298]. Bei beiden Methoden sind mehrere Prozessschritte unter Vakuum- und Raumluft- bzw. Umgebungsbedingungen<sup>1</sup> nötig. Dieser Wechsel der äußeren Bedingungen kann speziell für Nanostrukturen kritisch werden, da Oxidation der im Verhältnis zum Volumen sehr großen Oberfläche erheblichen Einfluss auf magnetische und elektrische Eigenschaften der Nanostrukturen haben kann.

Im Gegensatz dazu ermöglicht die Strukturierung mit fokussierten Ionenstrahlen (FIB) eine direkte Strukturierung unter Hochvakuumbedingungen [102, 103, 135, 156, 299]. Die FIB-Strukturierung von magnetischen Filmen ist unkritisch, solange deren magnetische Anisotropie- oder Magnetotransport-Eigenschaften nicht hochempfindlich durch Grenzflächeneigenschaften bestimmt werden. Eigenschaften wie die Sättigungsmagnetisierung oder der hier verwendete anisotrope Magnetowiderstand (siehe Abs. 7.4.2) werden erst ab einer Flächendosis von etwa  $10^{16}$  Ga<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> beeinflusst [300, 301]. Dies betrifft beim Komplettabtrag mit einer Flächendosis von  $10^{17}$  Ga<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> Randbereiche von 10 - 30 nm um eine Struktur, die während des Materialabtrags von Haloionen getroffen werden. Hier ist vor allem die Implantation von Gallium zu beachten, das ab einer gewissen Konzentration die Materialeigenschaften verändert [284, 285, 302].

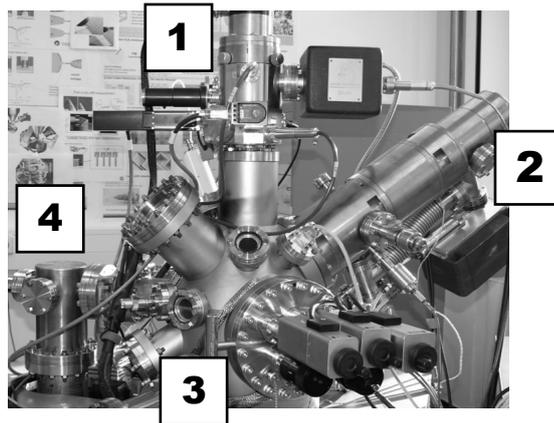
Häufig wird FIB für die Strukturierung von Magnetowiderstands-Proben verwendet, die daraufhin jedoch unter Raumbedingungen transportiert oder vermessen werden. Optimal wäre es, Strukturierung und Magnetowiderstandsmessungen *in situ* unter Hochvakuum- bzw. Ultrahochvakuum-Bedingungen (UHV) durchzuführen.

Von ersten Experimenten mit Präparation und anschließenden Magnetotransportmessungen unter UHV-Bedingungen wurde in jüngster Zeit berichtet. Bei einem der Ansätze werden verengte Kontakte vorstrukturiert, über konventionelles Argon-Ionenzerstäuben im Vakuum verschmälert und der Magnetowiderstand vermessen [303]. In einem zweiten Ansatz wird die Probe von einer Niederenergie-Ionenzerstäuber-Kammer in eine angeschlossene Kammer zum Vermessen

---

1. staubfreie Reinraumbedingungen

## 7. Aufbau eines in situ-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen



**Abbildung 7.1.:** Seitenansicht des UHV Zweistrahlensystems mit der FIB Säule (1) in vertikaler Richtung, REM Säule (2) 58° zur Senkrechten arrangiert, motorisierte 5-Achsen Probenbühne (3) und Schnelltransfersystem (4). Die beiden CF-35 Anschlüsse unter der FIB sind für die Montage von zwei Elektronenstrahlverdampfern vorgesehen.

transferiert [304]. Bei diesen beiden Ansätzen bleiben die Vakuumbedingungen erhalten. Allerdings sind systematische Untersuchungen bei diesen Methoden sehr zeitaufwendig, da für jede Neuerung bzw. Änderung des Probedesigns ein Probentransfer benötigt wird.

In diesem Kapitel wird ein *in situ*-Magnetowiderstands-Messaufbau präsentiert (Abs. 7.2.2), der innerhalb einer UHV-Zweistrahlanlage (Abschnitt 7.2.1) realisiert wurde. Mit diesem System ist es möglich, Nanostrukturen mit FIB in einen dünnen ferromagnetischen Film zu strukturieren und über eine feine Nadelspitze elektrisch zu kontaktieren (Abs. 7.4.1). Mit einem Elektromagneten am Ort der Probe wird ein variierendes Magnetfeld von bis zu 30 mT erzeugt, so dass der Magnetowiderstand (MR) der Struktur aufgezeichnet werden kann (Abschnitt 7.4.2).

## 7.2. Experimenteller Aufbau

### 7.2.1. Die UHV FIB/REM Zweistrahlanlage

Zur Kontrolle der FIB-Strukturierung und aller weiteren Manipulationen ist es von Vorteil, ein Mikroskop mit vergleichbarer lateraler Auflösung zu verwenden, das die Probe nicht beschädigt. Ein Rasterelektronenmikroskop (REM) erfüllt diese Anforderung. Aus diesem Grund sind seit einigen Jahren Zweistrahlanlagen kommerziell erhältlich, die aus einer Kombination von REM und FIB in einer Vakuumkammer bestehen. Die beiden Instrumente (Säulen) sind so ausgerichtet, dass die zwei Strahlen aus Elektronen bzw. Ionen, im selben mikroskopischen Gebiet auf die Probe treffen (Kreuzpunkt).

Kommerzielle Zweistrahlensysteme arbeiten bis auf wenige Ausnahmen unter Hochvakuumbedingungen. Unter ähnlichen Konstruktionskriterien wurde ein UHV-Zweistrahlsystem mit einer FIB, einem REM, einer Probenbühne und einer Transferkammer für schnelles Einschleusen von extern präparierten Filmen konstruiert und aufgebaut [154].

Eine fotografische Seitenansicht des Systems ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Die FIB-Säule<sup>2</sup> (1) ist in vertikaler Richtung abwärts montiert, während die REM-Säule<sup>3</sup> (2) 58° zur Senkrechten orientiert ist. Beide UHV-Instrumente und die Kammer verfügen über separate Ionen-Getterpumpen. Die 5-Achsen Probenbühne<sup>4</sup> ist so angeordnet, dass die Probe in den Kreuzpunkt der Strahlen bewegt werden kann. Es ist möglich, die Probe zu neigen und sie in die jeweils optimale Position (senkrechter Einfall) für FIB-Operationen oder REM-Abbildungen zu bringen.

Der vertikale Einbau der FIB gewährleistet die höchste Stabilität für ultrafeine Strukturierung. Die Probe muss für die Strukturierung nicht geneigt werden.

Bei der FIB-Mikroskopie wurde die nominelle Abbildungsauflösung von 10 nm bei einem Strahlstrom von 1 pA und einer Ionenenergie von 30 keV erreicht. Um den Ionenstrahl mit hoher Präzision abzulenken sowie ein- und auszublenden, wird ein digitaler Mustergenerator<sup>5</sup> verwendet. Für eine praktikable Strukturierung wird ein typischer Strahlstrom von etwa 20 pA bei 30 keV Ionenenergie genutzt. Mit diesen Parametern kann eine 1  $\mu\text{m}^2$  Fläche eines 30 nm Films aus Permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) in weniger als 10 Sekunden komplett abgetragen werden. Die Auflösung des REM beträgt bei 100 pA und 30 keV unter 20 nm.

### 7.2.2. UHV *in situ* Aufbau für Magnetowiderstandsmessungen

Die FIB Technik ist umfangreich einsetzbar und ermöglicht insbesondere bei dünnen Filmen eine hochpräzise und feine Strukturierung bis in den sub-100 nm Bereich. Da großflächige Strukturierungen mit der FIB sehr zeitaufwändig sind, wurde die FIB-Strukturierung im Bereich der *Spintronics* vorwiegend für feine Nachstrukturierungen und Gesamtstrukturgrößen im  $\mu\text{m}$ -Bereich verwendet [305–307]. Bei elektrischen Transportmessungen von Nanostrukturen sind Kontaktierungen nötig, die es erlauben Strom- und Spannungsabgriffe vom Messgerät bis zur Struktur zu leiten. Die Präparation der dafür nötigen makroskopischen Kontaktflächen ist sehr viel aufwändiger als die FIB-Strukturierung der zu untersuchenden Struktur. Für eine zeitsparende Untersuchung wäre eine Messung direkt in der UHV-Zweistrahlanlage wünschenswert. Aus diesem Grund wurde die UHV-Zweistrahlanlage im Rahmen dieser Arbeit zu einem *in situ*<sup>6</sup>-Magnetowiderstands-Messsystem erweitert. Die fotografische Innenansicht der Vakuummkammer von Abbildung 7.2 (a) zeigt neben den optischen Elementen von FIB (1) und REM (2), den Probenträger (3), den Elektromagneten (4) und die Kontaktierungseinheit (5).

Die elektrische Kontaktierung wird durch den sogenannten Mikromanipulator<sup>7</sup> ermöglicht, der an der Probenbühne befestigt ist (Abb. 7.2 (a)). Der Mikromanipulator verfügt über zwei Scharniergelenke und eine Linearverschiebung. Am Ende des gegen Erde isolierten Auslegers ist eine feine Wolframnadel (Durchmesser 25  $\mu\text{m}$ ) angeschweißt, die zu einer scharfen Nadelspitze zuläuft (ähnlich der Spitze eines Raster-Tunnel-Mikroskops). Die Nadelspitze kann benutzt werden, um einen elektrischen Punktkontakt mit jedem Punkt der Probenoberfläche herzustellen. Die Piezo-Gelenkmotoren bewegen die Elemente so präzise, dass es möglich ist, die Nadelspitze in Sub-nm-Schritten über die Probenoberfläche zu verfahren.

2. CANION 31-Plus UHV, Orsay Physics

3. Auger-SEM JAMP 30, JEOL Ltd.

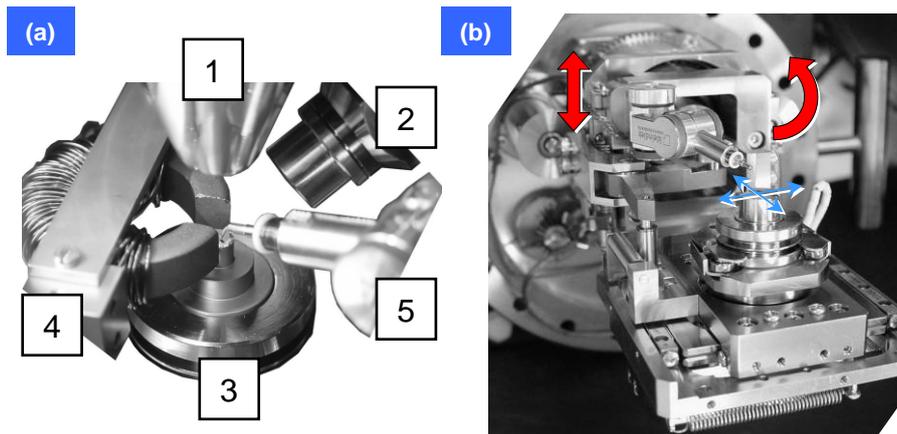
4. AP-81030, JEOL Ltd.

5. ELPHY Quantum, Raith GmbH

6. lat.: an Ort und Stelle

7. MM3A-EM UHV, Kleindiek Nanotechnik

## 7. Aufbau eines in situ-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen

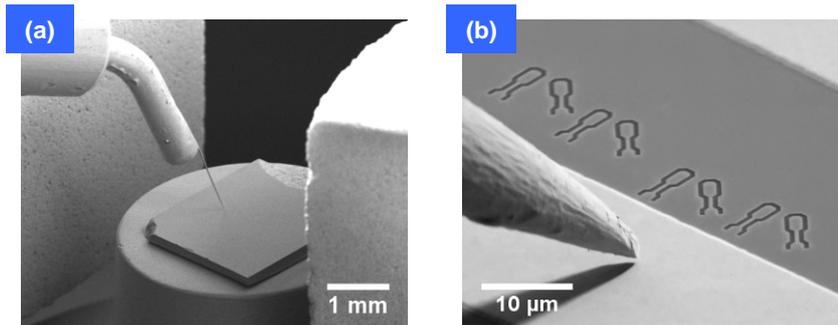


**Abbildung 7.2.:** (a) Die fotografische Ansicht des Inneren der Zweistrahlanlage zeigt in der Mitte den Probenhalter (3) und die Probe, auf der linken Seite das Joch und die Kupferspule des Elektromagneten (4) und auf der rechten Seite den Mikromanipulator (5) (MM3A-EM). Von oben kommt das Ende der FIB- (1) und rechts kommend das der REM-Säule (2) zu sehen. (b) Die fotografische Ansicht des innenseitigen Teils der 5-Achsen Probenbühne mit dem starr am Hauptträger montierten Mikromanipulator. Der MM3A kann mit dem Probenstisch auf und ab bewegt, sowie geneigt werden (weiße Pfeile), während die Probe in der xy-Ebene (schwarze Pfeile) bewegt und rotiert werden kann, nachdem die Spitze leicht (einige  $\mu\text{m}$ ) angehoben wurde.

Der Mikromanipulator ist starr mit dem Hauptträger der Probenbühne verbunden (siehe Abb. 7.2 (b)) und erhält somit dieselbe Stabilität wie der Probenstisch. Der Hauptträger neigt, hebt und senkt den Probenstisch und den Mikromanipulator gleichermaßen. Die waagerechten Bewegungen des Probenstischs bewegen die Probe bezüglich der Nadelspitze des Mikromanipulators. Demzufolge wird die Probe bei leicht angehobener Nadel unter der Spitze verfahren, während die Spitze unverändert innerhalb des Kreuzpunktes stehen bleibt. Eine Feinpositionierung der Spitze zur bzw. auf die Probenoberfläche kann über die Elektronik des Mikromanipulators vorgenommen werden. Die Bewegungen der Spitze werden über das REM im Echtzeitbild kontrolliert. Das REM ermöglicht wegen des seitlichen Einbaus eine ständige Seitenansicht von Probe und Spitze, so dass sich der Abstand von der Spitze zur Oberfläche leicht abschätzen lässt. Dies wird durch die REM-Aufnahmen von Abbildung 7.3 verdeutlicht, die im folgenden Text weiter besprochen werden.

Wird der Mikromanipulator im langsamsten Bewegungsmodus verfahren, können keine Vibrationen der Spitze beobachtet werden, so dass eine präzise Positionierung möglich ist. Peng et al. haben für einen baugleichen Mikromanipulator berichtet, dass sie über mehr als eine Stunde im Bereich von unter 50 nm keinen Drift der Nadel beobachten konnten [308].

Um ein Magnetfeld zu erzeugen, wurde ein kompakter UHV-tauglicher Elektromagnet eingebaut (Abb. 7.2 (a)). Dieser besteht aus einem Ferrit-Joch, das mit einem Kupferdraht von 0,5 mm Durchmesser umwickelt ist. Die 250 Windungen der Spule haben einen Widerstand von weniger als  $0,7 \Omega$ . Dieser Widerstand ist so gering, dass eine zu hohe strominduzierte Aufheizung vermieden wird. Somit kommt es bei hohen Strömen (bis zu 5 A) nicht zum Ausgasen des Magneten, was den Kammerdruck während der Messung verschlechtern würde.



**Abbildung 7.3.:** (a) REM Abbildung (Seitenansicht) der Probe und der Wolframnadel im Spalt des Elektromagneten. (b) REM Abbildung der Probe mit höherer Vergrößerung: Die Spitze der Wolframnadel und mehrere FIB-strukturierte Teststrukturen, bestehend aus einer länglichen Auflagefläche und einer kürzeren Leiterbahn in 30 nm Permalloy sind zu sehen. Die hellen Flächen sind 30 µm breite und 250 nm dicke Goldstreifen. (die Spitzen der beiden Aufnahmen sind nicht dieselbe)

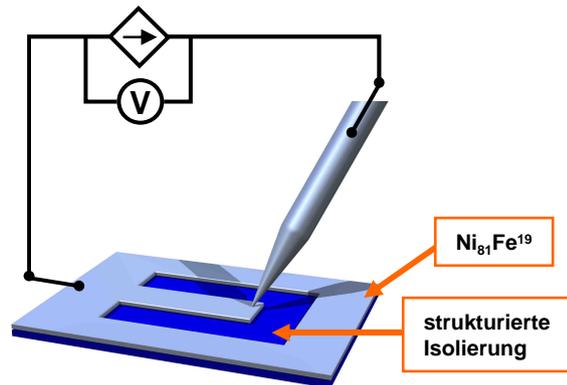
Der Elektromagnet ist mit einem Titanhalter an einer Linearverschiebung montiert (vgl. Abb. 7.2 (a)). Durch diese Konstruktion kann der Magnet von der Probe weggeneigt und zurückgezogen werden. Dies ist z.B. nötig, um die Probe zu wechseln. In der Messposition wird die Probe vorsichtig in der Mitte des Jochspalts mit einer Größe von 6 mm positioniert. Die REM-Aufnahme 7.3 (a) zeigt zum einen die Probe innerhalb des Magnetspalts und zum anderen, wie mit der Wolframnadel ein Kontakt zur Probenoberfläche hergestellt wurde.

Die Aufnahme 7.3 (b) zeigt die Nadelspitze des Mikromanipulators direkt über der Probenoberfläche. Der Schatten unter der Nadelspitze entsteht, weil ein Teil der Sekundärelektronen auf dem Weg zum Detektor von der geerdeten Nadel aufgefangen werden. Vor der Nadelspitze sind mehrere Leiterbahnen zu erkennen, die mit dem FIB in unterschiedlicher Ausrichtung in einen 30 nm Permalloyfilm ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) auf einem elektrisch isolierenden Substrat (hier: Silizium-Nitrid) strukturiert wurden. Der Permalloyfilm wurde durch thermisches Verdampfen auf die 100 nm dicke SiN-Schicht (auf Si) aufgedampft und mit zusätzlichen 3 nm Pt abgedeckt. Jede der Strukturen besteht aus einer 4,2 µm breiten und 500 nm langen Leiterbahn mit einer breiteren (2 µm) Kontaktfläche. Die dunklen Umrandungen stellen die Flächen dar, bei denen der gesamte Metallfilm durch den Ionenstrahl entfernt wurde. Die Isolierung ist 500 nm breit und entspricht ungefähr dem 20-fachem Strahldurchmesser.

Die Seitenwände des Jochs sind im Vergleich zur Probe und den Nanostrukturen groß. Daher kann davon ausgegangen werden, dass das Magnetfeld am Ort der Nanostrukturen homogen ist. Das Magnetfeld des Elektromagneten wurde vor dem Einbau über eine Hall-Sonde kalibriert. Die magnetische Flussdichte als Funktion des Spulenstroms hat eine sehr geringe Remanenz mit annähernd linearer Abhängigkeit bis zu 19,5 mT bei 0,8 A. Das Magnetfeld erreicht einen Maximalwert von 30 mT bei 2 A (23 mT bei 1 A) und ist dann nahezu in Sättigung. Eine neue Elektromagnetvariante mit Eisenjoch erreicht bei 5 A ein Feld von 160 mT.

Um Richtungsabhängigkeiten des MR zu untersuchen, muss der Winkel zwischen Struktur und Feld variiert werden. Dies kann über die Rotation der Probe geschehen, sobald die Nadel angehoben wurde. Bei isotropen magnetischen Eigenschaften des ferromagnetischen Metallfilms

## 7. Aufbau eines in situ-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen



**Abbildung 7.4.:** Schema der Widerstands- bzw. Magnetowiderstandmessung: Ein Metallfilm wird auf einem isolierenden Substrat aufgedampft und über den fokussierten Ionenstrahl einer Struktur freigelegt, die an einer Seite mit dem kontaktierten Film verbunden ist. Der Widerstand kann gemessen werden, wenn die Spitze auf der Seite der Struktur aufgesetzt wird.

ist es auch möglich, mehrere Kopien einer Struktur mit unterschiedlicher Ausrichtung zum Magnetfeld zu strukturieren (siehe Abb. 7.3 (b)).

### 7.3. Untersuchungsprinzip

Das Prinzip der 2-Punkt-Widerstandsmessung ist schematisch in Abbildung 7.4 dargestellt.

Die Basis für die Untersuchungen bildet ein ferromagnetischer Metallfilm auf einem isolierenden Substrat. Mit dem fokussierten Ionenstrahl wird gezielt Material abgetragen, so dass die gewünschte Struktur bzw. Leiterbahn ausgeschnitten wird. Die Nadelspitze des Mikromanipulators wird benutzt, um die Leiterbahn am isolierten Ende zu kontaktieren. Ein Ende der Leiterbahn bleibt mit dem Film verbunden. Der Film ist mit dem Probenhalter verbunden. Dieser ist gegen Erde isoliert, separat kontaktiert und bildet den zweiten Kontakt der Messung.

Der Widerstand der Leiterbahn kann über die abfallende Spannung gemessen werden, wenn ein vorgegebener Strom über die Nadel durch die Struktur zum Metallfilm fließt. Der Magnetowiderstand der Leiterbahn kann aufgezeichnet werden, indem das Magnetfeld während der Widerstandsmessung variiert wird.

Bei einer 2-Punkt-Messung nach dem Prinzip von Abbildung 7.4, dominiert der Widerstand und der MR der Leiterbahnen den Gesamtwiderstand bzw. die Widerstandsänderung. Die Widerstände des restlichen Stromkreises (Film und Zuleitungen) sind in der Regel sehr gering (insg. 20  $\Omega$ ), jedoch nicht zu vernachlässigen. Diese unerwünschten Beiträge zur Widerstandsmessung und die Magnetowiderstands-Effekte des ferromagnetischen Films können durch eine Referenzmessung und die Bildung der Differenz beider Messungen beseitigt werden.

In einer ersten Messung mit der Nadelspitze auf dem isolierten Ende der Leiterbahn wird die feldabhängige MR-Messkurve des gesamten Stromkreises inklusive der Leiterbahn, des Films und der Wolframnadel (samt Zuleitungen) gemessen. Durch eine zweite MR-Messung mit der Nadelspitze vor der Leiterbahn (Kontaktstelle zwischen Film und Leiterbahnstruktur) werden

der feldabhängige Magnetowiderstand des Films und der Widerstand der Wolframnadel und der Zuleitungen aufgezeichnet. Die Differenzberechnung der beiden Messkurven gibt den Magnetowiderstand wieder, der durch die Struktur zwischen den beiden Kontaktpunkten hervorgerufen wird. Dies wird als Differenzmessung bezeichnet und experimentell im Abschnitt 7.4.2 vorgeführt.

Alle Widerstands- und Magnetowiderstandsmessungen finden bei Raumtemperatur statt. Das System verfügt bisher nicht über die Möglichkeit, die Temperatur der Probe zu variieren.

Der Messaufbau wurde kürzlich um zwei weitere baugleiche Mikromanipulatoren erweitert. Somit ist es jetzt möglich, in Kombination mit dem Filmkontakt, 4-Punkt Messungen durchzuführen oder mehrere Strukturen parallel zu messen.

Um den Filmwiderstand weiter zu minimieren, werden 250 nm dicke und 30  $\mu\text{m}$  breite Goldstreifen über eine Schattenmaske aufgedampft. Die Nanostrukturen werden nahe den Goldstreifen in den nicht bedeckten ferromagnetischen Film geschrieben. Die helleren Bereiche in Abbildung 7.3 (b) sind die Goldstreifen.

Eine weitere Ursache eines unerwünschten Widerstandes ist der Kontaktwiderstand der Spitze zur Auflagefläche. Wenn eine sehr feine Spitze benutzt wird, kann die effektive Kontaktfläche sehr klein werden. Dies führt zu einem hohen Widerstand. Aufgrund dessen sind leicht abgerundete Spitzen mit einer Auflagefläche von ungefähr  $0,07 \mu\text{m}^2$  ideal (300 nm Durchmesser, Stromdichte  $1,4 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$  bei 0,1 mA).

Für den Fall, dass die Nadelspitze zu sehr beschädigt wird (versehentlicher Spitzenaufprall oder generelle Abnutzungsschäden), kann sie über den Ionenstrahl zugeschnitten werden, um immer wieder eine sehr gut definierte Spitze zu präparieren. Das macht einen häufigen und zeitaufwendigen Messspitzenwechsel überflüssig, da ein Spitzenwechsel mit der Belüftung der UHV-Kammer verbunden ist.

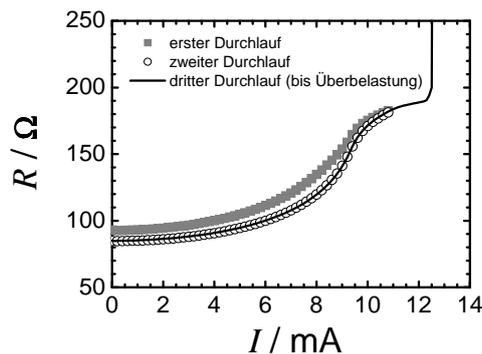
## 7.4. Beispielmessungen und Diskussion

In diesem Abschnitt wird anhand von magnetischen Leiterbahnen und Nanopunktkontakten die Funktionsfähigkeit des MR-Messaufbaus präsentiert und die Ergebnisse besprochen. Zu Beginn wird dargestellt, wie sich der Widerstand bei strominduzierter Aufheizung verhält und wie thermisches Ausheilen oder Überbelastung den Widerstand verringert bzw. die Struktur zerstört. Im Anschluss wird die Magnetowiderstandssignatur eines magnetischen Nanopunktkontakts über eine Differenzmessung bestimmt.

Mit dem Messaufbau können Magnetowiderstandsänderungen von unter 0,1% aufgezeichnet werden. Dafür ist jedoch ein zeitlich stabiler Kontaktwiderstand nötig. Um einen stabilen Kontakt zwischen Nadelspitze und Film herzustellen, wird wie folgt vorgegangen:

Während die Spitze angenähert und aufgesetzt wird, ist die gesamte elektrische Schleife geerdet, um Aufladung und hohe Entladungsströme zu vermeiden. Diese würden eine Struktur mit einem typischen Querschnitt von unter  $0,02 \mu\text{m}^2$  sofort zerstören. Die Bewegung der Spitze zur Oberfläche wird gestoppt, sobald ein Gleiten der Spitze über die Kontaktfläche zu beobachten ist. Daraufhin wird die Erdung entfernt und der Widerstand kann gemessen werden.

Ohne Korrekturen der Spitzenposition wird allerdings eine ständige Änderung des Widerstands beobachtet. Die Änderungen entstehen möglicherweise durch unkontinuierliche Gleitbewegungen der Spitze über die Auflagefläche, die vermutlich durch Druck der Nadel auf die Probe



**Abbildung 7.5.:** Messung des Widerstands in Abhängigkeit der Stromstärke. Der Strom wurde gepulst durch die Leiterbahn geschickt (10 ms Pulse mit 10 Hz). Im Graphen sind drei Durchläufe gezeigt (erster Durchl.: gefüllte Quadrate, zweiter/dritter Durchl.: offene Kreise/durchgehende Linie). Der zweite Durchl. erfolgte im selben Intervall wie der erste. Der Widerstand steigt aufgrund von strominduzierter Temperaturerhöhung der Leiterbahn an. Vom ersten zum zweiten Durchl. wurde der Grundwiderstand durch thermische Ausheilung des polykristallinen Films abgesenkt. Nach dem zweiten Durchl. konnten keine weiteren Ausheileneffekte beobachtet werden und der dritte Durchl. verläuft absolut identisch wie der zweite. Bei über 12,6 mA ( $7,6 \cdot 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>) brennt die Leiterbahn aufgrund der Überbelastung durch.

verursacht werden. Um die Änderungen im Widerstand zu vermeiden, wird die Nadel im niedrigsten Geschwindigkeitsmodus solange angehoben, bis keine Widerstandsänderung mehr auftritt und der Widerstand konstant bleibt. Der Strukturwiderstand kann mit einer Abweichung von unter 3% reproduziert werden.

Für die Magnetowiderstandsmessungen werden eine programmierbare Stromquelle und ein Nanovoltmeter<sup>8</sup> genutzt. Strompulse mit einer Länge von 0,5 - 12 ms können mit einer maximalen Wiederholungsrate von 10 Hz generiert werden. Die Messung der Spannung ist zeitlich so auf die Strompulse abgestimmt, dass diese immer nach einem exakten Zeitversatz zu Beginn des Strompulses gemessen wird, wobei die Strompulse zur Frequenz der Versorgungsspannung synchronisiert sind. Auf diese Weise ist ein Signal/Rausch-Verhältnis von über  $10^5$  erreichbar.

### 7.4.1. Pulsstärkenabhängige Widerstandsmessung von Leiterbahnen

Mit den in Abbildung 7.3 (b) aufgenommenen Strukturen (Dimensionen  $4,2 \mu\text{m} \times 500 \text{ nm} \times 33 \text{ nm}$ ) wurde zunächst untersucht, wie sich der Widerstand in Abhängigkeit der Stromstärke aufgrund von strominduzierter Temperaturerhöhung verändert.

Im Diagramm von Abbildung 7.5 ist der Widerstand der Leiterbahn (Differenzmessung) in Abhängigkeit von der Strompulsstärke aufgezeichnet. Die Strompulse haben eine Wiederholungsrate von 100 ms (10 Hz) und eine Pulslänge von 10 ms.

Die unterschiedlichen Kurven in Abbildung 7.5 zeigen drei aufeinander folgende Messdurchläufe.

8. Modelle 6221/2182A Delta Mode System, Keithley Instruments Inc.

In den ersten beiden Durchläufen (gefüllte Quadrate und offene Kreise) wurde die Pulsstromstärke schrittweise bis 11 mA ( $6,67 \cdot 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>) erhöht und der Gesamtwiderstand (Leiterbahn, Film und Zuleitungen) gemessen. Im dritten Durchlauf (durchgehende Linie) wurde die Stromstärke bis über die Belastungsgrenze erhöht.

Im ersten Durchlauf (gefüllte Quadrate) bis 11 mA kommt es zu thermischen Ausheilprozessen, so dass der Grundwiderstand (bei 0,1 mA) danach ( $8,4 \pm 0,1$ )  $\Omega$  geringer ist. Die Widerstands/Strom-Charakteristik im dritten Durchlauf ist bis 11 mA vollkommen vergleichbar mit dem zweiten Durchlauf. Bei einer Pulsstromstärke von 12,6 mA ( $7,64 \cdot 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>) wird die Leiterbahn zerstört. Da keine Temperatur/Strom-Eichung zur Verfügung steht, können in dieser Diskussion keine Temperaturen angegeben werden. Die Magnetowiderstandsmessungen der Leiterbahnen haben jedoch bei hohen Stromdichten (bis  $6,67 \cdot 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>, 11 mA) ein Verwinden des Magnetowiderstands beobachten lassen. Somit kann davon ausgegangen werden, dass bei hohen Stromdichten die Curie-Temperatur ( $T_C$ ) überschritten wird.

Die  $R(I)$ -Messkurven zeigen, dass die Aufheizung im Bereich von 0,1 - 0,7 mA ( $0,61 - 4,24 \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup>) vernachlässigbar ist. Aus diesem Grund werden MR-Untersuchungen mit einer Stromdichte von möglichst unter  $4 \cdot 10^{10}$  A/m<sup>2</sup> durchgeführt, so dass die Ergebnisse nicht von Temperatureffekten beeinflusst werden.

## 7.4.2. Magnetowiderstands-Messungen von Nanopunktkontakten

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erklärt, ist es im Prinzip möglich, den Widerstand und Magnetowiderstandseffekte des Films durch die Berechnung einer Differenzmessung aus der Gesamtwiderstandsmessung herauszurechnen. Dies wird an einer nanoskaligen Punktkontaktstruktur präsentiert.

Abbildung 7.6 zeigt den Vergleich von MR-Messungen der Punktkontaktstruktur, die in den 30 nm Permalloyfilm strukturiert wurde. Die Gesamtstruktur besteht aus zwei großen elliptischen Flächen, die durch einen 80 nm breiten Punktkontakt verbunden sind (REM-Aufnahme (a)). Die Fläche (2) ist mit dem Film verbunden.

Das Magnetfeld wird während der MR-Messung in Richtung der großen Hauptachse bzw. senkrecht zur Stromrichtung durch den Punktkontakt variiert. Die verwendete Pulsstromdichte ist  $3,8 \cdot 10^{10}$  A/m<sup>2</sup> ( $I_{\text{puls}} = 0,1$  mA).

Die Widerstandsänderung der Permalloy-Struktur basiert auf dem anisotropen Magnetowiderstand (AMR)<sup>9</sup>. Dieser Effekt zählt zur Klasse von anomalen galvanomagnetischen Effekten [309].

Beim AMR in ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen und ihren Legierungen ist der Widerstand abhängig vom Winkel  $\varphi$  zwischen der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und der Stromrichtung  $\mathbf{J}$  [309–311]. Experimentell zeigt sich, dass der Widerstand bei einem Stromfluss parallel zur Magnetisierung ( $\rho_{\parallel}$ ) einige Prozent höher ist, als wenn  $\mathbf{J}$  senkrecht zu  $\mathbf{M}$  ist ( $\rho_{\perp}$ ).

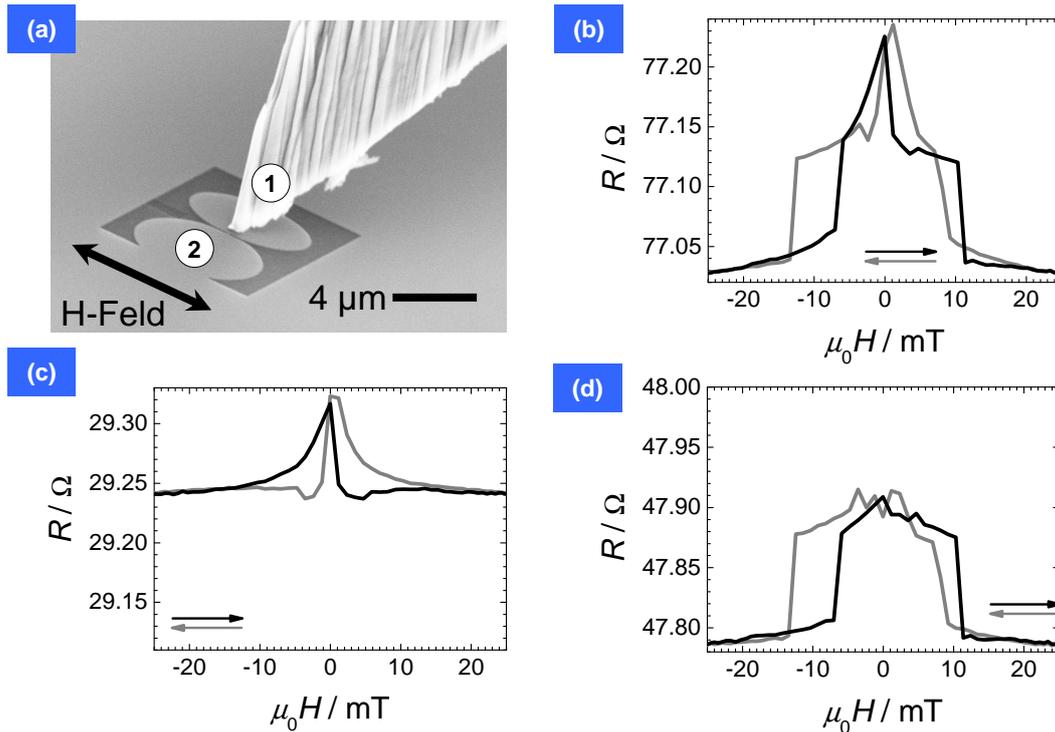
Insgesamt wird die Winkelabhängigkeit durch

$$\rho(\varphi) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \cos^2 \varphi = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{\text{AMR}} \cdot \cos^2 \varphi \quad (7.1)$$

mit ( $\Delta\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ ) beschrieben [31, 309].

9. engl. Abk. für Anisotropic Magneto Resistance

## 7. Aufbau eines in situ-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen

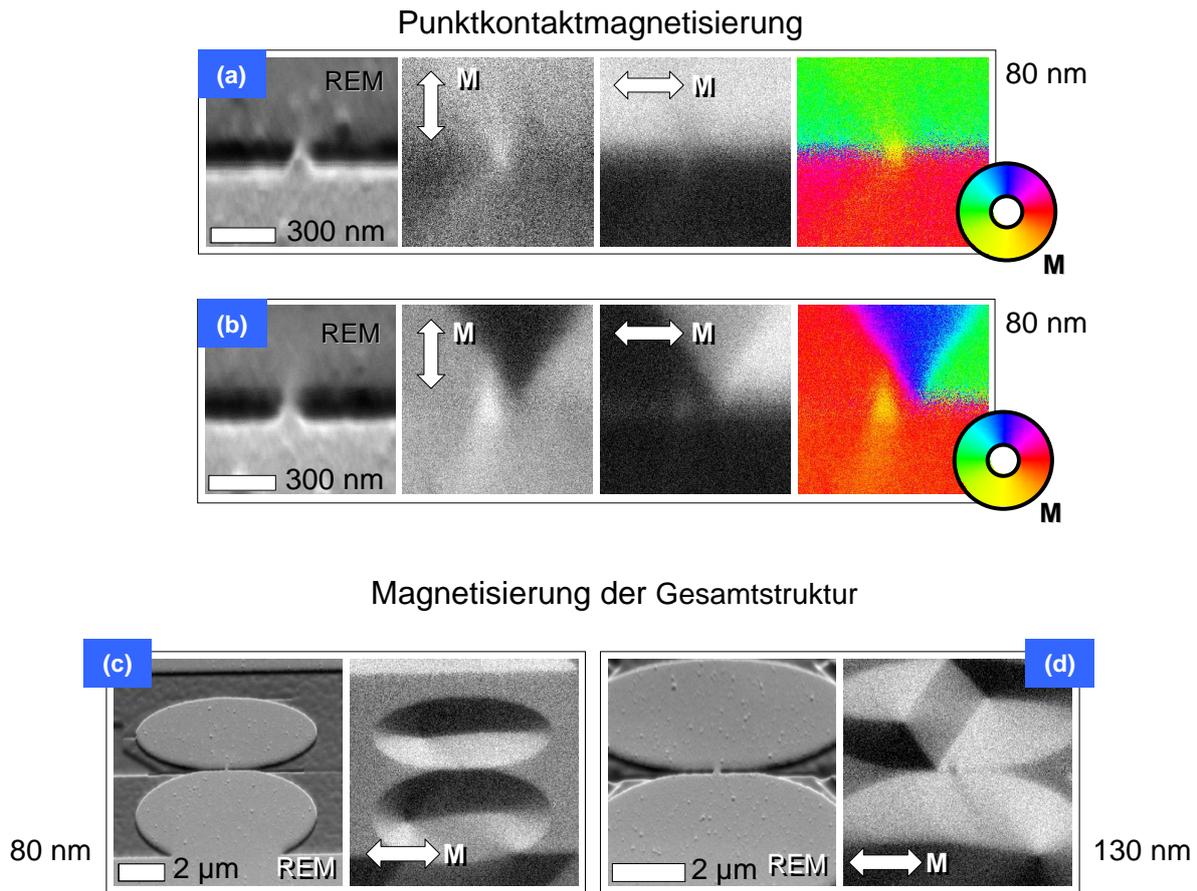


**Abbildung 7.6.:** (a) REM-Aufnahme der zu untersuchenden  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Punktkontaktstruktur (Spitze aufgelegt). (b) Gesamt- (Punkt (1)), (c) Referenz- (Punkt (2)) und (d) Differenz-Magnetowiderstandsmessung des 80 nm Punktkontakts. Der Punktkontakt ist die elektrische Verbindung von zwei elliptischen magnetischen Flächen ( $3,5 \mu\text{m}$  große und  $1,5$  bzw.  $2 \mu\text{m}$  kleine Halbachse; REM-Aufnahme (a)). Vor der Gesamt-MR-Messung (b) und der Referenzmessung (c) wurde die Messnadelspitze auf die Punkte (1) bzw. (2) aufgelegt. Die Differenz-MR-Messung errechnet sich durch das Subtrahieren von Messung (c) von (a). (Die Messspitze ist nicht dieselbe wie eine von Abb. 7.3. Die Abbildung ist ein gutes Beispiel für eine mehrfach mit FIB geschnittene vordere Spitze.)

Die Kurve von Abbildung 7.6 (b) mit einem Widerstand von  $77,23 \Omega$  und einem Magnetowiderstand von  $\Delta R = 208 \text{ m}\Omega$  zeigt die erste Messung, mit der Messspitze auf der Fläche (1). Demzufolge fließt der Strom durch den Punktkontakt, über die Fläche (2) und den Film. Die Messung zeigt, dass der Widerstand einen sprunghaften Anstieg und Abfall zeigt und beim Nullfeld den höchsten Widerstand hat.

Die zweite Messung, dargestellt in Abbildung 7.6 (c), mit einem Widerstand von  $29,32 \Omega$  ( $\Delta R = 82 \text{ m}\Omega$ ) wurde gemessen, nachdem die Messspitze vor den Punktkontakt auf die Fläche (2) aufgesetzt wurde. Die zweite Messung enthält alle Widerstands- und MR-Anteile der ersten Messung außer denen des Punktkontakts bzw. der Bereiche zwischen den Auflagepunkten.

Der Vergleich der beiden Messungen zeigt, dass die MR-Signaturen von der zweiten auch in der ersten Messung zu erkennen sind. Dazu zählen zum Beispiel der konkave Anstieg und der schnelle Widerstandsabfall nach dem Nullfelddurchgang. Durch das Subtrahieren der zweiten von der ersten MR-Messung werden diese Magnetowiderstandssignaturen entfernt, die nicht vom Punktkontakt stammen. Die Differenzmessung, dargestellt in Abbildung 7.6 (c), hat eine MR-Widerstandsänderung von  $123 \text{ m}\Omega$ , die dem Punktkontakt zuzuordnen ist. Hier zeigen sich im Wesentlichen nur die sprunghaften (stufenartigen) Anstiege und Abfälle des Widerstands.



**Abbildung 7.7.:** SEMPA-Aufzeichnung der magnetischen Mikrostruktur in der Ebene von zwei 80 nm  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Punktkontakten ((a) und (b)) und der gesamten Struktur mit den angrenzenden elliptischen Flächen. Die Zeilen von (a) und (b) zeigen in der 1. Spalte die Summenbildaufnahmen mit dem konventionellen REM-Kontrast. Die magnetischen Aufnahmen für die beiden Magnetisierungskomponenten sind in den Spalten 2 und 3 abgebildet. Diese wurden zum Falschfarbbild verrechnet (4. Spalte), bei dem der Farbkreis die Magnetisierungsrichtung in der Ebene angibt. In (c) und (d) ist neben den Summenbildern nur die magnetische Abbildung der  $X$ -Magnetisierungskomponente abgebildet.

### 7.4.3. SEMPA-Aufnahmen der magnetischen Mikrostruktur des Punktcontactes

Mit hoch aufgelösten SEMPA-Abbildungen der magnetischen Mikrostruktur im Remanenzzustand konnte die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die stufenähnlichen MR-Signaturen der Differenzmessung durch das Schalten der Punktcontactmagnetisierung hervorgerufen wird. Abbildung 7.7 zeigt in (a) und (b) die SEMPA-Aufnahmen von zwei 80 nm Punktkontakten. Die Strukturen wurden vor den Aufnahmen wie bei der MR-Messung parallel zur langen Achse der Ellipsen aufmagnetisiert und die Feldstärke langsam gegen Null gesenkt. Neben der Summenbildaufnahme (1. Spalte) mit dem konventionellen REM-Kontrast sind die magnetischen Aufnahmen für die beiden Magnetisierungskomponenten abgebildet (2. und 3. Spalte). Diese

## 7. Aufbau eines *in situ*-Messsystems für Magnetotransportuntersuchungen

werden zum Falschfarbbild verrechnet (4. Spalte), bei dem der Farbkreis die Magnetisierungsrichtung in der Ebene angibt.

Die SEMPA-Aufnahmen von Abbildung 7.7 (a) und (b) zeigen stellvertretend für alle aufgezeichneten Mikrostrukturen, dass die Punktkontaktmagnetisierung ohne äußeres Feld stets  $90^\circ$  zu den Magnetisierungen der benachbarten Flächen orientiert ist. Die Magnetisierung des Punktkontaktes bildet eine Domäne zwischen den angrenzenden Flächen mit zwei  $90^\circ$  Domänenwänden. Während im Fall (a) die Magnetisierungen der angrenzenden Flächen antiparallel magnetisiert sind, zeigen in Fall (b) beide Flächen direkt am Punktkontakt in die gleiche Richtung. Diese beiden Fälle sind in den Falschfarbbildern anhand der gelben Färbung zwischen (a) Rot und Grün bzw. (b) zwischen Rot und Rot zu erkennen.

Die blaue Fläche im Falschfarbbild von (b) ist die Raute eines Diamant-Domänenmusters in der elliptischen Fläche (1). Die Ausdehnung der Rautenmagnetisierung wurde vor dem Punktkontakt aufgehalten, da die Punktkontaktmagnetisierung antiparallel ausgerichtet ist und nicht umgeschaltet werden konnte.

Zusätzlich wurden in Abbildung 7.7 (c) und (d) die magnetische Mikrostruktur der gesamten Struktur abgebildet ( $x$ -Komponente der Magnetisierung). Während (c) die Gesamtstruktur vom Punktkontakt (a) zeigt, wurde für den Fall (b) mit einer Diamant-Domänenstruktur eine stellvertretende Struktur mit einem 130 nm Punktkontakt abgebildet. Für Abbildung 7.7 (b) steht keine Gesamtstrukturaufnahme zur Verfügung.

Zusammen mit den SEMPA-Aufnahmen kann bei der MR-Differenzmessung davon ausgegangen werden, dass hier aufgezeichnet wurde, wie die Magnetisierung nach der Aufmagnetisierung quer zur Stromrichtung bei ca. 9 mT Restfeld in die Stromrichtung schaltet.

Nach Gleichung 7.1 hat die Punktkontaktstelle mit einer Magnetisierung in Stromrichtung einen höheren Widerstand als bei hohen Feldern, wenn die Magnetisierung zum Feld und quer zur Stromrichtung ausgerichtet wird. Diese Umorientierung findet statt, wenn das Magnetfeld gesenkt wird und die Entmagnetisierungsenergie aufgrund von magnetischen Polen am Rand des Punktkontakts höher ist als die Summe der Zeeman-Energie des äußeren Feldes und der Austauschenergie der beiden entstehenden  $90^\circ$  Domänenwände. Diese Erklärung konnte durch Ergebnisse von mikromagnetischen Simulationen gestützt werden.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass es mit dem Messaufbau möglich ist, den MR von Nanostrukturen zu messen, die zuvor mit FIB in einen dünnen ferromagnetischen Film strukturiert wurden. Mit der quasi-3-Punkt-Differenzmessung konnte der MR einer Struktur zwischen zwei Auflagemesspunkten wiedergegeben werden.

Die vorgestellte Kombination aus *in situ*-Präparation und Untersuchung stellt eine hohe Zeiterparnis gegenüber der konventionellen Vorgehensweise dar und ermöglicht eine hohe Flexibilität bei der Untersuchung von Größen- und Formabhängigkeiten, während die Materialparameter unverändert bleiben. Aufgrund der geringen Gesamtgröße der Strukturen lassen sich mittels FIB unzählige Strukturen in einen  $\text{mm}^2$ -großen Film strukturieren. Dadurch haben die Strukturen eine hohe Vergleichbarkeit, weil alle aus demselben magnetischen Material bestehen. Dies ist insbesondere bei Serien von Strukturen mit systematischen Änderungen von Vorteil. Direkt benachbarte Strukturen können individuell kontaktiert und gemessen werden.

Da die Kontaktierung im Kreuzpunkt von FIB und REM stattfindet, kann die Struktur während der Messung durch den Ionenstrahl verändert werden. Dies stellt eine weitere mögliche Klasse von Untersuchungen dar, bei denen die Auswirkung durch Veränderungen der Form oder Ionenimplantation auf die Magnetotransporteigenschaften in Echtzeit analysiert werden können.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Um ein umfangreiches Verständnis über die Gleichgewichtsdomänenweite von Systemen mit uniaxialer Anisotropie zu erhalten, die z.B. für zukünftige technologische Anwendungen relevant sind, wurde die magnetische Mikrostruktur von Co/Pt-Multilagen mit der Fourier-Transformations-Röntgenholografie untersucht und für den Fall gekippter Magnetisierung theoretisch beschrieben.

Zusammenfassend wurden in dieser Arbeit vier wesentliche Aspekte bearbeitet:

- die Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten der Fourier-Transformations-Holografie
- die Ableitung eines theoretischen Modells zur Berechnung der Gleichgewichtsdomänengröße von Einzel- und Multilagensystemen im und nahe des Spin-Reorientierungsübergangs mit gekippter Magnetisierung
- die Ionenstrahl-Nanostrukturierung von empfindlichen Multilagensystemen mit senkrechter Anisotropie und
- die Entwicklung eines *in situ*-Messsystems zur Untersuchung von Magnetowiderstandeffekten.

### FTH

Im Rahmen eines Gemeinschaftsprojektes konnte die Fourier-Transformations-Röntgenholografie mit Unterstützung der vorliegenden Arbeit erfolgreich an der ID08 vom ESRF etabliert werden. Die FTH wurde genutzt, um mit dem Zirkular-Röntgen-Dichroismus Hologramme der magnetischen Mikrostruktur von Co/Pt-Multilagen aufzuzeichnen und im Anschluss die Realraumbilder zu rekonstruieren.

Zunächst wurde in Abschnitt 3.2 die Probenpräparation dargestellt und auf welche Weise die Objektlochstrukturierung mit FIB durch den Einbau von Palladium-Zwischenschichten in die Gold-Deckschicht vereinfacht werden kann. Durch die Zwischenschichten wird das Wachstum von großen Goldkörnern unterbrochen. Trotz Gitterführungseffekt wird ein gleichmäßigerer Materialabtrag erreicht. Der Abtrag kann mit dem Signal der freigesetzten Elektronen kontrolliert werden. Im Signalverlauf ist die Anzahl von Zwischenschichten ablesbar. Goldreste konnten eingegrenzt und selektiv entfernt werden.

Die magnetische FTH beschränkte sich bisher nur auf die Abbildung der senkrechten Magnetisierungskomponente. In Abschnitt 4.1 wurde dargestellt, wie die FTH erweitert werden kann, so dass mit einer Neigung der Probe die Untersuchung einer Magnetisierungskomponente in der Ebene (Projektion der Magnetisierung auf die Strahlrichtung) möglich ist. Dafür muss mindestens ein Referenzstrahlkanal strukturiert werden, der bei einer Probenneigung ausreichend in Strahlrichtung orientiert ist.

Für die Untersuchungen wurde unter anderem eine FTH-Probe mit einer 20 nm dicken Co-Schicht so strukturiert, dass ein magnetisches  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  Quadrat hinter einem (quadratischen) Objektloch platziert lag. Mit der FTH-Abbildung bei  $30^\circ$  geneigter Probe wurde eine Domänenstruktur mit zwei Magnetisierungswirbeln abgebildet.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Bei den Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass die Kanalgeometrie zulässt, dass auch bei einer Fehlorientierung von  $10^\circ$  zwischen Strahl- und Kanalrichtung ein Referenzstrahl mit ausreichender Intensität geformt wird. Mit einer Fehlorientierung von mehr als  $15^\circ$  ist (bei einem schwachen magnetischen Signal) keine magnetische Objektloch-Abbildung möglich. Für Summen-Abbildungen ist selbst eine Fehlorientierung von  $30^\circ$  unkritisch.

Mit dem Probedesign, das für die FTH verwendet wird, konnte bisher nur vordefinierte Flächen mit einem Durchmesser von ungefähr  $2\ \mu\text{m}$  abgebildet werden. In Abschnitt 4.2 wurde ein Röntgen-Holografie-Mikroskop realisiert, mit dem es möglich ist, jeden Punkt einer Objektmembran durch eine Holografie-Aufnahme und die anschließende Rekonstruktion abzubilden. Die Methode wurde vorerst an einer  $17 \times 4\ \mu\text{m}^2$  Goldstruktur demonstriert.

In Abschnitt 4.2.3 konnte mit dem Mikroskop die ausgedehnte Domänenstruktur einer entmagnetisierten  $(\text{Co}_{0,7\ \text{nm}}/\text{Pt}_{2,0\ \text{nm}})_8$ -Multilage mit einem zusätzlichen Eisenkeil (auf der letzten 2 nm Pt-Lage der Multilage) aufgezeichnet werden. Hier gelang der Nachweis, dass die Domänengröße bei einer Eisenbedeckung von ungefähr 2 nm mit einem deutlichen Schritt von 250 nm auf 160 nm abnimmt. Dies steht in Verbindung zu einem ebenso stufenartigen Abfall bzw. dem Vorzeichenwechsel der Anisotropiekonstanten  $K_{1,\text{eff}}$ . Das System wechselt demzufolge von der Phase mit senkrechter Magnetisierung in die Phase mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung. Insgesamt verkleinert sich die Domänengröße von 290 nm ohne zusätzliches Eisen auf 140 nm mit einer Bedeckung von 4,1 nm.

In zukünftigen Arbeiten ist die Anfertigung von Holografieproben, die Verwendung des XHM und die Aufzeichnung von Hologrammen (sowie deren Rekonstruktion) routinemäßig möglich. Neue Arbeiten von anderen Forschungsgruppen haben gezeigt, dass sich die Auflösung einer Objektloch-Abbildung durch zusätzliche Phasen-Rückgewinnungsverfahren verbessern lässt. Dabei können die Objektloch-Abbildungen der einfachen Fourier-Transformationen als bereits sehr gut definierte Vorlage verwendet werden [262]. Andere Arbeiten haben gezeigt, dass sich durch spezielle Geometrien der Referenzstrahler die Kontraststärke der Objektlochabbildungen erhöhen lässt [78, 212]. In Zukunft könnte daran gearbeitet werden, die neuen experimentellen Techniken und die zusätzlichen Computerverfahren auch für magnetische Hologramme und die anschließenden Bildrekonstruktionen zu verwenden.

Ein Punkt, der sich negativ auf die Abbildungsqualität auswirkt, ist die Verwendung der kleinen Metallkugel im Zentrum des Hologramms. Der Kugelschatten könnte durch ein Muster ersetzt werden, die von einer Simulation der Streuung stammt, indem die Objektloch-Abbildung vom Kontrast her übersteuert und anschließend Fourier-transformiert wird.

Andererseits ist der Verzicht auf die Metallkugel möglich oder sie könnte durch ein semi-transparentes Objekt ersetzt werden, so dass keine Information der Hologramme verloren geht. Im Anschluss an diese Arbeit soll ein XHM-Aufbau an der P04-*Beamline* der neuen PETRA III Speicherring-Röntgenquelle am DESY in Hamburg realisiert werden. Dieser Aufbau wird zukünftig anderen Forschungsgruppen zur Verfügung stehen, so dass FTH-Abbildungen einer breiteren Forschungsgemeinschaft zugänglich sein werden.

## Domänengröße

Die magnetischen Mikrostrukturaufnahmen von Systemen in der Phase mit gekippter leichter Magnetisierungsrichtung und die Aufnahmen vom System  $\text{Fe}_{x\ \text{nm}}/(\text{Co}_{0,7\ \text{nm}}/\text{Pt}_{2,0\ \text{nm}})_8$  haben ge-

zeigt, dass es in der Spin-Reorientierungsphase zu keinem Zusammenbruch der Domänenstruktur kommt. Stattdessen wird regelmäßig eine Domänengröße von 100 - 200 nm beobachtet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein theoretisches Modell für die Gleichgewichtsdomänengröße von Einzel- und Multilagensystemen abgeleitet, die sich in der Spin-Reorientierungsphase mit gekippter Magnetisierung befinden. Das Modell zeigt, dass die Gleichgewichtsdomänengröße im SRT ( $K_2 > 0$ ) unabhängig von der Anisotropiekonstanten erster Ordnung ( $K_{1,\text{eff}}$ ) ist und nur durch den Beitrag in zweiter Ordnung ( $K_2$ ) bestimmt wird.

Die entdeckte Abhängigkeit kann genutzt werden, um bei bekannter Anisotropie eines Ausgangssystems (innerhalb der SRT ( $K_2 > 0$ )) und mit den Informationen einer magnetischen Abbildung, die Änderung von  $K_2$  durch eine Domänengrößenänderung zu bestimmen. Eine Modulation vom  $K_{1,\text{eff}}$ -Wert kann daraufhin mit der Analyse des magnetischen Kontrasts berechnet werden. Dieser ist proportional zum Kippwinkel der Magnetisierung.

Damit ist es in Verbindung mit einer magnetischen Mikrostrukturabbildung möglich, die Anisotropiekonstanten von mikroskopisch kleinen Bereichen zu bestimmen, die mit üblichen Methoden, wie beispielsweise einem Mikro-MOKE-Aufbau [312], nicht aufgelöst werden können. Dies wurde anhand eines Multilagensystems demonstriert, bei dem die magnetischen Eigenschaften durch Ionenbeschuss modifiziert wurden. Dabei wurde die Energie der 30 keV  $\text{Ga}^+$ -Ionen durch eine 100 nm Siliziumnitrid-Schicht reduziert, bevor diese die Multilage erreichten. Die Analysen zeigen, dass das System mit dem Ionenbeschuss weiter durch den SRT bis hin zu einer Magnetisierung in der Ebene getrieben wurde.

In Zukunft soll das neue Modell der Gleichgewichtsweite von experimenteller Seite umfangreich getestet werden. Dafür bieten sich besonders Systeme mit einer kontrollierbaren Variation von  $K_2$  an. Bei den verwendeten Co/Pt-Multilagen konnte demonstriert werden, dass sich der  $K_2$  stark verringert, wenn die ECR-Wachstumslage (vgl. Abs. 2.2) ausgelassen wird [39, 122]. Für eine  $K_2$ -Variation würde sich demzufolge ein Pt-ECR-Wachstumslagenkeil anbieten. Diese Variation kann bei Einzelproben sehr einfach nachvollzogen werden, so dass sich die Anisotropiekonstanten durch die Analyse von MOKE-Kurven bestimmen lassen.

In Verbindung mit dem theoretischen Modell können beispielsweise Temperaturabhängigkeiten der Anisotropiekonstanten durch magnetische Abbildungen bestimmt werden. Dies kann bei UHV-Instrumenten wie dem SEMPA zum Beispiel mit Einkristall-Substraten und sehr dünnen magnetischen Schichten (ohne zusätzliche Deckschicht) durchgeführt werden.

Für umfangreichere Beschreibungen von verschiedensten Systemen soll die numerische Berechnung der Gleichgewichtsdomänenweite von Multilagen auf beliebige Zusammensetzungen erweitert werden. Das untersuchte System von Abschnitt 4.2 muss aufgrund der zusätzlichen Eisenschicht auf der 8-fach (Co/Pt)-Multilagen für eine korrekte Beschreibung durch ein 9-fach Lagensystem beschrieben werden. Mit der Abhängigkeit von der Eisenschichtdicke könnten so zum Beispiel bei Abbildung 4.21 die Einflüsse von der Multilagenzusammensetzung und der Anisotropiekonstanten beider Ordnungen voneinander getrennt werden.

Die Untersuchungen der Domänengröße wurden inzwischen auf Multilagen mit zwei gekreuzten Keilen aus Platin (für eine steigende Zwischenschicht) und Eisen (bis zu 10 nm) erweitert. Die Ergebnisse können mit den Erwartungswerten verglichen werden.

## FIB-Strukturierung

In Kapitel 6 wurde die zuvor besprochene Energieabsorption der  $\text{Ga}^+$ -Ionen durch eine Siliziumnitrid-Schicht dazu verwendet, um mit einer optimierten Schutzstrategie empfindlichen

Co/Pt-Multilage mit FIB zu strukturieren. Es wurden Lochgitter mit einer 200 nm Gitterperiode durchgehenden strukturieren.

Mit magnetischen Hologrammen und den Bildrekonstruktionen konnte nachgewiesen werden, dass die senkrechte Magnetisierung des Films zwischen den Löchern erhalten blieb und dass das Muster der magnetischen Domänenstruktur bzw. der Verlauf der Domänenwände teilweise stark durch die Strukturierung beeinflusst wurde. Anschließend wurde mit FTH das Ummagnetisierungsverhalten mit hohen äußeren senkrechten Magnetfeldern abgebildet.

Mit den Ergebnissen konnte demonstriert werden, dass die FIB-Strukturierung inzwischen für die zerstörungsfreie Kompletstrukturierung von Multilagern mit senkrechter Magnetisierung verwendet werden kann. In einem neuen Projekt werden mit FIB Nanodrähte bis unter 100 nm in der Breite strukturiert. Mit diesen Leiterbahnen soll durch gleichzeitige Aufzeichnung des Längs- und Querwiderstands und der magnetischen Mikrostruktur der Zusammenhang zwischen anormalen galvanomagnetischen Widerstandseffekten und der Domänen- bzw. Domänenwandstruktur untersucht werden soll.

### Magnetotransport

In Kapitel 7 wurde die Erweiterung einer UHV FIB/REM-Zweistrahlanlage um ein *in situ*-Messsystem für Magnetotransportkurven beschrieben. Mit dem Gesamtsystem ist es möglich, Nanostrukturen zu präparieren und anschließend mit einer scharfen Nadelspitze zu kontaktieren. Die Nadel wird von einem Mikromanipulator geführt, der mit Piezomotoren sehr präzise Bewegungen der Nadelspitze im sub-nm Bereich durchführen und halten kann. Mit einem im Vakuum befindlichen Magneten können daraufhin Magnetowiderstandskurven von magnetischen Nanostrukturen gemessen werden.

Das Strukturierungs- und Messsystem wurde bereits vielseitig für die Untersuchung von galvanomagnetischen Magnetowiderstandseffekten in Abhängigkeit von verschiedensten Manipulationen eingesetzt.

So konnte beispielsweise der Einfluss einer steigenden Ga<sup>+</sup>-Implantation auf den anisotropen Magnetowiderstand einer 30 nm Permalloy-Schicht untersucht werden [300]. Mit zusätzlichen flächendosisabhängigen Analysen, z.B. der steigenden Oberflächenrauigkeit (mit AFM aufgezeichnet), der chemischen Materialzusammensetzung mit energiedispersiver Röntgenanalyse und der Veränderung von MOKE-Hysteresekurven, konnte vor allem die steigende Ga<sup>+</sup>-Implantation für das Verschwinden des anisotropen Magnetowiderstands, ab einer Flächendosis von 10<sup>16</sup> Ga<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup>, verantwortlich gemacht werden.

In Ref. [313] wurde das System genutzt, um mit hoher Sensitivität das feldabhängige Magnetisierungsverhalten von bis zu 300 × 600 nm<sup>2</sup> in zwei verschiedenen Richtungen zu bestimmen. Mit der Unterstützung von SEMPA-Aufnahmen konnten die Signaturen der Magnetowiderstandskurven den Änderungen des mikromagnetischen Zustands zugewiesen werden. Mit den Kurven in schwerer Magnetisierungsrichtung konnten die Energieunterschiede zwischen zwei verschiedenen Domänenzuständen analysiert werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Arbeit bei einer langjährigen physikalischen Fragestellung die entscheidende Abhängigkeit aufdecken konnte und in mehreren Bereichen neue Möglichkeiten für effizientere physikalische Untersuchungen und Systempräparationen gefunden und demonstriert hat.

# Literaturverzeichnis

- [1] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, “The emergence of spin electronics in data storage”, *Nature Materials*, **6**, 813 (2007)
- [2] M. Kryder and C. S. Kim, “After Hard Drives—What Comes Next?”, *IEEE Transactions on Magnetics*, **45**, 3406 (2009)
- [3] B. Terris, T. Thomson, and G. Hu, “Patterned media for future magnetic data storage”, *Microsystem Technologies*, **13**, 189 (2007)
- [4] N. Mathur and P. Littlewood, “Nanotechnology: The third way”, *Nat Mater*, **3**, 207 (2004)
- [5] C. Joachim, “To be nano or not to be nano?”, *Nat Mater*, **4**, 107 (2005)
- [6] F. J. Himpsel, J. E. Ortega, G. J. Mankey, and R. F. Willis, “Magnetic nanostructures”, *Advances In Physics*, **47**, 511 (1998)
- [7] R. P. Cowburn, “Property variation with shape in magnetic nanoelements”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **33**, R1 (2000)
- [8] H. Coufal, L. Dhar, and C. D. Mee, “Materials for Magnetic Data Storage”, *MRS Bulletin*, **31**, 294 (2006)
- [9] C. H. Marrows, “Spin-polarised currents and magnetic domain walls”, *Advances In Physics*, **54**, 585 (2005)
- [10] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future”, *Science*, **294**, 1488 (2001)
- [11] S. N. Piramanayagam, “Perpendicular recording media for hard disk drives”, *Journal of Applied Physics*, **102**, 011301 (2007)
- [12] H. J. Richter, “The transition from longitudinal to perpendicular recording”, (2007)
- [13] B. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. Pietambaram, N. Rizzo, J. Slaughter, K. Smith, J. Sun, and S. Tehrani, “A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method”, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 132 (2005)
- [14] W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, Y. Lu, X. P. Bian, A. Marley, K. P. Roche, R. A. Altman, S. A. Rishton, C. Jahnes, T. M. Shaw, and G. Xiao, “Microstructured magnetic tunnel junctions (invited)”, *J. Appl. Phys.*, **81**, 3741 (1997)
- [15] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, “Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register”, *Science*, **320**, 209 (2008)
- [16] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, “Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory”, *Science*, **320**, 190 (2008)

- [17] G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Krüger, D.-H. Kim, and P. Fischer, “Direct Imaging of Stochastic Domain-Wall Motion Driven by Nanosecond Current Pulses”, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 187202 (2007)
- [18] L. Heyne, J. Rhensius, A. Bisig, S. Krzyk, P. Punke, M. Kläui, L. J. Heyderman, L. L. Guyader, and F. Nolting, “Direct observation of high velocity current induced domain wall motion”, *Applied Physics Letters*, **96**, 032504 (2010)
- [19] G. Nahrwold, L. Bocklage, J. M. Scholtyssek, T. Matsuyama, B. Kruger, U. Merkt, and G. Meier, “Current-induced domain-wall depinning in curved Permalloy nanowires”, *J. Appl. Phys.*, **105**, 07D511 (2009)
- [20] D. Ravelosona, D. Lacour, J. A. Katine, B. D. Terris, and C. Chappert, “Nanometer Scale Observation of High Efficiency Thermally Assisted Current-Driven Domain Wall Depinning”, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 117203 (2005)
- [21] J.-V. Kim and C. Burrowes, “Influence of magnetic viscosity on domain wall dynamics under spin-polarized currents”, *Phys. Rev. B*, **80**, 214424 (2009)
- [22] F. Garcia-Sanchez, H. Szabolics, A. P. Mihai, L. Vila, A. Marty, J.-P. Attané, J.-C. Toussaint, and L. D. Buda-Prejbeanu, “Effect of crystalline defects on domain wall motion under field and current in nanowires with perpendicular magnetization”, *Phys. Rev. B*, **81**, 134408 (2010)
- [23] C. Burrowes, A. P. Mihai, D. Ravelosona, J.-V. Kim, C. Chappert, L. Vila, A. Marty, Y. Samson, F. Garcia-Sanchez, L. D. Buda-Prejbeanu, I. Tudosa, E. E. Fullerton, and J.-P. Attane, “Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls”, *Nature Physics*, **6**, 17 (2010)
- [24] R. Lavrijssen, J. H. Franken, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, “Controlled domain-wall injection in perpendicularly magnetized strips”, *Applied Physics Letters*, **96**, 222502 (2010)
- [25] O. Boulle, J. Kimling, P. Warnicke, M. Kläui, U. Rüdiger, G. Malinowski, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, and G. Faini, “Nonadiabatic Spin Transfer Torque in High Anisotropy Magnetic Nanowires with Narrow Domain Walls”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 216601 (2008)
- [26] I. M. Miron, P.-J. Zermatten, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, and A. Schuhl, “Domain Wall Spin Torquemeter”, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 137202 (2009)
- [27] L. San Emeterio Alvarez, K.-Y. Wang, S. Lepadatu, S. Landi, S. J. Bending, and C. H. Marrows, “Spin-Transfer-Torque-Assisted Domain-Wall Creep in a Co/Pt Multilayer Wire”, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 137205 (2010)
- [28] M. Cormier, A. Mougin, J. Ferré, A. Thiaville, N. Charpentier, F. Piéchon, R. Weil, V. Baltz, and B. Rodmacq, “Effect of electrical current pulses on domain walls in Pt/Co/Pt nanotracks with out-of-plane anisotropy: Spin transfer torque versus Joule heating”, *Phys. Rev. B*, **81**, 024407 (2010)
- [29] A. Vanhaverbeke and M. Viret, “Simple model of current-induced spin torque in domain walls”, *Phys. Rev. B*, **75**, 024411 (2007)
- [30] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, Oxford University Press (2001)
- [31] R. C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, John Wiley & Sons; 1. Auflage; ISBN-13: 978-0471155669 (2000)

- [32] K. Janicka, J. D. Burton, and E. Y. Tsybal, “Effects of magnetostatic coupling on stripe domain structures in magnetic multilayers with perpendicular anisotropy”, *Journal of Applied Physics*, **101**, 113921 (2007)
- [33] R. Sbiaa, Z. Bilin, M. Ranjbar, H. K. Tan, S. J. Wong, S. N. Piramanayagam, and T. C. Chong, “Effect of magnetostatic energy on domain structure and magnetization reversal in (Co/Pd) multilayers”, *Journal of Applied Physics*, **107**, 103901 (2010)
- [34] Z. Zhen-Rong, L. Hong, and H. Bao-Shan, “Investigation of the magnetic domain structure of (PtCoPt)/Si multilayers by magnetic force microscopy”, *Chinese Physics*, **11**, 629 (2002)
- [35] M. Speckmann, H. P. Oepen, and H. Ibach, “Magnetic Domain Structures in Ultrathin Co/Au(111): On the Influence of Film Morphology”, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 2035 (1995)
- [36] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev, and J. Kirschner, “Unified approach to thickness-driven magnetic reorientation transitions”, *Phys. Rev. B*, **55**, 2752 (1997)
- [37] P. F. Carcia, “Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures”, *Journal of Applied Physics*, **63**, 5066 (1988)
- [38] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, “Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **260**, 231 (2003)
- [39] H. Stillrich, C. Menk, R. Fromter, and H. P. Oepen, “Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films”, *Journal of Applied Physics*, **105**, 07C308 (2009)
- [40] H. Stillrich, A. Frömsdorf, S. Pütter, S. Förster, and H. Oepen, “Sub-20 nm Magnetic Dots with Perpendicular Magnetic Anisotropy”, *Advanced Functional Materials*, **18**, 76 (2008)
- [41] R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, and H. P. Oepen, “Imaging the Cone State of the Spin Reorientation Transition”, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 207202 (2008)
- [42] J. R. Barnes, S. J. O’Shea, M. E. Welland, J.-Y. Kim, J. E. Evetts, and R. E. Somekh, “Magnetic force microscopy of Co-Pd multilayers with perpendicular anisotropy”, *Journal of Applied Physics*, **76**, 2974 (1994)
- [43] L. Belliard, J. Miltat, V. Kottler, V. Mathet, C. Chappert, and T. Valet, “Stripe domains morphology versus layers thickness in Co/Pt multilayers”, *Journal of Applied Physics*, **81**, 5315 (1997)
- [44] R. L. Stamps, L. Louail, M. Hehn, M. Gester, and K. Ounadjela, “Anisotropies, cone states, and stripe domains in Co/Pt multilayers”, *Journal of Applied Physics*, **81**, 4751 (1997)
- [45] Z. Zhen-Rong, L. Hong, and H. Bao-Shan, “Investigation of the magnetic domain structure of (PtCoPt)/Si multilayers by magnetic force microscopy”, *Chinese Physics*, **11**, 629 (2002)
- [46] O. Hellwig, G. P. Denbeaux, J. B. Kortright, and E. E. Fullerton, “X-ray studies of aligned magnetic stripe domains in perpendicular multilayers”, *Physica B: Condensed Matter*, **336**, 136 (2003)
- [47] H. Casimir, J. Smit, U. Enz, J. Fast, H. Wijn, E. Gorter, A. Duyvesteyn, J. Fast, and J. de Jong, “Rapport sur quelques recherches dans le domaine du magnétisme aux laboratoires Philips”, *J. Phys. Radium*, **20**, 360 (1959)

- [48] Y. Millev and J. Kirschner, “Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows”, *Phys. Rev. B*, **54**, 4137 (1996)
- [49] H. Träble, O. Boster, H. Kronmüller, and A. Seeger, “Ferromagnetische Eigenschaften hexagonaler Kobalt-Einkristalle”, *physica status solidi (b)*, **10**, 283 (1965)
- [50] H. Oepen and H. Hopster, *Magnetic Microscopy of Nanostructures*, Springer Berlin Heidelberg (2005)
- [51] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains (3. Auflage)*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2009)
- [52] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, “Universal approach to magneto-optics”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **89**, 107 (1990)
- [53] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, “Direct Observation of Magnetic Relaxation in a Small Permalloy Disk by Time-Resolved Scanning Kerr Microscopy”, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1134 (1997)
- [54] Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, and H. Melchior, “Imaging Precessional Motion of the Magnetization Vector”, *Science*, **290**, 492 (2000)
- [55] J. G. White and W. B. Amos, “Confocal microscopy comes of age”, *Nature*, **328**, 183 (1987)
- [56] S. W. Hell, “Nanoskopie mit fokussiertem Licht”, *Physik Journal*, **12**, 47 (2007)
- [57] J. Kirschner, “Direct and Exchange Contributions in Inelastic Scattering of Spin-Polarized Electrons from Iron”, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, (1985)
- [58] J. Kirschner and R. Feder, “Spin Polarization in Double Diffraction of Low-Energy Electrons from W(001): Experiment and Theory”, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, (1979)
- [59] E. Beaurepaire, H. Bulou, F. Scheurer, and J.-P. Kappler, *Magnetism: A synchrotron radiation approach*, Springer, Berlin (2006)
- [60] R. Frömter, H. Oepen, and J. Kirschner, “A miniaturized detector for high-resolution SEMPA”, *Appl. Phys. A*, **76**, (2003)
- [61] R. Frömter, S. Hankemeier, J. Kirschner, and H. P. Oepen, *to be published* (2010)
- [62] T. Kohashi and K. Koike, “A Spin-Polarized Scanning Electron Microscope with 5-nm Resolution”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, L1264 (2001)
- [63] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, and G. Materlik, “Absorption of circularly polarized x rays in iron”, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 737 (1987)
- [64] C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma, and S. Modesti, “Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the L<sub>2,3</sub> edges of nickel”, *Phys. Rev. B*, **42**, 7262 (1990)
- [65] H. Dürr, T. Eimüller, H.-J. Elmers, S. Eisebitt, M. Farle, W. Kuch, F. Matthes, M. Martins, H.-C. Mertins, P. Oppeneer, L. Plucinski, C. Schneider, H. Wende, W. Wurth, and H. Zabel, “A Closer Look Into Magnetism: Opportunities With Synchrotron Radiation”, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 15 (2009)
- [66] G. Schmahl, D. Rudolph, B. Niemann, and O. Christ, “Zone-plate X-ray microscopy”, *Quarterly Reviews of Biophysics*, **13**, 297 (1980)
- [67] J. Kirz, C. Jacobsen, and M. Howells, “Soft X-ray microscopes and their biological applications”, *Quarterly Reviews of Biophysics*, **28**, 33 (1995)

- [68] W. Chao, J. Kim, S. Rekawa, P. Fischer, and E. H. Anderson, “Demonstration of 12 nm Resolution Fresnel Zone Plate Lens based Soft X-ray Microscopy”, *Opt. Express*, **17**, 17669 (2009)
- [69] W. Chao, B. D. Harteneck, J. A. Liddle, E. H. Anderson, and D. T. Attwood, “Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm”, *Nature*, **435**, 1210 (2005)
- [70] T. Warwick, K. Franck, J. B. Kortright, G. Meigs, M. Moronne, S. Myneni, E. Rotenberg, S. Seal, W. F. Steele, H. Ade, A. Garcia, S. Cerasari, J. Denlinger, S. Hayakawa, A. P. Hitchcock, T. Tyliczszak, J. Kikuma, E. G. Rightor, H.-J. Shin, and B. P. Tonner, “A scanning transmission x-ray microscope for materials science spectromicroscopy at the advanced light source”, *Review of Scientific Instruments*, **69**, 2964 (1998)
- [71] S. Rehbein, S. Heim, P. Guttman, S. Werner, and G. Schneider, “Ultrahigh-Resolution Soft-X-Ray Microscopy with Zone Plates in High Orders of Diffraction”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 110801 (2009)
- [72] D. M. Paganin, *Coherent X-Ray Optics* (2006)
- [73] B. Abbey, K. A. Nugent, G. J. Williams, J. N. Clark, A. G. Peele, M. A. Pfeifer, M. de Jonge, and I. McNulty, “Keyhole coherent diffractive imaging”, *Nature Physics*, **4**, 394 (2008)
- [74] J. Miao, T. Ishikawa, B. Johnson, E. H. Anderson, B. Lai, and K. O. Hodgson, “High Resolution 3D X-Ray Diffraction Microscopy”, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 088303 (2002)
- [75] O. M. Yefanov, A. V. Zozulya, I. A. Vartanyants, J. Stangl, C. Mocuta, T. H. Metzger, G. Bauer, T. Boeck, and M. Schmidbauer, “Coherent diffraction tomography of nanoislands from grazing-incidence small-angle x-ray scattering”, *Applied Physics Letters*, **94**, 123104 (2009)
- [76] S. Eisebitt, “X-ray holography: The hole story”, *Nature Photonics*, **2**, 529 (2008)
- [77] L.-M. Stadler, C. Gutt, T. Autenrieth, O. Leupold, S. Rehbein, Y. Chushkin, and G. Grübel, “Hard X-Ray Holographic Diffraction Imaging”, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 245503 (2008)
- [78] D. Zhu, M. Guizar-Sicairos, B. Wu, A. Scherz, Y. Acremann, T. Tyliczszak, P. Fischer, N. Friedenberger, K. Ollefs, M. Farle, J. R. Fienup, and J. Stöhr, “High-Resolution X-Ray Lensless Imaging by Differential Holographic Encoding”, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 043901 (2010)
- [79] V. Ayvazyan, N. Baboi, J. Bähr, V. Balandin, B. Beutner, A. Brandt, I. Bohnet, A. Boltzmann, R. Brinkmann, O. I. Brovko, J. P. Carneiro, S. Casalbuoni, M. Castellano, P. Castro, L. Catani, E. Chiadroni, S. Choroba, A. Cianchi, and (et.al.), “First operation of a free-electron laser generating GW power radiation at 32 nm wavelength”, *The European Physical Journal D*, **37**, 297 (2006)
- [80] R. Treusch and J. Feldhaus, “FLASH: new opportunities for (time-resolved) coherent imaging of nanostructures”, (2010)
- [81] H. N. Chapman, A. Barty, M. J. Bogan, S. Boutet, M. Frank, S. P. Hau-Riege, S. Marchesini, B. W. Woods, S. Bajt, W. H. Benner, R. A. London, E. Plonjes, M. Kuhlmann, R. Treusch, S. Dusterer, T. Tschentscher, J. R. Schneider, E. Spiller, T. Moller, C. Bostedt, M. Hoener, D. A. Shapiro, K. O. Hodgson, D. van der Spoel, F. Burmeister, M. Bergh,

- C. Caleman, G. Huldt, M. M. Seibert, F. R. N. C. Maia, R. W. Lee, A. Szoke, N. Timneanu, and J. Hajdu, “Femtosecond diffractive imaging with a soft-X-ray free-electron laser”, *Nature Physics*, **2**, 839 (2006)
- [82] H. N. Chapman, “X-ray imaging beyond the limits”, *Nature Materials*, **8**, 299 (2009)
- [83] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, “Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel”, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4250 (1996)
- [84] J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, and K. H. Bennemann, “Nonequilibrium Magnetization Dynamics of Nickel”, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4861 (1997)
- [85] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge, “Ultrafast Magneto-Optics in Nickel: Magnetism or Optics?”, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 844 (2000)
- [86] B. Koopmans, J. J. M. Ruigrok, F. D. Longa, and W. J. M. de Jonge, “Unifying Ultrafast Magnetization Dynamics”, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 267207 (2005)
- [87] M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N. B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero, and A. Fontaine, “Element-Selective Nanosecond Magnetization Dynamics in Magnetic Heterostructures”, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3646 (2001)
- [88] J. Vogel, W. Kuch, M. Bonfim, J. Camarero, Y. Pennek, F. Offi, K. Fukumoto, J. Kirschner, A. Fontaine, and S. Pizzini, “Time-resolved magnetic domain imaging by x-ray photoemission electron microscopy”, *Applied Physics Letters*, **82**, 2299 (2003)
- [89] H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Hollinger, C. Back, D. Weiss, and G. Denbeaux, “High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures”, *Applied Physics Letters*, **84**, 3328 (2004)
- [90] Y. Acremann, J. P. Strachan, V. Chembrolu, S. D. Andrews, T. Tyliczszak, J. A. Katine, M. J. Carey, B. M. Clemens, H. C. Siegmann, and J. Stöhr, “Time-Resolved Imaging of Spin Transfer Switching: Beyond the Macrospin Concept”, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 217202 (2006)
- [91] J. P. Strachan, V. Chembrolu, Y. Acremann, X. W. Yu, A. A. Tulapurkar, T. Tyliczszak, J. A. Katine, M. J. Carey, M. R. Scheinfein, H. C. Siegmann, and J. Stöhr, “Direct Observation of Spin-Torque Driven Magnetization Reversal through Nonuniform Modes”, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 247201 (2008)
- [92] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fahnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schutz, “Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field”, *Nature*, **444**, 461 (2006)
- [93] R. P. Millane, “Phase Retrieval In Crystallography and Optics”, *Journal of the Optical Society of America A*, **7**, 394 (1990)
- [94] J. R. Fienup, “Phase retrieval algorithms: a comparison”, *Appl. Opt.*, **21**, 2758 (1982)
- [95] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, and D. Sayre, “Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens”, *Nature*, **400**, 342 (1999)
- [96] S. Marchesini, H. He, H. N. Chapman, S. P. Hau-Riege, A. Noy, M. R. Howells, U. Weierstall, and J. C. H. Spence, “X-ray image reconstruction from a diffraction pattern alone”, *Phys. Rev. B*, **68**, 140101 (2003)

- [97] H. N. Chapman, A. Barty, S. Marchesini, A. Noy, S. P. Hau-Riege, C. Cui, M. R. Howells, R. Rosen, H. He, J. C. H. Spence, U. Weierstall, T. Beetz, C. Jacobsen, and D. Shapiro, “High-resolution ab initio three-dimensional x-ray diffraction microscopy”, *Journal of the Optical Society of America A*, **23**, 1179 (2006)
- [98] D. Gabor, “A New Microscopic Principle”, *Nature*, **161**, 777 (1948)
- [99] D. Gabor, W. E. Kock, and G. W. Stroke, “Holography”, *Science*, **173**, 11 (1971)
- [100] S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lorgen, O. Hellwig, W. Eberhardt, and J. Stöhr, “Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography”, *Nature*, **432**, 885 (2004)
- [101] J. Orloff, *Handbook of Charged Particle Optics*, CRC Press (1997)
- [102] J. Orloff, M. Utlaut, and L. Swanson, *High Resolution Focused Ion Beams: FIB and its Applications*, Kluwer Academic, Dordrecht (2002)
- [103] L. A. Giannuzzi and F. Stevie, *Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques, and Practice*, Springer (2005)
- [104] R. Hyndman, P. Warin, J. Gierak, J. Ferre, J. N. Chapman, J. P. Jamet, V. Mathet, and C. Chappert, “Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 1: The effect on structural and magnetic properties”, *Journal of Applied Physics*, **90**, 3843 (2001)
- [105] P. Warin, R. Hyndman, J. Glerak, J. N. Chapman, J. Ferre, J. P. Jamet, V. Mathet, and C. Chappert, “Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 2: The effect of patterning using a highly focused ion beam”, *Journal of Applied Physics*, **90**, 3850 (2001)
- [106] T. Devolder, “Light ion irradiation of Co/Pt systems: Structural origin of the decrease in magnetic anisotropy”, *Phys. Rev. B*, **62**, 5794 (2000)
- [107] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. denBroeder, and J. J. deVries, “Magnetic anisotropy in metallic multilayers”, *Reports on Progress in Physics*, **59**, 1409 (1996)
- [108] N. Akulov, “Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle”, *Zeitschrift für Physik A*, **69**, 78 (1931)
- [109] R. M. Bozorth, “Magnetostriction and Crystal Anisotropy of Single Crystals of Hexagonal Cobalt”, *Phys. Rev.*, **96**, 311 (1954)
- [110] E. Callen and H. Callen, “Anisotropic magnetization”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **16**, 310 (1960)
- [111] H. Stillrich, *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*, Ph.D. thesis, Department Physik, Universität Hamburg (2007)
- [112] L. Néel, “Anisotropie magnetique superficielle et surstructures d’orientation”, *J. Phys. Radium*, **15**, 225 (1954)
- [113] H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge, and F. J. A. den Broeder, “Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **66**, 351 (1987)
- [114] Z. Z. Bandic, E. A. Dobisz, T.-W. Wu, and T. R. Albrecht, “Patterned magnetic media: impact of nanoscale patterning on hard disk drives”, *Solid State Technology*, **49**, S7 (2006)

- [115] C. Ross, "Patterned Magnetic Recording Media", *Annual Review of Materials Research*, **31**, 203 (2001)
- [116] B. D. Terris and T. Thomson, "Nanofabricated and self-assembled magnetic structures as data storage media", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **38**, R199 (2005)
- [117] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, "Ultrathin Co/Pt and Co/Pd multilayered films as magneto-optical recording materials", *Journal of Applied Physics*, **67**, 2136 (1990)
- [118] D. Weller and W. Reim, "Spectroscopic study of potential magneto-optic storage layers", *Appl. Phys. A*, **49**, 599 (1989)
- [119] W. Zeper, F. Greidanus, and P. Carcia, "Evaporated Co/Pt layered structures for magneto-optical recording", *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 3764 (1989)
- [120] S. Iwasaki and K. Ouchi, "Co-Cr recording films with perpendicular magnetic anisotropy", *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 849 (1978)
- [121] D. Treves, J. T. Jacobs, and E. Sawatzky, "Platinum-cobalt films for digital magneto-optic recording", *Journal of Applied Physics*, **46**, 2760 (1975)
- [122] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, "Magnetic anisotropy and spin re-orientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **322**, 1353 (2010)
- [123] M. Wellhöfer, M. Weißenborn, R. Anton, S. Pütter, and H. Peter Oepen, "Morphology and magnetic properties of ECR ion beam sputtered Co/Pt films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **292**, 345 (2005)
- [124] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, and H. Launois, "Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation", *Science*, **280**, 1919 (1998)
- [125] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, "Surface magneto-optic Kerr effect", *Review of Scientific Instruments*, **71**, 1243 (2000)
- [126] W. Sucksmith and J. E. Thompson, "The Magnetic Anisotropy of Cobalt", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **225**, 362 (1954)
- [127] A. Barbier, B. Carrière, and J. P. Deville, "Growth and structure of Pt on Co(1120) versus Pt on Co(1010) and Pt on Co(0001)", *Surface Science*, **344**, 33 (1995)
- [128] D. P. Adams, M. J. Vasile, G. Benavides, and A. N. Campbell, "Micromilling of metal alloys with focused ion beam-fabricated tools", *Precision Engineering*, **25**, 107 (2001)
- [129] Y. N. Picard, D. P. Adams, M. J. Vasile, and M. B. Ritchey, "Focused ion beam-shaped microtools for ultra-precision machining of cylindrical components", *Precision Engineering*, **27**, 59 (2003)
- [130] J. H. Daniel, D. F. Moore, and J. F. Walker, "Focused ion beams and silicon-on-insulator - a novel approach to MEMS", *Smart Materials and Structures*, **9**, 284 (2000)
- [131] A. V. Krasheninnikov and F. Banhart, "Engineering of nanostructured carbon materials with electron or ion beams", *Nature Materials*, **6**, 723 (2007)
- [132] A. Tseng, "Recent Developments in Nanofabrication Using Focused Ion Beams", *Small*, **1**, 924 (2005)

- [133] P. Sigmund, "Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets", *Phys. Rev.*, **184**, 383 (1969)
- [134] R. M. Langford, P. M. Nellen, J. Gierak, and Y. Fu, "Focused Ion Beam Micro- and Nanoengineering", *MRS Bulletin*, **32**, 417 (2007)
- [135] C. A. Volkert and A. M. Minor, "Focused ion beam microscopy and micromachining", *MRS Bulletin*, **32**, 389 (2007)
- [136] T. J. Stark, G. M. Shedd, J. Vitarelli, D. P. Griffis, and P. E. Russell, "H<sub>2</sub>O enhanced focused ion beam micromachining", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **13**, 2565 (1995)
- [137] H. Oechsner, "Sputtering - a Review of Some Recent Experimental and Theoretical Aspects", *Appl. Phys.*, **8**, 185 (1975)
- [138] S. Matsui, Y. Kojima, and Y. Ochiai, "High-resolution focused ion beam lithography", *Applied Physics Letters*, **53**, 868 (1988)
- [139] G. A. Mattiussi, P. J. Scanlon, and I. M. Templeton, "Exposure of advanced positive and negative e-beam resists with focused ion-beam", *Journal of the Electrochemical Society*, **140**, 2332 (1993)
- [140] M. Hillmann, *3-dimensionale Nanostrukturierung mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie*, Ph.D. thesis, Ruhr-Universität Bochum, Fakultät für Physik und Astronomie (2001)
- [141] P. M. Petroff, Y. J. Li, Z. Xu, W. Beinstingl, S. Sasa, and K. Ensslin, "Nanostructures processing by focused ion beam implantation", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **9**, 3074 (1991)
- [142] C. R. Musil, J. Melngailis, S. Etchin, and T. E. Haynes, "Dose-rate effects in GaAs investigated by discrete pulsed implantation using a focused ion beam", *Journal of Applied Physics*, **80**, 3727 (1996)
- [143] T. Ishitani, H. Koike, T. Yaguchi, and T. Kamino, "Implanted gallium-ion concentrations of focused-ion-beam prepared cross sections", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, **16**, 1907 (1998)
- [144] N. Ocelic and R. Hillenbrand, "Subwavelength-scale tailoring of surface phonon polaritons by focused ion-beam implantation", *Nature Materials*, **3**, 606 (2004)
- [145] C. Riedesel, C. Meier, P. Schafmeister, D. Reuter, and A. Wieck, "Fabrication of high quality two-dimensional electron gases by overgrowth of focused ion beam implantation doped Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As", *Physica E*, **17**, 503 (2003)
- [146] J. Fassbender, A. Mücklich, K. Potzger, and W. Möller, "Mixing and subsequent amorphization of ultrathin Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Ta bilayers by 30 keV Ni implantation", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **248**, 343 (2006)
- [147] Y.-T. Cheng, M. V. Rossum, M.-A. Nicolet, and W. L. Johnson, "Influence of chemical driving forces in ion mixing of metallic bilayers", *Applied Physics Letters*, **45**, 185 (1984)
- [148] J. Fassbender and J. McCord, "Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **320**, 579 (2008)
- [149] J. Fassbender, D. Ravelosona, and Y. Samson, "Tailoring magnetism by light-ion irradiation", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**, R179 (2004)

- [150] T. Ishitani and T. Yaguchi, "Cross-sectional sample preparation by focused ion beam: a review of ion-sample interaction", *Microsc. Res. Tech.*, **35**, 320 (1996)
- [151] K. Gamo, N. Takakura, N. Samoto, R. Shimizu, and S. Namba, "Ion Beam Assisted Deposition of Metal Organic Films Using Focused Ion Beams", *Japanese Journal of Applied Physics*, **23**, L293 (1984)
- [152] T. Tao, J. Ro, J. Melngailis, Z. Xue, and H. D. Kaesz, "Focused ion beam induced deposition of platinum", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **8**, 1826 (1990)
- [153] D. Stickler, R. Frömter, W. Li, A. Kobs, and H. P. Oepen, "Integrated setup for the fabrication and measurement of magnetoresistive nanoconstrictions in ultrahigh vacuum", *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 103901 (2008)
- [154] D. Stickler, *Herstellung von Nanostrukturen mit Hilfe der Focused Ion Beam Technologie (Diplomarbeit)*, Department Physik, Universität Hamburg (2007)
- [155] P. Sigmund, "Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact", *Nucl. Instrum. Methods*, **27**, 1 (1987)
- [156] J. Orloff, "High-Resolution Focused Ion-Beams", *Review Of Scientific Instruments*, **64**, 1105 (1993)
- [157] J. Orloff, L. W. Swanson, and M. Utlaut, "Fundamental limits to imaging resolution for focused ion beams", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **14**, 3759 (1996)
- [158] V. Raffa, P. Castrataro, A. Menciassi, and P. Dario, *Focused Ion Beam as a Scanning Probe: Methods and Applications (in Applied Scanning Probe Methods II )*, Springer Berlin Heidelberg (2006)
- [159] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, "SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter (<http://www.srim.org>)", (2010)
- [160] Y. Stark, R. Fromter, D. Stickler, and H. P. Oepen, "Sputter yields of single- and polycrystalline metals for application in focused ion beam technology", *Journal of Applied Physics*, **105**, 013542 (2009)
- [161] M. J. Vasile, J. Xie, and R. Nassar, "Depth control of focused ion-beam milling from a numerical model of the sputter process", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **17**, 3085 (1999)
- [162] Y. Yamamura, "Energy dependence of the yield of ion-induced sputtering of monatomic solids", *At. Dat. & Nuc. Dat Tab.*, **62**, 149 (1996)
- [163] D. Onderdelinden, "The Influence of Channeling on Cu Single-Crystal Sputtering", *Applied Physics Letters*, **8**, 189 (1966)
- [164] G. R. Piercy, F. Brown, J. A. Davies, and M. McCargo, "Experimental Evidence for the Increase of Heavy Ion Ranges by Channeling in Crystalline Structure", *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 399 (1963)
- [165] M. T. Robinson and O. S. Oen, "The Channeling of Energetic Atoms in Crystal Lattices", *Applied Physics Letters*, **2**, 30 (1963)
- [166] B. Brusilovsky, "Directional effects in kinetic ion-electron emission", *Vacuum*, **35**, 595 (1985)
- [167] Y. Yahiro, K. Kaneko, T. Fujita, W.-J. Moon, and Z. Horita, "Crystallographic orientation contrast associated with Ga<sup>+</sup> ion channelling for Fe and Cu in focused ion beam method", *J. Electron Microsc.*, **53**, 571 (2004)

- [168] B. W. Kempshall, S. M. Schwarz, B. I. Prenitzer, L. A. Giannuzzi, R. B. Irwin, and F. A. Stevie, "Ion channeling effects on the focused ion beam milling of Cu", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **19**, 749 (2001)
- [169] R. E. Franklin, E. C. G. Kirk, J. R. A. Cleaver, and H. Ahmed, "Channelling ion image contrast and sputtering in gold specimens observed in a high-resolution scanning ion microscope", *Journal of Materials Science Letters*, **7**, 39 (1988)
- [170] U. Wendt and G. Nolze, "Correlation between Crystal Orientation, Channeling Contrast and Topography during FIB Milling of Cu Studied by FIB, EBSD, SEM, and AFM", *Prakt. Metallogr.*, **44**, 236 (2007)
- [171] T. Devolder, H. Bernas, D. Ravelosona, C. Chappert, S. Pizzini, J. Vogel, J. Ferré, J. P. Jamet, Y. Chen, and V. Mathet, "Beam-induced magnetic property modifications: Basics, nanostructure fabrication and potential applications", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **175-177**, 375 (2001)
- [172] R. L. Kubena and J. W. Ward, "Current-density profiles for a Ga<sup>+</sup> ion microprobe and their lithographic implications", *Applied Physics Letters*, **51**, 1960 (1987)
- [173] J. W. Ward, M. W. Utlaut, and R. L. Kubena, "Computer simulation of current density profiles in focused ion beams", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **5**, 169 (1987)
- [174] J. Gierak, D. Mailly, P. Hawkes, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prével, P. Mélinon, A. Perez, R. Hyndman, J.-P. Jamet, J. Ferré, A. Mougin, C. Chappert, V. Mathet, P. Warin, and J. Chapman, "Exploration of the ultimate patterning potential achievable with high resolution focused ion beams", *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **80**, 187 (2005)
- [175] T. Mewes, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzer, "Suppression of exchange bias by ion irradiation", *Applied Physics Letters*, **76**, 1057 (2000)
- [176] Y. G. Wang, D. McGrouther, S. McVitie, M. MacKenzie, and J. N. Chapman, "Investigation of the origin of the decrease in exchange biasing in Ga<sup>+</sup> ion irradiated CoFe/IrMn films", *Journal of Applied Physics*, **100**, 073901 (2006)
- [177] S. Blomeier, D. McGrouther, R. O'Neill, S. McVitie, J. Chapman, M. Weber, B. Hillebrands, and J. Fassbender, "Modification of the magnetic properties of exchange coupled NiFe/FeMn films by Ga<sup>+</sup> ion irradiation", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **290**, 731 (2005)
- [178] P. Grünberg, "It's the coupling that creates resistance: Spin electronics in layered magnetic structures", *Annalen der Physik*, **17**, 7 (2008)
- [179] S. M. Thompson, "The discovery, development and future of GMR: The Nobel Prize 2007", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**, 093001 (2008)
- [180] M. Cai, T. Veres, F. Schiettekatte, S. Roorda, and R. W. Cochrane, "Ion-beam irradiation of Co/Cu nanostructures: Effects on giant magnetoresistance and magnetic properties", *Journal of Applied Physics*, **95**, 2006 (2004)
- [181] J. Lohau, A. Moser, C. T. Rettner, M. E. Best, and B. D. Terris, "Writing and reading perpendicular magnetic recording media patterned by a focused ion beam", *Applied Physics Letters*, **78**, 990 (2001)

- [182] A. Y. Toporov, R. M. Langford, and A. K. Petford-Long, “Lorentz transmission electron microscopy of focused ion beam patterned magnetic antidot arrays”, *Applied Physics Letters*, **77**, 3063 (2000)
- [183] D. Makarov, S. Tibus, C. T. Rettner, T. Thomson, B. D. Terris, T. Schrefl, and M. Albrecht, “Magnetic strip patterns induced by focused ion beam irradiation”, *Journal of Applied Physics*, **103**, 063915 (2008)
- [184] J. Ferré, T. Devolder, H. Bernas, J. P. Jamet, V. Repain, M. Bauer, N. Vernier, and C. Chappert, “Magnetic phase diagrams of He ion-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **36**, 3103 (2003)
- [185] C. Vieu, J. Gierak, H. Launois, T. Aign, P. Meyer, J. P. Jamet, J. Ferre, C. Chappert, T. Devolder, V. Mathet, and H. Bernas, “Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation”, *Journal of Applied Physics*, **91**, 3103 (2002)
- [186] C. Rettner, M. Best, and B. Terris, “Patterning of granular magnetic media with a focused ion beam to produce single-domain islands at 140 Gbit/in<sup>2</sup>”, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 1649 (2001)
- [187] D. McGrouther and J. N. Chapman, “Nanopatterning of a thin ferromagnetic CoFe film by focused-ion-beam irradiation”, *Applied Physics Letters*, **87**, 022507 (2005)
- [188] A. Aziz, S. J. Bending, H. G. Roberts, S. Crampin, P. J. Heard, and C. H. Marrows, “Angular Dependence of Domain Wall Resistivity in Artificial Magnetic Domain Structures”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 206602 (2006)
- [189] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, “Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires”, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004)
- [190] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, “Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length”, *Nature*, **443**, 197 (2006)
- [191] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, and U. Rüdiger, “Controlled and Reproducible Domain Wall Displacement by Current Pulses Injected into Ferromagnetic Ring Structures”, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 106601 (2005)
- [192] U. Rüdiger, J. Yu, L. Thomas, S. S. P. Parkin, and A. D. Kent, “Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hcp Co films”, *Phys. Rev. B*, **59**, 11914 (1999)
- [193] C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, and G. Dumpich, “Resistance of a Single Domain Wall in (Co/Pt)<sub>7</sub> Multilayer Nanowires”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 226805 (2006)
- [194] A. Ruotolo, S. Wiebel, J. P. Jamet, N. Vernier, D. Pullini, J. Gierak, and J. Ferré, “Magneto-optical microscopy as a favourite tool to probe focused ion beam patterning at low dose”, *Nanotechnology*, **17**, 3308 (2006)
- [195] O. Hellwig, S. Eisebitt, W. Eberhardt, W. F. Schlotter, J. Luning, and J. Stöhr, “Magnetic imaging with soft x-ray spectroholography”, *Journal of Applied Physics*, **99**, 08H307 (2006)

- [196] A. Scherz, W. F. Schlotter, K. Chen, R. Rick, J. Stöhr, J. Lüning, I. McNulty, C. Günther, F. Radu, W. Eberhardt, O. Hellwig, and S. Eisebitt, “Phase imaging of magnetic nanostructures using resonant soft x-ray holography”, *Phys. Rev. B*, **76**, 214410 (2007)
- [197] S. Streit-Nierobisch, D. Stickler, C. Gutt, L.-M. Stadler, H. Stillrich, C. Menk, R. Fromter, C. Tieg, O. Leupold, H. P. Oepen, and G. Grubel, “Magnetic soft x-ray holography study of focused ion beam-patterned Co/Pt multilayers”, *Journal of Applied Physics*, **106**, 083909 (2009)
- [198] D. Stickler, R. Fromter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, M. Sprung, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grubel, and H. P. Oepen, “Soft x-ray holographic microscopy”, *Applied Physics Letters*, **96**, 042501 (2010)
- [199] C. Tieg, E. Jimenez, J. Camarero, J. Vogel, C. Arm, B. Rodmacq, E. Gautier, S. Auffret, B. Delaup, G. Gaudin, B. Dieny, and R. Miranda, “Imaging and quantifying perpendicular exchange biased systems by soft x-ray holography and spectroscopy”, *Applied Physics Letters*, **96**, 072503 (2010)
- [200] B. Pfau, C. M. Günther, R. Könnecke, E. Guehrs, O. Hellwig, W. F. Schlotter, and S. Eisebitt, “Magnetic imaging at linearly polarized x-ray sources”, *Opt. Express*, **18**, 13608 (2010)
- [201] S. Eisebitt, M. Lörger, W. Eberhardt, J. Lüning, and J. Stöhr, “Lensless X-ray imaging of magnetic materials: basic considerations”, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **80**, 921 (2005)
- [202] A. Scherz, D. Zhu, R. Rick, W. F. Schlotter, S. Roy, J. Lüning, and J. Stöhr, “Nanoscale Imaging with Resonant Coherent X-Rays: Extension of Multiple-Wavelength Anomalous Diffraction to Nonperiodic Structures”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 076101 (2008)
- [203] R. L. Sandberg, “Near diffraction limited coherent diffractive imaging with tabletop soft x-ray sources”, *Journal of Physics: Conference Series*, **186**, 012058 (2009)
- [204] E. Guehrs, C. M. Günther, R. Könnecke, B. Pfau, and S. Eisebitt, “Holographic soft X-ray omni-microscopy of biological specimens”, *Opt. Express*, **17**, 6710 (2009)
- [205] R. L. Sandberg, D. A. Raymondson, C. L. Vorakiat, A. Paul, K. S. Raines, J. Miao, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and W. F. Schlotter, “Tabletop soft-x-ray Fourier transform holography with 50 nm resolution”, *Opt. Lett.*, **34**, 1618 (2009)
- [206] L.-M. Stadler, C. Gutt, T. Autenrieth, O. Leupold, S. Rehbein, Y. Chushkin, and G. Grubel, “Fourier transform holography in the context of coherent diffraction imaging with hard X-rays”, *physica status solidi (a)*, **206**, 1846 (2009)
- [207] G. K. Ackermann and J. Eichler, *Holography: A Practical Approach*, Wiley-VCH (2007)
- [208] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts & Company Publishers (2004)
- [209] Y. Stöhr, J. and Wu, B. D. Hermsmeier, M. G. Samant, G. R. Harp, S. Koranda, D. Dunham, and B. P. Tonner, “Element-Specific Magnetic Microscopy with Circularly Polarized X-rays”, *Science*, **259**, 658 (1993)
- [210] J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer Berlin Heidelberg (2007)
- [211] C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, B. Pfau, C. M. Günther, R. Könnecke, R. Frömter, A. Kobs, D. Stickler, H. P. Oepen, R. R. Fäustlin, R. Treusch, J. Feldhaus, E. Weckert, I. A. Vartanyants, M. Grunze, A. Rosenhahn, T. Wilhein, S. Eisebitt, and

- G. Grübel, “Single-pulse resonant magnetic scattering using a soft x-ray free-electron laser”, *Phys. Rev. B*, **81**, 100401 (2010)
- [212] S. Marchesini, S. Boutet, A. E. Sakdinawat, M. J. Bogan, S. Bajt, A. Barty, H. N. Chapman, M. Frank, S. P. Hau-Riege, A. Szoke, C. Cui, D. A. Shapiro, M. R. Howells, J. C. H. Spence, J. W. Shaevitz, J. Y. Lee, J. Hajdu, and M. M. Seibert, “Massively parallel X-ray holography”, *Nature Photonics*, **2**, 560 (2008)
- [213] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of Modern X-ray Physics*, Wiley (2001)
- [214] K. Fukuzawa, T. Ohkubo, J. Kishigami, and Y. Koshimoto, “Kerr Effect Microscopy Imaging of Recorded Domains On Perpendicular Magnetic Recording Media”, *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 3420 (1992)
- [215] J. McCord, T. Schmitte, R. Schafer, H. Zabel, and L. Schultz, “Kerr microscopy study on sputtered Fe stripes”, *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 2687 (2003)
- [216] D. Chumakov, J. McCord, R. Schäfer, L. Schultz, H. Vinzelberg, R. Kaltofen, and I. Mönch, “Nanosecond time-scale switching of permalloy thin film elements studied by wide-field time-resolved Kerr microscopy”, *Phys. Rev. B*, **71**, 014410 (2005)
- [217] L. Abelman, A. Bos, and C. Lodder, *Magnetic Force Microscopy - Towards Higher Resolution (in Magnetic Microscopy of Nanostructures)*, Springer Berlin Heidelberg (2005)
- [218] A. Thiaville, J. Miltat, and J. García, *Magnetic Force Microscopy: Images of Nanostructures and Contrast Modeling (in Magnetic Microscopy of Nanostructures)*, Springer Berlin Heidelberg (2005)
- [219] H. Oepen and H. Hopster, *SEMPA Studies of Thin Films, Structures, and Exchange Coupled Layers (in Magnetic Microscopy of Nanostructures)*, Springer Berlin Heidelberg (2005)
- [220] H. Wende, “Recent advances in x-ray absorption spectroscopy”, *Reports on Progress in Physics*, **67**, 2105 (2004)
- [221] A. Scholl, H. Ohldag, F. Nolting, S. Anders, and J. Stöhr, *Study of Ferromagnet-Antiferromagnet Interfaces Using X-Ray PEEM (in Magnetic Microscopy of Nanostructures)*, Springer Berlin Heidelberg (2005)
- [222] P. Fischer, G. Denbeaux, T. Eimuller, D. Goll, and G. Schutz, “Magnetic imaging with soft X-ray microscopy”, *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 2427 (2002)
- [223] W. Chao, E. Anderson, G. P. Denbeaux, B. Harteneck, J. A. Liddle, D. L. Olynick, A. L. Pearson, F. Salmassi, C. Y. Song, and D. T. Attwood, “20-nm-resolution Soft x-ray microscopy demonstrated by use of multilayer test structures”, *Opt. Lett.*, **28**, 2019 (2003)
- [224] M. A. Pfeifer, G. J. Williams, I. A. Vartanyants, R. Harder, and I. K. Robinson, “Three-dimensional mapping of a deformation field inside a nanocrystal”, *Nature*, **442**, 63 (2006)
- [225] A. Barty, S. Boutet, M. J. Bogan, S. Hau-Riege, S. Marchesini, K. Sokolowski-Tinten, N. Stojanovic, R. Tobey, H. Ehrke, A. Cavalleri, S. Dusterer, M. Frank, S. Bajt, B. W. Woods, M. M. Seibert, J. Hajdu, R. Treusch, and H. N. Chapman, “Ultrafast single-shot diffraction imaging of nanoscale dynamics”, *Nat Photon*, **2**, 415 (2008)
- [226] G. W. Stroke and D. G. Falconer, “Attainment of high resolutions in wavefront-reconstruction imaging”, *Physics Letters*, **13**, 306 (1964)
- [227] G. W. Stroke, “Lensless Fourier-Transform Method for Optical Holography”, *Applied Physics Letters*, **6**, 201 (1965)

- [228] S. Aoki, Y. Ichihara, and S. Kikuta, “X-Ray Hologram Obtained by Using Synchrotron Radiation”, *Japanese Journal of Applied Physics*, **11**, 1857 (1972)
- [229] I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E. H. Anderson, M. R. Howells, and D. P. Kern, “High-Resolution Imaging by Fourier Transform X-ray Holography”, *Science*, **256**, 1009 (1992)
- [230] R. L. Sandberg, A. Paul, D. A. Raymondson, S. Hädrich, D. M. Gaudiosi, J. Holtsnider, R. I. Tobey, O. Cohen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, C. Song, J. Miao, Y. Liu, and F. Salmassi, “Lensless Diffractive Imaging Using Tabletop Coherent High-Harmonic Soft-X-Ray Beams”, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 098103 (2007)
- [231] M. Guizar-Sicairos, D. Zhu, J. R. Fienup, B. Wu, A. Scherz, and J. Stöhr, “Holographic x-ray image reconstruction through the application of differential and integral operators”, *Opt. Lett.*, **35**, 928 (2010)
- [232] W. F. Schlotter, R. Rick, K. Chen, A. Scherz, J. Stöhr, J. Lüning, S. Eisebitt, C. Günther, W. Eberhardt, O. Hellwig, and I. McNulty, “Multiple reference Fourier transform holography with soft x rays”, *Applied Physics Letters*, **89**, 163112 (2006)
- [233] E. E. Fenimore and G. S. Weston, “Fast delta Hadamard transform”, *Appl. Opt.*, **20**, 3058 (1981)
- [234] W. F. Schlotter, J. Lüning, R. Rick, K. Chen, A. Scherz, S. Eisebitt, C. M. Günther, W. Eberhardt, O. Hellwig, and J. Stöhr, “Extended field of view soft x-ray Fourier transform holography: toward imaging ultrafast evolution in a single shot”, *Opt. Lett.*, **32**, 3110 (2007)
- [235] CXRO, “Center for X-Ray Optics ( <http://www-cxro.lbl.gov> )”, (2010)
- [236] S. Sasaki, K. Kakuno, T. Takada, T. Shimada, K. Yanagida, and Y. Miyahara, “Design of a new type of planar undulator for generating variably polarized radiation”, *Nucl. Instrum. Methods*, **331**, 763 (1993)
- [237] G. Beutier, A. Marty, F. Livet, G. van der Laan, S. Stanescu, and P. Bencok, “Soft x-ray coherent scattering: Instrument and methods at ESRF ID08”, *Review of Scientific Instruments*, **78**, 093901 (2007)
- [238] J. Stöhr, “X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films”, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **75**, 253 (1995)
- [239] J. Stöhr, “Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **200**, 470 (1999)
- [240] T. Yokoyama, T. Nakagawa, and Y. Takagi, “Magnetic circular dichroism for surface and thin film magnetism: Measurement techniques and surface chemical applications”, *International Reviews in Physical Chemistry*, **27**, 449 (2008)
- [241] P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli, and X. Wang, “X-ray circular dichroism and local magnetic fields”, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 694 (1993)
- [242] B. T. Thole, P. Carra, F. Sette, and G. van der Laan, “X-ray circular dichroism as a probe of orbital magnetization”, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1943 (1992)
- [243] R. Wu and A. J. Freeman, “Limitation of the Magnetic-Circular-Dichroism Spin Sum Rule for Transition Metals and Importance of the Magnetic Dipole Term”, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1994 (1994)

- [244] Y. Wu, J. Stöhr, B. D. Hermsmeier, M. G. Samant, and D. Weller, “Enhanced orbital magnetic moment on Co atoms in Co/Pd multilayers: A magnetic circular x-ray dichroism study”, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2307 (1992)
- [245] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, G. Meigs, A. Chaiken, G. A. Prinz, and G. H. Ho, “Element-specific magnetic hysteresis as a means for studying heteromagnetic multilayers”, *Phys. Rev. B*, **48**, 642 (1993)
- [246] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*, Cambridge University Press (1999)
- [247] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin, and F. Sette, “Experimental Confirmation of the X-Ray Magnetic Circular Dichroism Sum Rules for Iron and Cobalt”, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 152 (1995)
- [248] P. Stevenson, “Clebsch-Gordan Coefficient Calculator (<http://personal.ph.surrey.ac.uk/phs3ps/cgjava.html>)”, (2001)
- [249] E. C. Stoner, “Collective Electron Ferromagnetism. II. Energy and Specific Heat”, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **169**, 339 (1939)
- [250] R. Nakajima, J. Stöhr, and Y. U. Idzerda, “Electron-yield saturation effects in L-edge x-ray magnetic circular dichroism spectra of Fe, Co, and Ni”, *Phys. Rev. B*, **59**, 6421 (1999)
- [251] M. Sacchi and J. Vogel, *Dichroism in X-ray Absorption (in Lecture Notes in Physics)*, Springer Berlin Heidelberg (2001)
- [252] W. L. O’Brien and B. P. Tonner, “Orbital and spin sum rules in x-ray magnetic circular dichroism”, *Phys. Rev. B*, **50**, 12672 (1994)
- [253] J. P. Hannon, G. T. Trammell, M. Blume, and D. Gibbs, “X-Ray Resonance Exchange Scattering”, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1245 (1988)
- [254] C. Kao, J. B. Hastings, E. D. Johnson, D. P. Siddons, G. C. Smith, and G. A. Prinz, “Magnetic-resonance exchange scattering at the iron L<sub>II</sub> and L<sub>III</sub> edges”, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 373 (1990)
- [255] H. Ade and B. Hsiao, “X-ray Linear Dichroism Microscopy”, *Science*, **262**, 1427 (1993)
- [256] H.-C. Mertins, S. Valencia, A. Gaupp, W. Gudat, P. Oppeneer, and C. Schneider, “Magneto-optical polarization spectroscopy with soft X-rays”, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **80**, 1011 (2005)
- [257] C. Gutt, L.-M. Stadler, S. Streit-Nierobisch, A. P. Mancuso, A. Schropp, B. Pfau, C. M. Günther, R. Könnecke, J. Gulden, B. Reime, J. Feldhaus, E. Weckert, I. A. Vartanyants, O. Hellwig, F. Staier, R. Barth, M. Grunze, A. Rosenhahn, D. Stickler, H. Stillrich, R. Frömter, H. P. Oepen, M. Martins, T. Nisius, T. Wilhein, B. Faatz, and N. Guerasimova, “Resonant magnetic scattering with soft x-ray pulses from a free-electron laser operating at 1.59 nm”, *Phys. Rev. B*, **79**, 212406 (2009)
- [258] T. O. Mendes, C. Sanchez-Hanke, and C. C. Kao, “Reconstruction of magnetization density in two-dimensional samples from soft X-ray speckle patterns using the multiple-wavelength anomalous diffraction method”, *Journal of Synchrotron Radiation*, **9**, 90 (2002)
- [259] P. Hariharan, *Optical Holography*, Cambridge University Press, Cambridge (1991)

- [260] H. Haferkorn, *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2002)
- [261] H. F. Ding, W. Wulfhekel, and J. Kirschner, "Ultra sharp domain walls in the closure domain pattern of Co(0001)", *Europhysics Letters*, **57**, 100 (2002)
- [262] D. Zhu, B. Wu, R. Rick, J. Stöhr, and A. Scherz, "Phase retrieval in x-ray lensless holography by reference beam tuning", *Opt. Lett.*, **34**, 2604 (2009)
- [263] R. Bodenberger and A. Hubert, "Zur bestimmung der blochwandenergie von einachsigen ferromagneten", *Physica Status Solidi (a)*, **44**, K7 (1977)
- [264] H. Kronmüller and M. Fähnle, *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*, Cambridge University Press (2009)
- [265] R. Allenspach, M. Stampanoni, and A. Bischof, "Magnetic domains in thin epitaxial Co/Au(111) films", *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 3344 (1990)
- [266] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, P. Bruno, and D. Renard, "Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy: Domain observations", *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2054 (1990)
- [267] S. Pütter, H. F. Ding, Y. T. Millev, H. P. Oepen, and J. Kirschner, "Magnetic susceptibility: An easy approach to the spin-reorientation transition", *Phys. Rev. B*, **64**, 092409 (2001)
- [268] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. aan de Stegge, "Localized Kerr study of the magnetic properties of an ultrathin epitaxial Co wedge grown on Pt(111)", *Journal of Applied Physics*, **73**, 3418 (1993)
- [269] J.-W. Lee, J.-R. Jeong, S.-C. Shin, J. Kim, and S.-K. Kim, "Spin-reorientation transitions in ultrathin Co films on Pt(111) and Pd(111) single-crystal substrates", *Phys. Rev. B*, **66**, 172409 (2002)
- [270] B. Kaplan and G. Gehring, "The domain structure in ultrathin magnetic films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **128**, 111 (1993)
- [271] Y. Millev, "Bose - Einstein integrals and domain morphology in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular magnetization", (1996)
- [272] Z. Malek and V. Kambersky, "On the theory of the domain structure of thin films of magnetically uni-axial materials", *Czechoslovak Journal of Physics*, **8**, 416 (1958)
- [273] G. Shirane, V. J. Minkiewicz, and R. Nathans, "Spin Waves in 3d Metals", *Journal of Applied Physics*, **39**, 383 (1968)
- [274] H. Kwon, S. Hong, J. Seok, K. Bu, Y. Wu, Z. Qiu, and C. Won, "A study of the stripe domain phase at the spin reorientation transition of two-dimensional magnetic system", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **322**, 2742 (2010)
- [275] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen, A. Ghazali, J.-C. S. Lévy, and J. Kirschner, "Magnetic Microstructure of the Spin Reorientation Transition: A Computer Experiment", *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5884 (2000)
- [276] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen, and J. Kirschner, "Microstructure of the spin reorientation transition in second-order approximation of magnetic anisotropy", *Phys. Rev. B*, **66**, 214401 (2002)
- [277] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen, and J. Kirschner, "Magnetic microstructure of the spin reorientation transition", *Journal of Applied Physics*, **89**, 7145 (2001)

- [278] A. Maziewski, V. Zablotskii, and M. Kisielewski, "Analysis of Magnetic Domain Sizes in Ultrathin Ferromagnetic Films", *physica status solidi (a)*, **189**, 1001 (2002)
- [279] A. Suna, "Perpendicular magnetic ground state of a multilayer film", *Journal of Applied Physics*, **59**, 313 (1986)
- [280] H. J. G. Draaisma and W. J. M. de Jonge, "Magnetization curves of Pd/Co multilayers with perpendicular anisotropy", *Journal of Applied Physics*, **62**, 3318 (1987)
- [281] J. Miguel, J. F. Peters, O. M. Toulemonde, S. S. Dhesi, N. B. Brookes, and J. B. Goedkoop, "X-ray resonant magnetic scattering study of magnetic stripe domains in a-GdFe thin films", *Phys. Rev. B*, **74**, 094437 (2006)
- [282] S. Welz, N. Browning, and A. M. Minor, "Shadow FIBing - Using Geometry to Prepare TEM Samples", *Microsc. Microanal.*, **11**, 834 (2005)
- [283] T. Simpson and I. V. Mitchell, "Fabrication of Sub-250nm High Aspect Ratio Apertures by Focused Ion Beam Lithography", *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **983**, 0983 (2007)
- [284] D. L. Ozkaya, R. M. Langford, W. L. Chan, and A. K. Petford-Long, "Effect of Ga implantation on the magnetic properties of permalloy thin films", *Journal of Applied Physics*, **91**, 9937 (2002)
- [285] C.-M. Park and J. Bain, "Local degradation of magnetic properties in magnetic thin films irradiated by Ga<sup>+</sup> focused-ion-beams", *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 2237 (2002)
- [286] C.-M. Park, J. A. Bain, T. W. Clinton, P. A. A. van der Heijden, and T. J. Klemmer, "Measurement of Ga implantation profiles in the sidewall and bottom of focused-ion-beam-etched structures", *Applied Physics Letters*, **84**, 3331 (2004)
- [287] Hitachi, "Hitachi DeskStar HDD (<http://www.hitachigst.com/deskstar-7k2000>)", (2010)
- [288] J. F. Smyth, S. Schultz, D. Kern, H. Schmid, and D. Yee, "Hysteresis of submicron permalloy particulate arrays", *Journal of Applied Physics*, **63**, 4237 (1988)
- [289] J. I. Martin, J. Nogues, I. K. Schuller, M. J. V. Bael, K. Temst, C. V. Haesendonck, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, "Magnetization reversal in long chains of submicrometric Co dots", *Applied Physics Letters*, **72**, 255 (1998)
- [290] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois, and H. Bernas, "Magnetization Reversal in Arrays of Perpendicularly Magnetized Ultrathin Dots Coupled by Dipolar Interaction", *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5656 (1998)
- [291] V. Repain, J.-P. Jamet, N. Vernier, M. Bauer, J. Ferre, C. Chappert, J. Gierak, and D. Mailly, "Magnetic interactions in dot arrays with perpendicular anisotropy", *Journal of Applied Physics*, **95**, 2614 (2004)
- [292] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, and S. S. P. Parkin, "Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures", *Journal of Physics: Condensed Matter*, **13**, R461 (2001)
- [293] K. I. Bolotin, F. Kuemmeth, A. N. Pasupathy, and D. C. Ralph, "From Ballistic Transport to Tunneling in Electromigrated Ferromagnetic Breakjunctions", *Nano Letters*, **6**, 123 (2006)
- [294] G. A. Prinz, "Magnetoelectronics", *Science*, **282**, 1660 (1998)
- [295] P. Krzysteczko and G. Dumpich, "Magnetoresistance of Co nanoconstrictions fabricated by means of electron beam lithography", *Physical Review B*, **77**, 144422 (2008)

- [296] G. Dumpich, B. Leven, and M. Brands, “Electron transport in magnetic nanostructures”, *physica status solidi (a)*, **201**, 3237 (2004)
- [297] H. X. Wei, Q. H. Qin, M. Ma, R. Sharif, and X. F. Han, “80% tunneling magnetoresistance at room temperature for thin Al-O barrier magnetic tunnel junction with CoFeB as free and reference layers”, *Journal of Applied Physics*, **101**, 09B501 (2007)
- [298] N. Bardou, B. Bartenlian, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, E. Cambriil, M. F. Ravet, C. Chappert, P. Veillet, P. Beauvillain, R. Mégy, W. Geerts, and J. Ferré, “Elaboration and magneto-optical study of submicron magnetic structures in Au/Co/Au ultrathin films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **156**, 139 (1996)
- [299] S. Khizroev and D. Litvinov, “Focused-ion-beam-based rapid prototyping of nanoscale magnetic devices”, *Nanotechnology*, **15**, R7 (2004)
- [300] A. Kobs, *Auswirkungen des Ga<sup>+</sup>-Beschusses auf den Magnetotransport in FIB-strukturierten Permalloy-Drähten* (2008)
- [301] W. M. Kaminsky, G. A. C. Jones, N. K. Patel, W. E. Booij, M. G. Blamire, S. M. Gardiner, Y. B. Xu, and J. A. C. Bland, “Patterning ferromagnetism in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> films via Ga<sup>+</sup> ion irradiation”, *Applied Physics Letters*, **78**, 1589 (2001)
- [302] C.-M. Park and J. A. Bain, “Focused-ion-beam induced grain growth in magnetic materials for recording heads”, *Journal of Applied Physics*, **91**, 6830 (2002)
- [303] D. Morecroft, J. L. Prieto, C. W. Leung, G. Burnell, M. G. Blamire, and D. B. Jardine, “In situ magnetoresistance measurements during patterning of spin valve devices”, *Journal of Applied Physics*, **91**, 8575 (2002)
- [304] Y. Ohsawa, “Fabrication and in situ magnetoresistance measurement of a Ni point-contact in planar configuration”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **287**, 491 (2005)
- [305] G. Burnell, C.-W. Leung, C. Bell, and M. Blamire, “Giant-magnetoresistive/ Superconducting contacts and Josephson junction devices”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **15**, 904 (2005)
- [306] T. Liu, Y. Wu, H. Long, Z. Liu, Y. Zheng, and A. Adeyeye, “Transport properties and micromagnetic modeling of magnetic nanowires with multiple constrictions”, *Thin Solid Films*, **505**, 35 (2006)
- [307] H.-X. Wei, T.-X. Wang, E. Clifford, R. M. Langford, X.-F. Han, and J. M. D. Coey, “Magnetoresistance of nickel nanocontacts fabricated by different methods”, *Journal of Applied Physics*, **99**, 08C512 (2006)
- [308] L. M. Peng, Q. Chen, X. L. Liang, S. Gao, J. Y. Wang, S. Kleindiek, and S. W. Tai, “Performing probe experiments in the SEM”, *Micron*, **35**, 495 (2004)
- [309] T. R. McGuire and R. I. Potter, “Anisotropic Magnetoresistance In Ferromagnetic 3d Alloys”, *IEEE Trans. Magn.*, **11**, 1018 (1975)
- [310] T. G. S. M. Rijks, S. K. J. Lenczowski, R. Coehoorn, and W. J. M. de Jonge, “In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> thin films”, *Phys. Rev. B*, **56**, 362 (1997)
- [311] W. Thomson, “On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron”, *Proceedings of the Royal Society of London*, **8**, 546 (1857)

## *Literaturverzeichnis*

- [312] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, “Magnetic Domain-Wall Logic”, *Science*, **309**, 1688 (2005)
- [313] A. Kobs, H. Spahr, D. Stickler, S. Hankemeier, R. Frömter, and H. P. Oepen, “Magnetic energies of single submicron permalloy rectangles determined via magnetotransport”, *Phys. Rev. B*, **80**, 134415 (2009)
- [314] A. Cho, “PHYSICS: The Ultimate Bright Idea”, *Science*, **296**, 1008 (2002)

# Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

## Veröffentlichungen

### Coherent X-ray scattering

A. P. Mancuso, A. Schropp, B. Reime, L.-M. Stadler, A. Singer, J. Gulden, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, G. Grübel, J. Feldhaus, F. Staier, R. Barth, A. Rosenhahn, M. Grunze, T. Nisius, T. Wilhein, D. Stickler, H. Stillrich, R. Frömter, H. P. Oepen, M. Martins, B. Pfau, C. M. Günther, R. Könnecke, S. Eisebitt, B. Faatz, N. Guerassimova, K. Honkavaara, V. Kocharyan, R. Treusch, E. Saldin, S. Schreiber, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, E. Weckert, and I. A. Vartanyants, „*Coherent-Pulse 2D Crystallography Using a Free-Electron Laser X-Ray Source*“, *Physical Review Letters* **102**, 035502 (2009)

C. Gutt, L.-M. Stadler, S. Streit-Nierobisch, A. P. Mancuso, A. Schropp, B. Pfau, C. M. Günther, R. Könnecke, J. Gulden, B. Reime, J. Feldhaus, E. Weckert, I. A. Vartanyants, O. Hellwig, F. Staier, R. Barth, M. Grunze, A. Rosenhahn, D. Stickler, H. Stillrich, R. Frömter, H. P. Oepen, M. Martins, T. Nisius, T. Wilhein, B. Faatz, N. Guerassimova, K. Honkavaara, V. Kocharyan, R. Treusch, E. Saldin, S. Schreiber, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, S. Eisebitt, and G. Grübel, „*Resonant magnetic scattering with soft x-ray pulses from a free-electron laser operating at 1.59 nm*“, *Physical Review B* **79**, 212406 (2009)

Simone Streit-Nierobisch, Daniel Stickler, Christian Gutt, Lorentz-M. Stadler, Holger Stillrich, Christian Menk, Robert Frömter, Carsten Tieg, Olaf Leupold, Hans Peter Oepen, and Gerhard Grübel, „*Magnetic soft x-ray holography study of focused ion beam-patterned Co/Pt multilayers*“, *Journal of Applied Physics* **106**, 083909 (2009)

Daniel Stickler, Robert Frömter, Holger Stillrich, Christian Menk, Carsten Tieg, Simone Streit-Nierobisch, Michael Sprung, Christian Gutt, Lorentz-M. Stadler, Olaf Leupold, Gerhard Grübel, and Hans Peter Oepen, „*Soft X-ray holographic microscopy*“, *Applied Physics Letters* **96**, 042501 (2010)

C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, B. Pfau, C.M. Günther R. Könnecke, R. Frömter, A. Kobs, D. Stickler, H. P. Oepen, R.R. Fäustlin, R. Treusch, J. Feldhaus, E. Weckert, I. A. Vartanyants, M. Grunze, A. Rosenhahn, T. Wilhein, S. Eisebitt, and G. Grübel, „*Single pulse resonant magnetic scattering using a soft x-ray free-electron laser*“, *Physical Review B* **81**, 100401(R) (2010)

Carsten Tieg, Robert Frömter, Daniel Stickler, Holger Stillrich, Christian Menk, Simone Streit-Nierobisch, Lorentz-M. Stadler, Christian Gutt, Olaf Leupold, Michael Sprung, Gerhard Grübel and Hans Peter Oepen,  
„Overcoming the field-of-view restrictions in soft x-ray holography imaging“,  
*Journal of Physics: Conference Series* **211**, 012024 (2010)

Carsten Tieg, Robert Frömter, Daniel Stickler, Sebastian Hankemeier, André Kobs, Simone Streit-Nierobisch, Christian Gutt, Gerhard Grübel, and Hans Peter Oepen,  
„Imaging in-plane magnetized Co microstructures by soft x-ray holography“,  
*Applied Physics Letters* (in preparation)

### **Magneto-resistance and magnetic nanostructures**

Daniel Stickler, Robert Frömter, Wei Li, André Kobs, and Hans Peter Oepen,  
„Integrated setup for the fabrication and measurement of magnetoresistive nanoconstrictions in ultrahigh vacuum“, *Review of Scientific Instruments* **79**, 103901 (2008)

André Kobs, Hendrik Spahr, Daniel Stickler, Sebastian Hankemeier, Robert Frömter, and Hans Peter Oepen, „Magnetic Energies of Single Submicron Permalloy Rectangles Determined via Magnetotransport“, *Physical Review B* **80**, 134415, (2009)

Sebastian Hankemeier, Robert Frömter, Nikoolai Mikuszeit, Daniel Stickler, Holger Stillrich, Sabine Pütter, Elena Y. Vedmedenko, Hans Peter Oepen,  
„Magnetic Ground State of Single and Coupled Permalloy Rectangles“,  
*Physical Review Letters* **103**, 147204, (2009)

Daniel Stickler, Robert Frömter, Holger Stillrich, Christian Menk, Carsten Tieg, Simone Streit-Nierobisch, Christian Gutt, Lorentz-M. Stadler, Olaf Leupold, Gerhard Grübel, and Hans Peter Oepen, „Domain size dependence on second order anisotropy“,  
*Physical Review B* (in preparation)

Y. Zhou, D. Stickler, Y. Du, E. Ahmad, Z. Lu, R. Frömter, H. P. Oepen, D. Wilton and G. Pan,  
„Domain Wall Motion and Magnetic Switching in Spin-valve Nanorings Exchange-biased by Synthetic Antiferromagnets“, (submitted to *IEEE Trans. Magn.*)

### **Other publications (FIB structuring)**

Stephan Schwaiger, Markus Bröll, Andreas Krohn, Andrea Stemmann, Christian Heyn, Yuliya Stark, Daniel Stickler, Detlef Heitmann, and Stefan Mendach,  
„Rolled-Up Three-Dimensional Metamaterials with a Tunable Plasma Frequency in the Visible Regime“, *Physical Review Letters* **102**, 163903, (2009)

Yuliya Stark, Robert Frömter, Daniel Stickler, and Hans Peter Oepen,  
„Sputter yields of single- and polycrystalline metals for application in focused ion beam technology“, *Journal of Applied Physics* **105**, 013542 (2009)

## Konferenzbeiträge

D. Stickler, R. Frömter, W. Li, Y. Zhou, G. Pan, and H. P. Oepen, „*Confined structures for the investigation of interactions between electrical current and magnetic domain walls*“, 381. WE-Heraeus Seminar, Spin-Polarized Currents in Magnetic Nanostructures, Bad Honnef, 2007

D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, Y. Zhou, G. Pan, „*FIB-structured nanoconstrictions for the study of domain wall magnetoresistance*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2007

D. Stickler, A. Kobs, G. Pan, and H. P. Oepen, „*In situ magnetoresistance measurements of FIB-milled nanoconstrictions*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Berlin, 2008

A. Kobs, D. Stickler, M. Scholz, G. Hoffmann, and H. P. Oepen, „*Effects of Ga<sup>+</sup> irradiation on the magnetotransport in NiFe*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Berlin, 2008

C. Tieg, R. Frömter, C. Menk, H. Stillrich, D. Stickler, H. P. Oepen, C. Gutt, O. Leupold, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, and G. Grübel, „*Magnetic domain imaging of Co/Pt multilayers by soft xray holography*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Berlin, 2008

C. Tieg, C. Gutt, O. Leupold, L. Stadler, S. Streit-Nierobisch, G. Grübel, R. Frömter, C. Menk, D. Stickler, H. Stillrich, and H. P. Oepen, „*Magnetic domain imaging by soft x-ray holography*“, ESRF Usermeeting, Grenoble, France, 2008

Y. Zhou, D. Stickler (presentation), Y. Du, E. Ahmad, Z. Lu, H. P. Oepen, D. Wilton, and G. Pan, „*Domain Wall Motion Induced Magnetization Reversal Processes in NiFe Nanodevices with Different Pinning Sites*“, intermag 2008 (IEEE International Magnetism Conference), Madrid, Spain, 2008

D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel, and H. P. Oepen, „*Soft x-ray holographic microscopy*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2009

H. Stillrich, S. Hankemeier, N. Mikuszeit, D. Stickler, S. Pütter, E. Vedmedenko, R. Frömter, and H. P. Oepen, „*Micromagnetic structure in permalloy rectangles*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2009

H. Spahr, A. Kobs, D. Stickler, S. Hankemeier, and H. P. Oepen, „*Magnetization reversal of single submicron NiFe rectangles*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2009

M. Jacobi, D. Stickler, A. Kobs, S. Hesse, H. Stillrich, A. Frömsdorf, and H. P. Oepen, „*Magnetization behaviour of perpendicular magnetized particles and nanostructures*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2009

D. Stickler, R. Frömter, C. Menk, H. Stillrich, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grübel, and H. P. Oepen, „*Soft x-ray holography of FIB nanostructured*

*Co/Pt multilayers*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Dresden, 2009

R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel, and H.P. Oepen „*FROM X-RAY MAGNETIC HOLOGRAPHY TO HOLOGRAPHIC MICROSCOPY*“, ICMFS 2009, 20th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Berlin, Germany, (2009)

C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Menk, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel<sup>3</sup>, and H. P. Oepen, „*Extending soft x-ray holography into a microscopy technique for magnetic and non-magnetic imaging*“, Polarized Neutrons and Synchrotron X-rays for Magnetism, Bonn, 2009

R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, M. Sprung, G. Grübel, and H.P. Oepen, „*X-ray Holographic Microscopy*“, 2009 SSRL/LCLS Users' Meeting and Workshops, Stanford, USA, 2009

D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grübel, and H. P. Oepen, „*Dependence of domain width on second order anisotropy*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2010

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

S. Hesse, M. Jacobi, A. Kobs, D. Stickler, H. Stillrich, A. Neumann, A. Meyer und H. P. Oepen, „*Determining the magnetic properties of small assemblies of nanodots*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2010

C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, S. Hankemeier, A. Kobs, H. P. Oepen, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, and G. Grübel, „*Imaging the in-plane magnetisation of Co microstructures by soft x-ray holography*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2010

J. Ehlermann, S. Schwaiger, M. Broell, D. Stickler, D. Heitmann, and S. Mendach, „*Optical Near-Field Measurements on Arrays of Nanoscaled Holes in Gold Films*“, Spring-Meeting of the German Physical Society, Regensburg, 2010

Soft x-ray holographic microscopy C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Menk, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel und H. P. Oepen, „*Coherence 2010 - International Workshop on Phase Retrieval and Coherent*“, Scattering, Warnemünde-Rostock, 2010

C. Tieg, R. Frömter, D. Stickler, H. Stillrich, C. Menk, S. Streit-Nierobisch, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, M. Sprung, G. Grübel und H. P. Oepen, „*Holographische Mikroskopie magnetischer Nanomaterialien*“, Deutsche Tagung für Forschung mit Synchrotronstrahlung, Neutronen und Ionenstrahlen an Großgeräten"(SNI2010), Berlin, 2010

# A. Kohärente Röntgenquellen

## 3. Generation mit Undulatoren

Um ein Interferenzmuster zu erhalten, muss der zu untersuchende Bereich bei der FTH grundlegend mit Strahlung ausreichender Kohärenz bestrahlt werden. Ein Problem ist, dass keine Röntgenquellen mit intrinsischer Kohärenz existieren, so wie es beim Laser der Fall ist [314]. Zurzeit erlauben die Undulatorquellen an Röntgenquellen 3. Generation Streuexperimente mit entsprechenden Kohärenzanforderungen. Durch spektrale Filterung mit einem Monochromator und eine räumliche Begrenzung durch eine Kreisblende vor der Probe ist es möglich, die longitudinale  $\xi_l$  und transversale  $\xi_t$  Kohärenz zu steigern. Diese beiden Größen spannen ein Volumen auf, das die maximale Größe des Untersuchungsbereichs vorgibt.

Für ein Interferenzmuster mit hoher Detailschärfe muss die transversale Kohärenzlänge  $\xi_t$  größer sein als die Ausdehnung der Probe. Diese Größe gibt also den maximalen Abstand zweier Streuer vor und bildet die obere Grenze für die laterale Gesamtgröße der Optikmaske aus Objektloch und Referenzstrahlkanal.

Nach dem Undulator durchläuft der Strahl einen Monochromator (spektraler Filter) und wird anschließend durch eine Kreisblende mit einem Durchmesser von  $D_p = 20 \mu\text{m}$  ( $50 \mu\text{m}$ ) begrenzt (räumlicher Filter). Mit einem Abstand von  $A_p = 80 \text{ cm}$  zur Probe und einer Wellenlänge von  $1,59 \text{ nm}$  errechnet sich mit

$$\xi_t = \frac{\lambda A_p}{2\pi D_p} \quad (\text{A.1})$$

eine transversale Kohärenzlänge von etwa  $\xi_t = 10 \mu\text{m}$  ( $4 \mu\text{m}$ ) [201]. Dabei wird jedoch die transversale Kohärenz durch räumliche Filterung vor der Kreisblende vernachlässigt. Die Blende wird aber zudem auch als laterale Strahlbegrenzung genutzt, damit keine anderen Bereiche außer der ausgewählten Optikmaske beleuchtet werden.

Bei der verwendeten Probengeometrie aus Ref. [100] liegen Objekt- und Referenzstrahler sehr eng beieinander (ca.  $5 \mu\text{m}$ ) und innerhalb der transversalen Kohärenzlänge, so dass die Grenzen für ein möglichst hochwertiges Interferenzmuster eingehalten werden.

Die longitudinale Kohärenz einer Quelle mit einer Bandweite  $\Delta\lambda$  ist

$$\xi_l = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \quad (\text{A.2})$$

[246]. Mit der Energieauflösung des *APPLE II*-Undulators an der Co  $L_3$ -Absorptionskante von  $\Delta E/E = \Delta\lambda/\lambda = 3,9 \cdot 10^{-4}$  errechnet sich eine longitudinale Kohärenzlänge von  $\xi_l = 2 \mu\text{m}$ . Für die Streuung in Transmissiongeometrie bei senkrechtem Einfall limitiert die longitudinale Kohärenzlänge den maximal verwendbaren Streuwinkel  $\alpha_{\text{max}}$  für kohärente Streuung entsprechend

### A. Kohärente Röntgenquellen 3. Generation mit Undulatoren

$$\sin \alpha_{\max} = \xi_1 / S_{\text{Optik}} \quad (\text{A.3})$$

wobei  $S_{\text{Optik}}$  die transversale Probengröße ist [201].

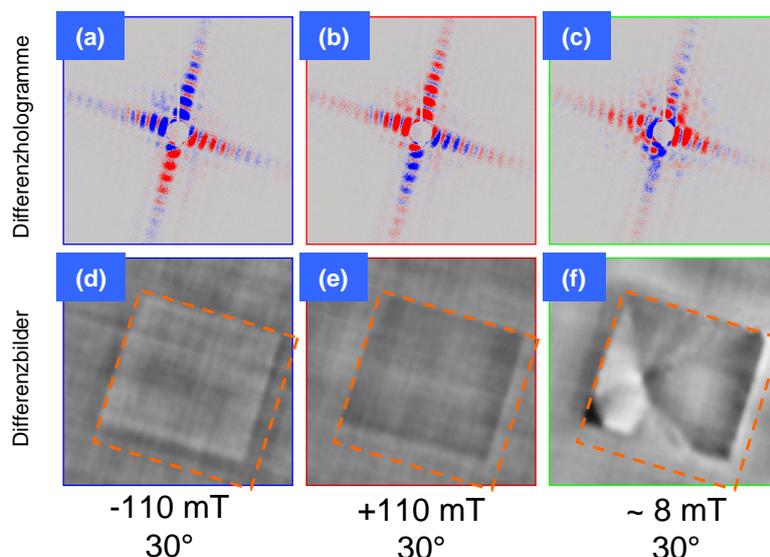
Somit ist bei der kohärenten Kleinwinkelstreuung die kleinste auflösbare Struktur in der Ebene  $\lambda S_{\text{Optik}} / \xi_1$ . Mit einem Wert von  $S_{\text{Optik}} \simeq 5 \mu\text{m}$  (Objekt-Referenz-Abstand) und einer Wellenlänge von 1,59 nm ist  $\lambda S_{\text{Optik}} / \xi_1 = 4 \text{ nm}$ .

## B. FTH bei 30° Neigung und äußerem Magnetfeld

Im Abschnitt 4.1 wurde demonstriert, dass mit FTH die Magnetisierungskomponente in der Ebene aufgezeichnet und rekonstruiert werden kann.

### FTH bei 30° Neigung und äußerem Magnetfeld

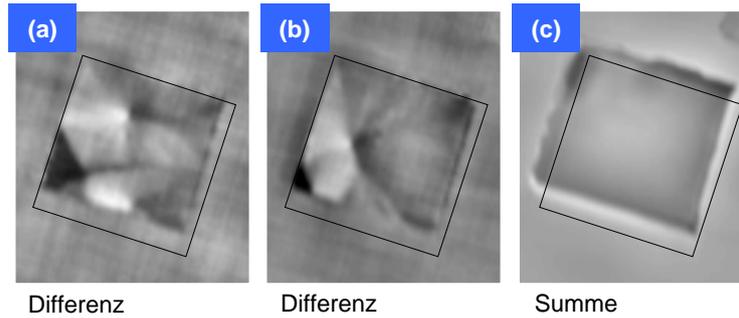
Im weiteren Verlauf des Experiments wurden Hologramme aufgenommen, während sich die Probe in einem äußeren Magnetfeld befand. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus ist es nur möglich, ein Feld in Strahlrichtung anzulegen ( $\mu_0 H_{\text{Strahl}}$ ), so dass sich bei 30° Neigung die zur Probe senkrechte Komponente ( $\mu_0 H_{\text{senkrecht}}$ ) auf 86,6% verringert, während die Komponente parallel zur Ebene ( $\mu_0 H_{\text{parallel}}$ ) auf 50% der Magnetfeldstärke in Strahlrichtung ansteigt.



**Abbildung B.1.:** Zentrale Ausschnitte der Differenzhologramme der 20 nm dicken Co-Quadratstruktur bei 30° Probenneigung (778 eV): (a) -110 mT in Strahlrichtung, (b) 110 mT in Gegenrichtung und (c) im Remanenzfeld des Elektromagneten (etwa 8 mT). Untere Reihe: Ausschnittsvergrößerung der magnetischen Bildrekonstruktion von (a-c) mit den OL-Abbildungen zum 20° Referenzstrahlkanal (Markierungen zeigen die Position des Co-Quadrats). Die Abbildungen wurden um  $1/\cos 30^\circ$  gestreckt.)

Abbildung B.1 (a) und (b) zeigen die zentralen Ausschnitte der Differenzhologramme, die bei 30° Neigung zum Strahl und einem äußeren Magnetfeld  $\mu_0 H_{\text{Strahl}}$  von (a) -110 mT und (b)

## B. FTH bei 30° Neigung und äußerem Magnetfeld



**Abbildung B.2.:** Vergleich zwischen (a) dem erstem Domänenzustand von Abbildung 4.9 und (b) dem Domänenzerfall nach der Aufmagnetisierung von Abb. B.1. (c) zeigt die OL-Abbildung der Summen-Bildrekonstruktion.

+110 mT aufgenommen wurden. Beim Vergleich der beiden Differenzhologramme wird deutlich, dass sich hier der Kontrast genau umkehrt hat, während das Muster des Hologramms erhalten bleibt. Dies zeigt, dass  $FT\{M(\mathbf{r})\}$  in Gl. 3.17 bei der Ummagnetisierung vom Muster und Betrag hier erhalten bleibt und sich nur das Vorzeichen von  $f_{XMCD}$  in Gl. 3.8 bzw. von  $\tilde{M}(\mathbf{Q})$  ändert.

Ein Feld von 110 mT reicht nicht aus, um die Magnetisierung um 60° aus der Ebene zu ziehen. Dafür sind Magnetfelder weit über dem Sättigungsmagnetfeld in senkrechter Richtung von 1800 mT ( $\mu_0 M_s$  von Co) nötig. In der unteren Zeile von Abbildung B.1 sind die jeweiligen Ausschnittvergrößerungen der Rekonstruktion mit den OL-Abbildungen zum 20° geneigten Referenzstrahlkanal (siehe Abs. 4.1.3) abgebildet. Die Originalausschnitte der Rekonstruktion wurden in Y-Richtung auf 115% gesteckt, um die Verformung durch die Neigung der Probe zu kompensieren.

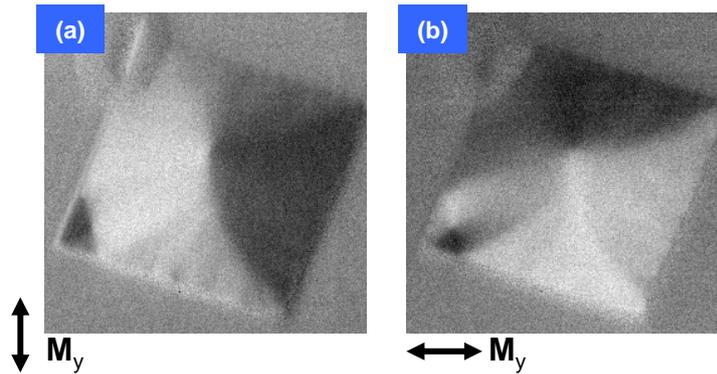
Auf die Probe bezogen, teilt sich der Magnetfeldvektor in eine senkrechte Komponente von  $\mu_0 H_{\text{senkrecht}} = \pm 93,3$  mT und  $\mu_0 H_{\text{Ebene}} = \pm 55$  mT in der Ebene (in der Vertikalen).

Die  $\pm 55$  mT in der Ebene sind ausreichend, um Domänen parallel zum Feld auszuweiten. So wird ein Großteil der Quadratflächenmagnetisierung zur Magnetfeldkomponente in der Ebene ausgerichtet.

Die OL-Abbildungen geben den Kontrastwechsel der Differenzhologramme auch im Realraum wieder. Während sich das Quadrat bei einem Feld von  $\mu_0 H_{\text{Strahl}} = -110$  mT hell von der grauen Umrandung abhebt, wechselt der Kontrast ins Dunkle, wenn das Magnetfeld in Gegenrichtung angelegt wird.

Nach dem Abschalten des Elektromagneten sinkt das Feld auf die Remanenz des Eisenjochs ( $\mu_0 H_{\text{Strahl}} = \text{ca. } 8$  mT). Das Differenzhologramm von Abbildung B.1 (c) ist erneut deutlich gleichmäßig in positive und negative Werte aufgeteilt. Dass die Veränderungen des Intensitätsmusters hauptsächlich in der Mitte des Hologramms stattfinden, ist ein Hinweis auf eine Domänenstruktur mit großen Domänen.

Die magnetische OL-Abbildung von Abbildung B.1 (f) zeigt bei dem Remanenzfeld wieder ein Domänenmuster. Abbildung B.2 zeigt einen Vergleich des ersten (a) und des letzten (b) Domänenmusters des  $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$  Co-Quadrats und in (c) entsprechendem Ausschnitt der Summenbildrekonstruktion. Die drei Abbildungen wurden auf 115% gestreckt, um die Neigung zu korrigieren.



**Abbildung B.3.:** SEMPA-Aufnahmen der beiden Magnetisierungskomponenten in der Ebene der 20 nm Co-Quadratstruktur. Die Mikrostruktur entspricht in etwa der von Abbildung B.2 (b).

Neben den Domänen, die deutlich größer sind als beim ersten Domänenzustand, zeigt sich erneut die nun etwas kleinere Ecke unten links mit hohem Kontrast. Dieser Kontrast kommt von einer Domäne oder einem Wirbel, die/der beim Absenken des äußeren Feldes wahrscheinlich durch Nukleation am Rand entstanden ist.

## SEMPA

Im Anschluss an die FTH-Experimente am ESRF wurde die Domänenstruktur des Co-Quadrats zum Vergleich über Raster-Elektronen-Mikroskopie mit Polarisationsanalyse (SEMPA) abgebildet. In Abbildung B.3 (a) und (b) sind die Verteilungen der Magnetisierungskomponenten in Y- bzw. X-Richtung dargestellt.

Ein Vergleich zwischen den Abbildung B.3 (b) und Abbildung B.2 (b) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Domänenmuster, die über FTH und SEMPA aufgezeichnet wurden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Y-Feldkomponente von 4 mT (in der Ebene) in Abbildung B.2 (b) die dunklen Domänen wachsen und die hellen Domänen schrumpfen lässt.

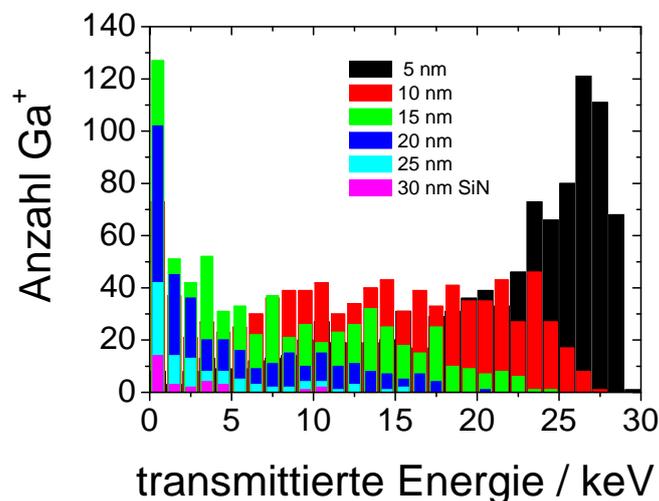
Zudem wird deutlich, dass der Metallkugelschatten (*Beamstop*) auf dem CCD-Sensor Informationen vom Hologramm abschattet, die bei der Rekonstruktion die Kontraste von Flächen größer als 500 nm betreffen. Dadurch verlieren größere Domänen ihre korrekte Signalstärke. So sollte die rechte Seite des Domänenmusters von Abbildung B.2 (b) deutlich einheitlich dunkler sein, so wie es die SEMPA-Aufnahme von Abbildung B.3 (a) zeigt.

## C. Moderierter Ionenbeschuss und Anisotropie-Veränderung

Die Untersuchungen von Abschnitt 5.5 haben gezeigt, dass es mit zunehmendem Ionenbeschuss zu einer Veränderung der Domänenstruktur und des Magnetisierungskippwinkels der Multilage kommt

Für die Veränderungen der Anisotropie der FTH-Probe kommen drei mögliche Gründe in Frage. Neben den primären  $\text{Ga}^+$  können, wie bereits in Abschnitt 5.5 angemerkt, die sekundären Projektile der Kollisionkaskade (Silizium und Stickstoffatome bzw. -ionen) die Multilage erreichen und durch Stöße und Implantation Strukturveränderungen bewirken. Eine dritte Möglichkeit ist das Implantieren von  $\text{Ga}^+$  in die  $\text{SiN}$ -Membran. Dadurch können Verspannungen hervorgerufen werden, die sich auf die  $\text{Co/Pt}$ -Multilage ausweiten. Dies wird weiter unten diskutiert.

Die Simulation des Ionenbeschusses mit TRIM [159] kann Hinweise darauf geben, was im Innern der amorphen  $\text{SiN}$ -Schicht passiert. Mit der Simulation lassen sich die Reichweite der  $\text{Ga}^+$  und die der Kollisionkaskadenprodukte abschätzen. Zudem lässt sich der Anteil von Ionen samt ihrer Restenergie bestimmen, sollten Ionen eine bestimmte Materialstärke durchdringen.



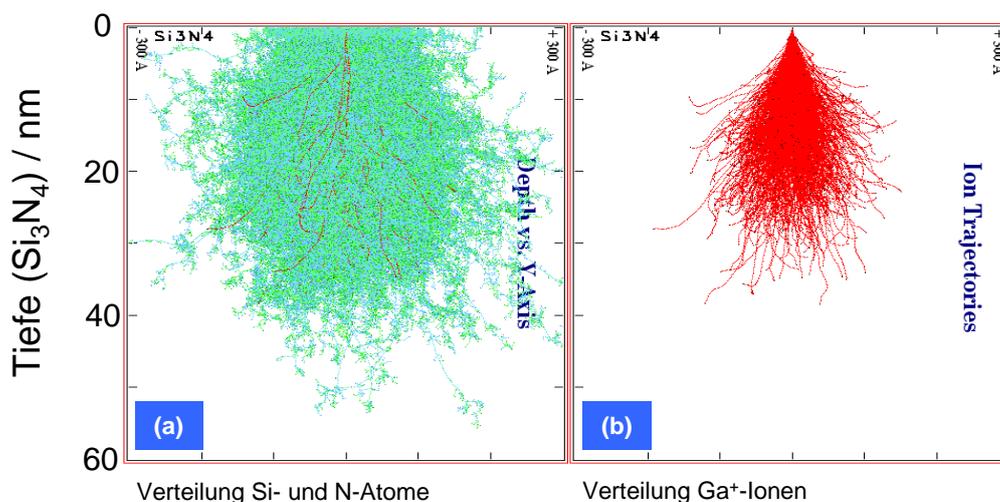
**Abbildung C.1.:** Simulierte Anzahl und Restenergie von  $10^3$  30 keV  $\text{Ga}^+$ -Ionen, die eine vorgegebene  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Stärke durchquert haben.

Das Diagramm von Abbildung C.1 listet die Anzahl und die Restenergie der  $10^3$  Gallium-Ionen auf, die in der Simulation eine vorgegebene  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Stärke durchquert haben. Während bei 5 nm

Materialstärke nahezu alle Ionen die Membran durchqueren und nur einen geringen Teil ihrer Energie abgeben, sinkt die Anzahl bis 30 nm schnell ab, da die simulierte mittlere Eindringtiefe bei nur etwa 18 nm liegt. Bei 40 nm durchqueren nur noch 3 von  $10^4$  die  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht und hatten danach noch eine Energie zwischen 1 und 10 keV. Dies zeigt, dass die Primärionen zum Großteil über die Dicke der  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membran gestoppt werden.

Durch eine Membranstärke von 40 bis 50 nm können so viele  $\text{Ga}^+$  gestoppt werden, dass die Zahl der Primärionen, deren Reichweite sich bis in die Co/Pt-Multilage erstreckt, um etwa vier Größenordnungen geringer ist als die Anzahl eingestrahelter Teilchen. Dies kann zum Teil die stärkeren Schädigungen von Bereich (D) (Abbildung 5.7) erklären.

In den Bereichen (B) und (C) sind die Restmembranstärken ausreichend, um voraussichtlich alle Ionen zu stoppen. Die Primärionen kommen für die dortigen Veränderungen nicht in Frage.



**Abbildung C.2.:** TRIM Simulation von 1000 30 keV  $\text{Ga}^+$  in 60 nm  $\text{Si}_3\text{N}_4$ : (a) Darstellung der gesamten Kollisionskaskade aus  $\text{Ga}^+$  und den beschleunigten Si bzw. N-Atomen, (b) Darstellung der dazugehörigen Bahnen der  $\text{Ga}^+$  innerhalb der  $\text{SiN}$ -Schicht. Abb. (a) zeigt, dass die Sekundärproduktbahnen der Kollisionskaskade weit tiefer in die Schicht reichen als die Bahnen der eingestrahelten  $\text{Ga}^+$ .

Wie bereits angedeutet, müssen auch die beschleunigten Sekundärprojekteile der Kollisionskaskade ( $\text{Si} + \text{N}$ ) betrachtet werden. Abbildung C.2 zeigt zu 1000 simulierten 30 keV  $\text{Ga}^+$ -Ionen in  $\text{Si}_3\text{N}_4$  einen Vergleich der gesamten Kollisionskaskadenverteilung (a) ( $\text{Ga}$ ,  $\text{Si}$  und  $\text{N}$ ) zu der Ausbreitung der  $\text{Ga}^+$ -Bahnen im  $\text{SiN}$  (b). Abbildung C.2 (a) verdeutlicht, dass ein Teil der beschleunigten Silizium- und Stickstoffatome durch einen elastischen Stoß weit in die Tiefe kapultiert werden. Ausführlichere Simulationen zeigen, dass Maximalreichweite von beschleunigten Si- bzw. N-Atomen bei etwa 70 nm ( $\text{Ga}^+$  bei ca. 55 nm) liegt. Die Simulation zeigt, dass neben den Gallium-Ionen auch die leichteren Sekundärprodukte der Kollisionskaskaden berücksichtigt werden müssen, die in weit größerer Zahl die Co/Pt-Multilage erreichen können. Dort können sie ähnliche Schäden, wie Durchmischung der Grenzflächen, Verspannungen durch Implantation und Kornwachstum hervorrufen, wie sie z.B. für Argon-Ionen auf Co/Pt-Schichten in Ref. [185] und [184] berichtet wurden.

Die dritte mögliche Ursache von Veränderungen der magnetischen Eigenschaften ist die Im-

### *C. Moderierter Ionenbeschuss und Anisotropie-Veränderung*

plantation von  $\text{Ga}^+$  in die SiN-Membran. Die implantierten Primärionen dehnen trotz gleichzeitigem Materialabtrag das Volumen der SiN-Membran leicht auf. Dadurch können sich Verspannungen auf die Co/Pt-Multilage ausweiten und Volumeneigenschaften der Anisotropie beeinträchtigen.

Dies und die Implantation von Si- und N-Atomen in die Multilage sind mögliche Erklärungen für die magnetischen Veränderungen in den Bereichen (B) und (C) (Abbildung 5.7).

# Danksagung

Zum Abschluss meiner Dissertation möchte ich denen danken, die einen Anteil an dieser Arbeit hatten oder mich über die Jahre begleitet haben:

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. P. Oepen, weil er mir ermöglicht hat, diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe anzufertigen. Ich danke ihm sehr für die konstruktiven und entscheidenden Impulse bei experimentellen und theoretischen Arbeiten und für die vielen Diskussionen und Gespräche in den letzten Jahren, bei denen ich sehr viel gelernt habe. Außerdem möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, meine Ergebnisse bei diversen Anlässen zu präsentieren.

Herrn Prof. Dr. Stefan Eisebitt möchte ich für die Bereitschaft danken, diese Arbeit zu begutachten. Zudem danke ich ihm an dieser Stelle sehr dafür, dass er im Jahr 2004 eine entscheidende Arbeit veröffentlicht hat.

Robert Frömter möchte ich für eine jahrelange gute Zusammenarbeit, für viele und fruchtbare Diskussionen sowie auch für die Hilfe bei der Korrektur der Dissertation danken.

Ich danke allen Mitgliedern des gemeinsamen Röntgenholografieprojekts (Robert Frömter, Holger Stillrich, Christian Menk, Carsten Tieg, Christian Gutt, Simone Streit-Nierobisch, Lorentz-M. Stadler, Olaf Leupold, Michael Sprung und Gerhard Grübel (sowie neu hinzugekommen: Matthias Hille, André Kobs und Leonard Müller)) für die jahrelange und ergebnisreiche Zusammenarbeit sowie für die vielen fruchtbaren Diskussionen als auch den Spaß vor Ort und die vielseitige Unterstützung.

Des Weiteren möchte ich mich bedanken bei:

- Sabine Pütter für die aufmerksame Korrektur einzelner Kapitel dieser Arbeit.
- der feinmechanischen Werkstatt mit ihrem Leiter Herrn Benecke für die Herstellung einzelner Komponenten (insb. danke ich Tim Hauseblas für die Fertigung der Teile zum XHM) und die fortwährend gute Zusammenarbeit.
- André Kobs und Hendrik Spahr für die gute Zusammenarbeit beim *in-situ*-MR-FIB-Projekt und die vielen fachlichen Diskussionen.
- Sebastian Hankemeier für die SEMPA-Aufnahmen, für die fachlichen Anregungen sowie auch für die vielen und unterhaltsamen Stunden im Büro.
- Matthias Hille für den schnellen Einstieg in die FTH und die magnetischen Untersuchungen.
- allen langjährigen Doktoranden: Yuliya Stark, Moritz Bubek, Fabian Lohfink und Simon Hesse für die vielen und unterhaltsamen Stunden in den Laboren, Büros und außerhalb des Instituts.
- allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe Grenzflächen- und Oberflächenphysik für die langjährige gute Stimmung und Arbeitsatmosphäre und für unzählige hilfreiche Taten.
- Frau M. Hinrichsen für ihre Orthographiekenntnisse.

Ich danke meiner Familie und Freunden; insb. meiner Mutter, meinem Bruder, Tobias und meiner Großmutter für ihre Begeisterung an meiner Arbeit und ganz besonders meiner Maik für die vielen schönen gemeinsamen Jahre, für ihre Geduld, den Blick in die Zukunft und für die große Hilfe beim Erstellen dieser Arbeit (bis zum Mond und zurück).