

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

FAKULTÄT MASCHINENWESEN

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktoringenieur

# Herstellung und Charakterisierung von magnetisch heterogenen Schichten und Elementen

Norbert Martin  
(Geboren am 31. März 1983 in Jena)

Dresden, 7. Juni 2011

---

Eingereicht am 7. Juni 2011

1. Gutachter: Prof. Dr. Ludwig Schultz (TU Dresden)

2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender (TU Dresden)

---

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir am heutigen Tag dem Prüfungsausschuss der Fakultät Maschinenwesen eingereichte Dissertation zum Thema:

*Herstellung und Charakterisierung von magnetisch heterogenen Schichten und Elementen*

vollkommen selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Dresden, den 7. Juni 2011

Norbert Martin

---

## Kurzfassung

In der vorliegenden Dissertation wurden magnetisch heterogene, weichmagnetische Schichten hergestellt und in ihren magnetischen Eigenschaften gezielt modifiziert. Zu Beginn wurden in makroskopischen Bereichen Strukturen mit lateral in Streifen modulierter magnetischer Anisotropie im Mikrometermaßstab hergestellt, um den Einfluss der inneren Grenzflächen auf die magnetische Hysterese zu charakterisieren. Dazu wurden über Ionenimplantation in einer funktionalen Deckschicht lokal zusätzliche mechanische Spannungen generiert, ohne die intrinsischen Eigenschaften der magnetischen Schicht zu verändern. Mit der entwickelten Methode können rein über das gezielte Induzieren mechanischer Spannungen hybride magnetische Eigenschaften mit periodisch alternierenden, magnetisch leichten Achsen erzeugt werden.

Im mesoskopischen Bereich beeinflussen zusätzlich die äußere Form und die Größe der magnetisch heterogenen Elemente die magnetischen Eigenschaften. In dieser Dissertation wurde für streifenstrukturierte Quadrate ein analytisches Modell entwickelt, um die Wechselwirkungen von Grenzflächen innerhalb der Elemente und der lateralen Elementgrenzen auf das Ummagnetisierungsverhalten zu simulieren. Das modellierte Ummagnetisierungsverhalten wurde mit experimentell gemessenen Daten unterlegt und bestätigt. Im Vergleich zwischen Modell und Experiment zeigte sich, dass die Größe der externen Felder, bei denen die Magnetisierung innerhalb der Elemente schaltet, voneinander abweicht. Dies ist bedingt durch die bevorzugte Nukleation magnetischer Domänen an den lateralen Begrenzungen der quadratischen Elemente.

Ein Aspekt, der die Nukleation von Domänen wesentlich beeinflusst, ist die Form der lateralen Begrenzung. Durch gezielte Manipulation des Kantenwinkels wurde das Ummagnetisierungsverhalten weichmagnetischer Kreisscheiben gesteuert. Dabei nukleiert der für Kreisscheiben charakteristische Vortexpzustand bevorzugt in Elementen mit abgeschrägten Kanten.

Die Gesamtheit der Daten zeigt, dass die magnetischen Eigenschaften heterogener Strukturen nicht nur von den Eigenschaften der Ausgangsmaterialien abhängen, sondern entscheidend von den Größen und Formen der Strukturierungen und der Elemente bestimmt werden.



# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                                                |           |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>                                                              | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Grundlagen</b>                                                              | <b>6</b>  |
| 2.1      | Energien eines Ferromagneten . . . . .                                         | 6         |
| 2.1.1    | Austauschenergie . . . . .                                                     | 6         |
| 2.1.2    | Anisotropieenergie . . . . .                                                   | 6         |
| 2.1.3    | Zeeman-Energie . . . . .                                                       | 9         |
| 2.1.4    | Entmagnetisierungsenergie . . . . .                                            | 10        |
| 2.2      | Magnetische Domänen . . . . .                                                  | 11        |
| 2.3      | Wechselwirkungen zwischen beschleunigten Ionen und Festkörpern . . . . .       | 15        |
| 2.4      | Strukturierung dünner Schichten . . . . .                                      | 16        |
| 2.4.1    | Fotolithografische Strukturierung . . . . .                                    | 16        |
| 2.4.2    | Strukturierung über Selbstorganisation . . . . .                               | 17        |
| <b>3</b> | <b>Charakterisierung ferromagnetischer dünner Schichten</b>                    | <b>19</b> |
| 3.1      | Analyse der Schichtmorphologie . . . . .                                       | 19        |
| 3.1.1    | Rasterelektronenmikroskopie . . . . .                                          | 19        |
| 3.1.2    | Transmissionselektronenmikroskopie . . . . .                                   | 20        |
| 3.1.3    | Atomkraftmikroskopie . . . . .                                                 | 20        |
| 3.2      | Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften . . . . .                     | 20        |
| 3.2.1    | Magnetische Kraftmikroskopie . . . . .                                         | 21        |
| 3.2.2    | Magneto-optische Kerr-Mikroskopie . . . . .                                    | 21        |
| 3.2.3    | Induktiv gemessene Hysteresekurven . . . . .                                   | 23        |
| <b>4</b> | <b>Manipulation magnetischer Eigenschaften über lokale Spannungsfelder</b>     | <b>25</b> |
| 4.1      | Materialsystem und Herstellung . . . . .                                       | 25        |
| 4.2      | Induzierte Spannungsgradienten durch strukturierte Ionenimplantation . . . . . | 26        |

---

|          |                                                                                            |           |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.3      | Einfluss der induzierten Spannungsanisotropie auf das Ummagnetisierungsverhalten . . . . . | 31        |
| <b>5</b> | <b>Einfluss lateraler Begrenzungen auf magnetisch heterogene Strukturen</b>                | <b>37</b> |
| 5.1      | Modellsystem und Probenpräparation . . . . .                                               | 38        |
| 5.2      | Analytische Modellierung der magnetischen Eigenschaften . . . . .                          | 39        |
| 5.3      | Vergleich zwischen Modell und Experiment . . . . .                                         | 48        |
| <b>6</b> | <b>Variation der Nukleationsbedingungen magnetischer Vortizes</b>                          | <b>61</b> |
| 6.1      | Modellierte mikromagnetische Eigenschaften . . . . .                                       | 61        |
| 6.2      | Herstellung von ferromagnetischen Kegelscheiben . . . . .                                  | 64        |
| 6.3      | Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften . . . . .                                 | 67        |
| <b>7</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                                                        | <b>71</b> |

# 1 Einleitung

Gegensätze ziehen sich an, das ist auch die Devise im Magnetismus. Dies gilt, angefangen vom Kompass, dessen Nordpol in Richtung des magnetischen Südpols der Erde zeigt, bis zur Festplatte, in der Sensoren mit weichmagnetischen Materialien die gespeicherten Informationen in hartmagnetischen Schichten auslesen. Moderne Sensoren in Festplatten bestehen aus ferromagnetischen, antiferromagnetischen und nicht magnetischen Materialien und es ist das Zusammenspiel zwischen diesen, das die Funktion überhaupt ermöglicht [1],[2],[3],[4],[5]. Das Verständnis der Wechselwirkungen zwischen den Materialien ist demnach ein essentieller Bestandteil in der Magnetismusforschung. Die Forschung beginnt im atomaren Maßstab, innerhalb dessen quantenphysikalische Phänomene die Hauptrolle spielen [6],[7]. In mesoskopischen Dimensionen, im Bereich der Domänengröße, beeinflussen das Gefüge des Werkstoffs oder künstlich hergestellte, heterogene Strukturen die magnetischen Eigenschaften maßgeblich [8],[9],[10]. Solche Strukturen ermöglichen magnetische Eigenschaften, die mit Einzelmaterialelementen nicht möglich sind. So können beispielsweise die Schaltfelder ferromagnetischer Schichten über die Kopplung an einen Antiferromagneten so verschoben werden, dass im Nullfeld nur noch eine Magnetisierungsrichtung stabil ist [11],[12]. Dieser Effekt wird als Austauschverschiebung bezeichnet. Ein ähnlicher Effekt wird auch über die Verbindung von hart- und weichmagnetischen dünnen Schichten erzielt. Die Magnetisierung in der weichmagnetischen Schicht ordnet sich durch die Austauschkopplung ohne externes Magnetfeld parallel zur Magnetisierung der hartmagnetischen Schicht an. Der Effekt wird Exchange-Spring-Effekt genannt [13],[14]. Sowohl der Effekt der Austauschverschiebung, als auch der Exchange-Spring-Effekt sind Grenzflächenphänomene. Daher ist es besonders wichtig zu analysieren, wie sich die Magnetisierung nahe der Grenzflächen verhält, um maßgeschneiderte Eigenschaften zu erzielen. In Multilagen ist die Magnetisierung nahe der Grenzfläche experimentell schwer zugänglich, da sich die Grenzfläche im Material verbirgt. In lateral strukturierten Schichten hingegen zeigen die Grenzflächen senkrecht zur Oberfläche und sind leicht zugänglich [15].

Das Ziel der vorliegenden Dissertation ist die Erweiterung des Verständnisses über die magneti-

schen Eigenschaften lateral heterogener Strukturen vom Wafermaßstab bis hin zu nanoskaligen Elementen. Das gewonnene Verständnis soll helfen, magnetische Elemente mit maßgeschneiderten Eigenschaften über einen weiten Größenbereich herzustellen.

Die Ionenimplantation ist ein sehr elegantes und vielseitiges Verfahren, um laterale Heterostrukturen zu erzeugen [16],[17]. Durch den Eintrag hochenergetischer Ionen werden die Schichten lokal dotiert, Materialien können (re)kristallisieren und magnetische Anisotropien verändert werden [18]. Die Kombination aller Effekte ist jedoch nicht immer gewünscht. In dieser Dissertation wurde daher eine Methode entwickelt, um über gezielt eingebrachte Spannungen die Anisotropien zu modifizieren, ohne die intrinsischen Eigenschaften der magnetischen Schicht zu verändern. Dazu wurde eine Deckschicht auf den Ferromagneten abgeschieden und mit Ionen implantiert. Durch die implantationsbedingte Bildung von Spannungsgradienten konnten magnetische Anisotropien generiert und strukturiert werden. Maßgeschneiderte Anisotropien im Mikrometermaßstab und darunter sind mit der Methode ohne Weiteres im Wafermaßstab möglich, so dass das Verfahren ein großes Potenzial für Forschung und Anwendung in der Spin-Elektronik bzw. Magnonik mitbringt [19],[20].

Für die Anwendung der magnetischen Heterostrukturen in der Spin-Elektronik spielen auch Bauteilform und -größe entscheidende Rollen [21],[22]. Da die Bauteilgeometrie nur begrenzt an die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Werkstoffe angepasst werden kann, ist ein Verständnis über den Einfluss der Form auf die magnetischen Eigenschaften unabdingbar. Dieser Einfluss wurde in der Arbeit an einer quadratischen, magnetisch heterogenen Referenzgeometrie mit streifenweise modulierter Sättigungsmagnetisierung modelliert und mit experimentellen Daten verglichen. Modell und Experiment stimmen qualitativ sehr gut und in Teilen auch quantitativ überein. Die Annahmen des Modells geben die Realität korrekt wieder und der vorgestellte Ansatz kann auf weitere Geometrien übertragen werden. Die Grenzen des Modells werden bei Prozessen wie der Nukleation von magnetischen Domänen erreicht. Die Nukleation von Domänen oder Magnetisierungsstrukturen wie magnetischen Vortizes wird sehr stark von den Grenzflächen der Elemente beeinflusst [23],[24]. Durch eine hohe Grenzflächenrauigkeit oder abgeschrägte Elementkanten können Nukleationszentren entstehen, die das Ummagnetisierungsverhalten beeinflussen. In der vorgestellten Arbeit wird das Nukleationsverhalten magnetischer Vortizes in Abhängigkeit von der Neigung der Kanten analysiert. Mikromagnetische Simulationen wurden an zylindrischen Elementen durchgeführt, da diese entlang der Mantelfläche isotrop sind. Es zeigt sich, dass bei gegebener Dicke ein optimaler Kantenwinkel existiert, bei dem magnetische Vortizes einfacher nukleieren können. Dies eröffnet einen Weg,

kleinere Strukturen zu erzeugen, bei denen der für die Datenspeicherung interessante Vortexzustand sonst nicht nukleieren würde [25]. Experimentell konnten scheibenförmige Elemente mit dem optimalen Kantenwinkel mit Nanosphärenlithografie hergestellt werden. Anhand von magnetischen Hysteresemessungen und magnetischer Kraftmikroskopie konnte das Vorhandensein magnetischer Vortizes auch in dicht gepackten Strukturen nachgewiesen werden. Die aus den Experimenten und Simulationen gewonnenen Erkenntnisse werden in der Dissertation zu einem Gesamtbild über die verschiedenen Einflüsse auf die magnetischen Eigenschaften von Heterostrukturen zusammen gestellt.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Energien eines Ferromagneten

Im Mikromagnetismus sind vier grundlegende Energien für die magnetischen Eigenschaften eines Ferromagneten entscheidend [26]. In diesem Kapitel werden diese Energien und deren Auswirkungen auf die Eigenschaften vorgestellt.

#### 2.1.1 Austauschenergie

Ferromagnetismus tritt im Festkörper auf, wenn die resultierenden magnetischen Momente der Atome über die quantenmechanische Austauschwechselwirkung miteinander gekoppelt sind [7]. Die Stärke der Kopplung ist durch die spezifische Austauschenergie

$$e_{\text{ex}} = A \cdot (\text{grad } \vec{m})^2 \quad (2.1)$$

definiert. Dabei ist  $A$  die materialabhängige Austauschkonstante und  $\vec{m}$  der auf die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  normierte Magnetisierungsvektor. Anhand der Gleichung ist ersichtlich, dass im Ferromagneten die Austauschenergie mit einer räumlichen Magnetisierungsänderung zunimmt und daher das System bestrebt ist, alle magnetischen Momente parallel zu einer beliebigen Richtung auszurichten.

#### 2.1.2 Anisotropieenergie

Existieren im Ferromagneten eine oder mehrere magnetische Vorzugsrichtungen, so ist dieser magnetisch anisotrop. Im Falle nur einer Vorzugsrichtung spricht man von uniaxialer Anisotropie [27]. Der aufzubringende Energiebeitrag für die Abweichung von  $\vec{M}$  von der Vorzugsrichtung ist die Anisotropieenergie

$$e_{\text{an}} = K_u \cdot \sin^2 \theta \quad (2.2)$$

mit der Anisotropiekonstante  $K_u$  und dem Winkel zwischen Magnetisierungs- und Vorzugsrichtung  $\theta$ . Mögliche physikalische Ursachen einer Vorzugsrichtung sind die Spin-Bahn-Kopplung der Elektronen und deren Wechselwirkung mit der Kristallstruktur des Ferromagneten (*magnetokristalline Anisotropie*), lokale Ordnung von Atomen in einer Legierung (*induzierte Anisotropie*) und anisotrope mechanische Spannungen (*Spannungsanisotropie*).

### Induzierte Anisotropie

Die physikalische Interpretation der induzierten Anisotropie ist die Bildung einer atomaren Nahordnung der ferromagnetischen Elemente einer Legierung, entlang derer sich die Magnetisierung bevorzugt ausrichtet [28],[29]. Diese Ordnung kann durch gerichtete atomare Platzwechselmechanismen eingebracht werden. In diesem Zusammenhang etablierte Verfahren sind z. B. Abscheidung von ferromagnetischen Schichten im Magnetfeld, Glühung mit externen Magnetfeldern oder Ionenbeschuss im Magnetfeld. Allen Verfahren gemein ist die gerichtete Beeinflussung von atomaren Platzwechselmechanismen über externe Magnetfelder. Unterschiedlich sind die Mechanismen der zusätzlichen Energieeinträge, die für die Platzwechselvorgänge nötig sind. Im Falle der Abscheidung ist die Energie der Atome erhöht, bevor Sie auf das Substrat treffen. Somit können die Atome für einen kurzen Zeitraum auf dem Substrat diffundieren. Bei der Glühung im Magnetfeld wird die Diffusion der Atome thermisch angeregt. Der zusätzliche Energieeintrag beim Beschuss mit hochenergetischen Ionen wird durch Stoßprozesse der Ionen mit den Atomen im Ferromagneten generiert. Der Vorteil dieses Verfahrens im Vergleich zur Magnetfeldglühung oder -abscheidung ist die Möglichkeit, strukturiert zu implantieren und somit die Anisotropie lokal im Nanometer-Maßstab zu verändern.

### Magnetostriktion

Die Längenänderung eines Ferromagneten im externen Magnetfeld wird als Magnetostriktion bezeichnet. Die maximal mögliche Änderung bei der magnetischen Sättigung des Ferromagneten ist die Sättigungsmagnetostruktionskonstante  $\lambda_s = \frac{\Delta L_s}{L}$ . Die physikalische Ursache für Magnetostriktion ist die Spin-Bahn-Kopplung. Der Zusammenhang zwischen Spin-Bahn-Kopplung und Magnetostriktion ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Bei sehr starker Kopplung hängt die Verteilung der Elektronen um den Atomkern maßgeblich von der Orientierung der Spins im Atomkern ab. Daher richten sich durch Anlegen eines Magnetfeldes  $H_{ext}$  sowohl die magnetischen Momente, als auch die Elektronenwolke aus [30]. Die skizzierte ma-

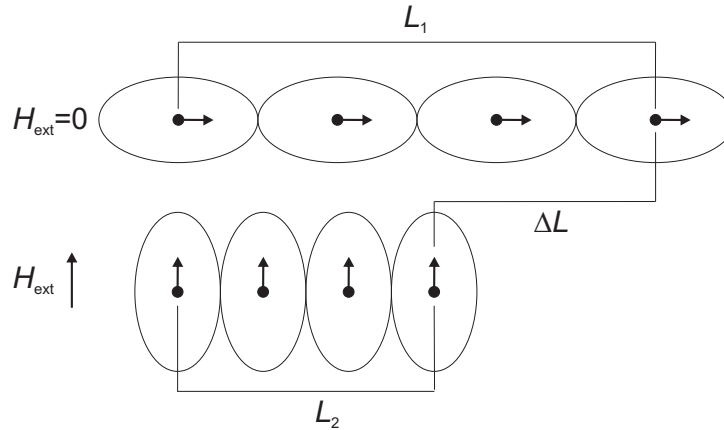


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des physikalischen Ursprungs der Magnetostriktion im ein-dimensionalen Fall. Die Ellipsen stellen die feldabhängige Elektronenverteilung um den Atomkern (Punkt) dar [30].

gnetostriktive Dehnung ist in der Größenordnung von  $\frac{\Delta L}{L_1} \approx -0,5$ . Tatsächliche Dehnungen in realen Ferromagneten sind deutlich kleiner ( $10^{-5}$ ). Dies bedeutet, dass in einem Kristall die Ausrichtung der Elektronen um den Atomkern nur sehr schwach von der Orientierung der Spins abhängt.

Der Effekt der Magnetostriktion funktioniert in beide Richtungen, d. h. gerichtete mechanische Spannungen  $\sigma$  können die Magnetisierung in einem Ferromagneten ändern. Die gerichteten Spannungen wirken in Abhängigkeit von  $\lambda_s$  wie eine zusätzliche magnetische Anisotropie. Im Falle einer richtungsunabhängigen Magnetostruktionskonstante in isotropen Materialien, z. B. in amorphen Legierungen, kann der zusätzliche Beitrag zur spezifischen Anisotropieenergie über die Gleichung

$$e_{\text{me}} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\theta \quad (2.3)$$

errechnet werden. Dabei ist  $\theta$  der Winkel zwischen Magnetisierung und Spannung. Anhand der Gleichung ist ersichtlich, dass der Winkel  $\theta$  bei dem  $e_{\text{me}}$  minimal wird, von den Vorzeichen von  $\lambda_s$  und  $\sigma$  abhängt. Für positive  $\lambda_s$  ist die spezifische Energie bei Zugspannungen parallel zur Spannungsrichtung minimal ( $\theta = 0^\circ$ ) und bei Druckspannungen senkrecht zur Spannungsrichtung ( $\theta = 90^\circ$ ). In weichmagnetischen Materialien mit niedriger magnetokristalliner Anisotropie kann dieser Beitrag auch bei niedrigen Spannungen die Orientierung der magnetisch leichten Achse verändern. Somit kann in Weichmagneten das Ummagnetisierungsverhalten durch gezielt eingebrachte Spannungen kontrolliert beeinflusst werden, wie in Abb. 2.2 schematisch dargestellt.



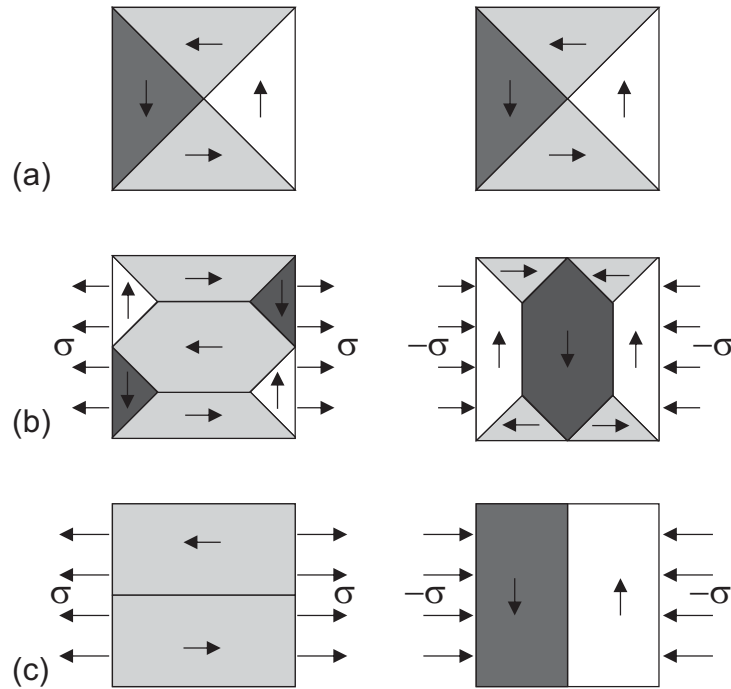


Abbildung 2.2: Skizziertes Verhalten der Magnetisierung eines Materials mit positiver Magnetostriktion  $\lambda_s$  (in Anlehnung an [30]).

Die magnetokristalline Anisotropie in dem dargestellten Element ist null, sodass die Magnetisierungskonfiguration im entmagnetisierten Zustand der Struktur in Abb. 2.2 (a) entspricht [31]. Je nach Vorzeichen der angelegten Spannung ändert sich der Anteil an Domänen parallel zur Spannungsachse. Die Magnetostruktionskonstante des dargestellten Elements ist positiv, so dass die Domänen parallel zur Spannungsachse unter Zugspannung wachsen und unter Druckspannung schrumpfen [2.2 (b)]. Je größer die Spannungen sind, desto stärker ist der Effekt, bis die Magnetisierung nur noch entlang einer Achse zeigt [2.2 (c)].

### 2.1.3 Zeeman-Energie

Der Einfluss externer Felder auf die Energie des Ferromagneten ist über die Beziehung

$$e_{\text{zee}} = -\mu_0 \vec{H}_{\text{ext}} \vec{M} \quad (2.4)$$

gegeben [32]. Diese Energie ist minimal, wenn die Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe parallel zum externen Feld  $\vec{H}_{\text{ext}}$  orientiert ist.

### 2.1.4 Entmagnetisierungsenergie

Ein zusätzlicher Energiebeitrag resultiert aus einem vom Ferromagneten selbst generierten Magnetfeld  $H_d$ , das so genannte Streufeld [26],[32]. Dieses Feld lässt sich aus der MAXWELL'schen Gleichung  $\text{div} \vec{B} = 0$  und dem Zusammenhang zwischen  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.5)$$

herleiten. Setzt man diese beiden Gleichungen ineinander ein, ergibt sich die Beziehung

$$\text{div} \vec{H}_d = -\text{div} \vec{M}. \quad (2.6)$$

Quellen und Senken von  $\vec{M}$  wirken wie positive und negative magnetische Ladungen. Das durch die Ladungen generierte Magnetfeld  $H_d$  kann wie ein elektrisches Feld berechnet werden. Die Energiedichte von  $H_d$ ,  $e_d$  ist

$$e_d = \frac{1}{2} \mu_0 \vec{H}_d^2 = \frac{1}{2} \mu_0 \vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (2.7)$$

Die Gleichung zeigt, dass bei  $H_d \neq 0$  die spezifische Entmagnetisierungsenergie  $e_d$  immer positiv ist. Magnetische Streufelder existieren im gesamten Raum, deshalb muss zur Berechnung der Streufeldenergie

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 \int \vec{H}_d^2 dV = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{\text{Probe}} \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV \quad (2.8)$$

der erste Teil der Gleichung über den gesamten Raum integriert werden. Im zweiten Teil reicht es aus, über das Probenvolumen zu integrieren, da die Magnetisierung außerhalb der Probe null ist.

Eine Möglichkeit,  $\vec{H}_d$  zu minimieren, ist die Ausrichtung der Magnetisierung entlang bestimmter, von der Form des Ferromagneten abhängiger Richtungen. Für Ellipsoide besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Streufeld  $\vec{H}_d$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$ :

$$\vec{H}_d = -\vec{N} \vec{M}. \quad (2.9)$$

Der Entmagnetisierungstensor  $\vec{N}$  setzt sich aus den Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  für alle Raumrichtungen zusammen [32],[33]. Die Faktoren sind formabhängig und ihre Summe ist immer eins. Berechnungen ergeben, dass der Entmagnetisierungsfaktor parallel zur langen Achse des Ellipsoiden am kleinsten ist und somit das Streufeld am geringsten ist, wenn  $\vec{M}$  parallel zur langen Achse zeigt. Diese Betrachtung berücksichtigt nur Fälle, in denen der Ferromagnet homogen in eine Richtung magnetisiert ist. Im nächsten Abschnitt werden Beispiele aufgeführt, wie Streufelder  $H_d$  über die Bildung von Bereichen unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung, die in sich magnetisch gesättigt sind, vermieden werden können.

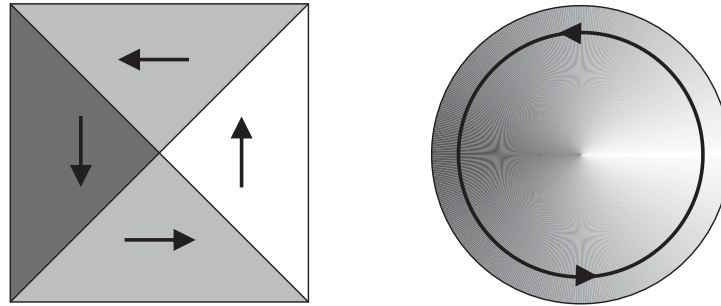


Abbildung 2.3: Skizzierte Magnetisierungskonfigurationen in quadratischen und scheibenförmigen Elementen ohne magnetokristalline Anisotropie und mit deutlich kleineren Elementdicken im Vergleich zu den lateralen Ausdehnungen.

## 2.2 Magnetische Domänen

Die Ursache magnetischer Domänen ist die Reduzierung von Streufeldenergie [32]. In Abb. 2.3 sind zwei Magnetisierungskonfigurationen dargestellt, die Streufelder minimieren. In einem rechteckigen Element mit einer Elementdicke deutlich kleiner als die laterale Ausdehnung bilden sich Bereiche gleicher Magnetisierungsrichtung, die in sich magnetisch gesättigt sind [32],[34]. Diese Bereiche werden magnetische Domänen genannt. Innerhalb der Domänen richtet sich die Magnetisierung so aus, dass  $\text{div} \vec{M}$  an den Grenzflächen zu anderen Domänen (Domänenwänden) und der Oberfläche null ist. In einem mesoskopischen, scheibenförmigen Element dreht sich die Magnetisierung kontinuierlich parallel zur Mantelfläche. In dem Fall ist  $\text{div} \vec{M}$  am Rand sehr klein und nimmt zur Mitte hin zu. Die dadurch entstehende Streufeldenergie ist für dünne Scheiben mit Durchmessern größer 100 nm deutlich kleiner als für eindomänige Scheiben [25],[35].

In den in Abb. 2.3 skizzierten Magnetisierungskonfigurationen ändert sich  $\vec{M}$  im Raum, so dass nach Gl. 2.1 der Betrag an Austauschenergie zunimmt. Anhand dieser Gleichung ist ebenfalls ersichtlich, dass sich die Magnetisierung in den Domänenwänden und im Zentrum des kreisförmigen Elements kontinuierlich ändern muss, da ansonsten die Austauschenergie gegen unendlich ginge.

### Struktur der Domänenwände in dünnen Schichten

Der Magnetisierungsverlauf innerhalb einer Domänenwand hängt vom Material und von der Dicke der dünnen Schicht ab. Für Schichtdicken unterhalb der ca. zehnfachen charakteristischen

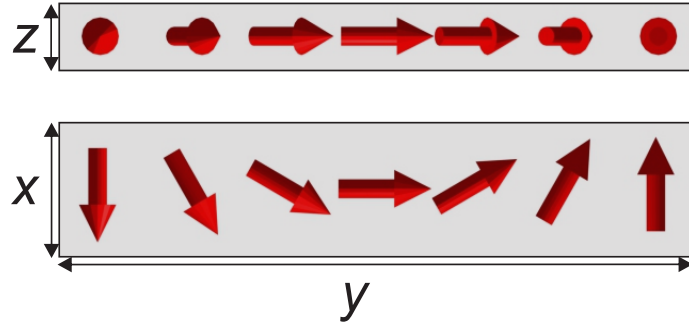


Abbildung 2.4: Schematisch dargestellte Magnetisierungskonfiguration in einer Néel-Wand im Schichtquerschnitt (oben) und der Draufsicht. Die Pfeile symbolisieren die Orientierung der magnetischen Momente.

Austauschlänge

$$L_E = \sqrt{\frac{A}{K_d}} \quad (2.10)$$

mit der Austauschkonstante  $A$  und der spezifischen Streufeldenergie  $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$  ist der charakteristische Wandtyp die Néel-Wand, innerhalb derer sich die Magnetisierung parallel zur Schichtebene dreht (Abb. 2.4) [36], [37], [38]. Bei diesem Wandtyp ist die Divergenz der Magnetisierung entlang der Breite  $b$  ungleich null, so dass in der Ebene Streufelder generiert werden. Die Größe der Streufeldenergie wird vom Wandwinkel beeinflusst und bestimmt maßgeblich die Wandenergie [39]. Die Abhängigkeit der spezifischen Wandenergie  $\gamma_w$  vom Wandwinkel  $\theta$  kann über die phänomenologische Gleichung

$$\gamma_w = \gamma_0 \cdot \left[ 1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^2. \quad (2.11)$$

mit der spezifischen Wandenergie einer  $180^\circ$ -Wand,  $\gamma_0$ , berechnet werden [34],[36]. In Abb. 2.5 (a) ist die in Gl. 2.11 beschriebene Abhängigkeit aufgetragen. Die hohe spezifische Energie einer  $180^\circ$ -Wand im Vergleich zu einer Wand mit niedrigeren Wandwinkeln ist die Ursache für die Bildung eines weiteren Wandtyps in magnetischen dünnen Schichten, der Stachelwand [40],[41]. Die Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer Stachelwand ist schematisch in Abb. 2.5 (b) dargestellt. Diese besteht aus einem Verbund von  $90^\circ$ -Néelwänden (gestrichelte Linien), Vortizes und Antivortizes mit einer deutlich höheren effektiven Wandlänge als eine einzelne  $180^\circ$ -Néelwand. Der zusätzliche Energieaufwand durch die höhere Wandlänge wird durch die niedrigere spezifische Wandenergie überkompensiert. Jedoch zeigt die Magnetisierung innerhalb der Vortex- und Antivortexstrukturen aus der Ebene heraus. Dadurch entstehen in Stachelwänden, im Gegensatz zu  $180^\circ$ -Néelwänden, Oberflächenladungen senkrecht zur

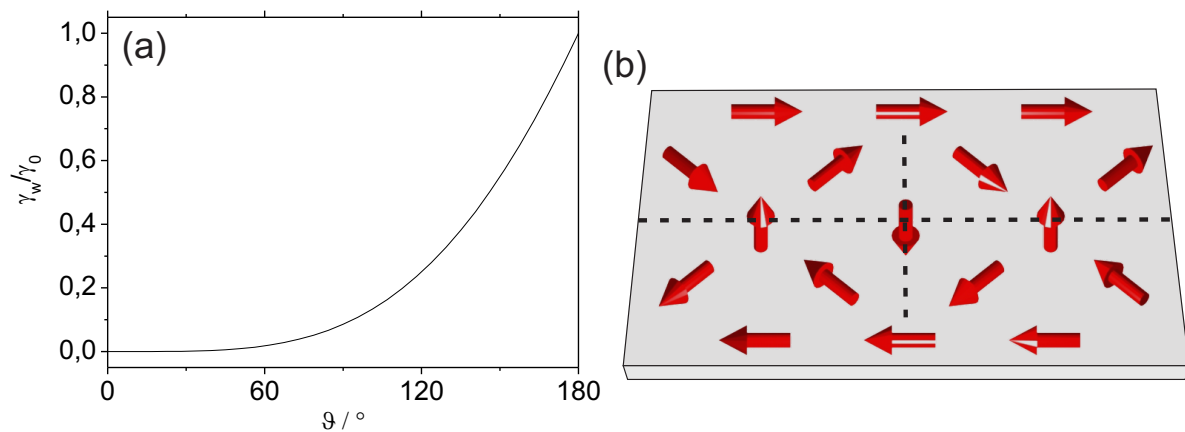


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der normierten spezifischen Wandenergie  $\gamma_w/\gamma_0$  vom Wandwinkel  $\theta$  (a) und schematische Darstellung der Magnetisierung in einer Stachelwand (b).

Schicht [42]. Die Oberflächenladungen sind unabhängig von der Schichtdicke vorhanden, so dass bei sehr niedrigen Schichtdicken von  $d \approx 2,3L_E$   $180^\circ$ -Néelwände stabiler sind [41]. Bei hohen Schichtdicken oberhalb der zehnfachen Austauschlänge spielen die Oberflächenladungen im Vergleich zu den magnetischen Ladungen in der Ebene nur noch eine untergeordnete Rolle, sodass noch ein dritter Wandtyp entstehen kann: die asymmetrische Blochwand [32].

## Magnetische Vortizes

Magnetische Vortizes bestehen aus einem äußeren Bereich, in dem die Magnetisierung in der Ebene rotiert und einem Kern, in dem die Magnetisierung aus der Ebene zeigt, wie in Abb. 2.6 dargestellt [43],[44]. Die Drehung der Magnetisierung aus der Ebene heraus reduziert die Austauschenergie, da die Magnetisierungsänderung bei einer Rotation der Magnetisierung ausschließlich in der Ebene im Rotationszentrum unendlich groß wäre - und damit auch die Austauschenergie. Die Singularität in der Austauschenergie umgeht das System unter Bildung eines Wirbels, in dessen Zentrum die Magnetisierung  $90^\circ$  zur Schichtebene orientiert ist. Die dadurch generierten Oberflächenladungen erzeugen einen zusätzlichen Beitrag zur Streufeldenergie. Dieser ist unabhängig davon, ob die Magnetisierung innerhalb des Vortexkerns wie skizziert nach oben zeigt oder nach unten. Im Nullfeld ist der Vortexzustand stabil, wenn die zusätzlichen Energiebeiträge des Vortex kleiner als die Reduktion an Wand- oder Streufeldenergie sind [35]. Dies bedeutet für den Übergang Néelwand→Stachelwand, dass die reduzierte Wandenergie durch die Ausbildung von "Stacheln" größer sein muss als der Energiebeitrag der Vortizes

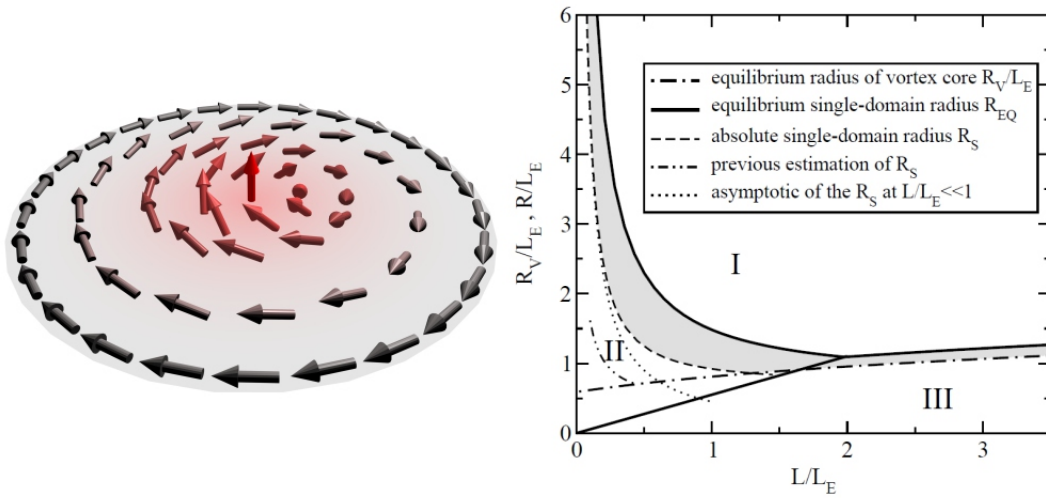


Abbildung 2.6: Links: Schematische Magnetisierungskonfiguration eines Vortex. Die Pfeile symbolisieren die Magnetisierungsrichtung und die Farbcodierung die Komponente der Magnetisierung aus der Ebene heraus. Rechts: Phasendiagramm eines zylindrischen Elements [35]. In dem Diagramm ist  $L_E$  die Austauschlänge,  $L$  die Schichtdicke,  $R$  und  $R_V$  der Radius des Elements und des Vortexkerns. Die römischen Ziffern repräsentieren die Grundzustände: I=Vortexzustand, II=eindomäniger Zustand mit  $\vec{M}$  senkrecht zur Mantelfläche und III= eindomäniger Zustand mit  $\vec{M}$  parallel zur Zylinderachse. Im grauen Bereich ist der Vortexzustand metastabil.

und der Antivortizes.

In zylindrischen Elementen ist die Stabilität des Vortexzustands von den Dimensionen des Elements abhängig, wie das Phasendiagramm in Abb. 2.6 zeigt. In dem Diagramm sind die Grundzustände in Abhängigkeit von der Elementdicke  $L$  und dem Radius des Elements  $R$ , beide normiert auf die Austauschlänge  $L_E$ , aufgetragen. Anhand des Plots ist der Vortex bei hohen Radien und/oder hohen Dicken stabil. Für hohe Schichtdicken und Elementradien sind die Oberflächen sehr groß, so dass im eindomänen Zustand viele magnetische Ladungen und damit Streufeldenergie generiert werden. Dadurch ist in dem Fall der Vortexzustand stabil. Bei niedrigen Schichtdicken und Radien ist der Grundzustand eindomänig mit der Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Mantelfläche für  $2R > L$  und parallel zur Zylinderachse für  $2R < L$ . In dem Fall ist die zusätzliche Streufeldenergie des eindomänen Zustands kleiner als die Energien des Vortexzustands.

## 2.3 Wechselwirkungen zwischen beschleunigten Ionen und Festkörpern

Treffen beschleunigte Ionen mit kinetischen Energien im keV-Bereich auf die Oberfläche eines Festkörpers, so wechselwirken diese mit der elektronischen Struktur des Festkörpers und den Atomkernen [45]. Aufgrund des lokal sehr hohen Energieeintrags werden Atome des Festkörpers aus ihrer Ruhelage geschossen und atomare Platzwechselmechanismen finden statt. Oberflächennahe Atome können den Festkörper verlassen und Atome tiefer im Festkörper diffundieren lokal. Beide Effekte haben ihren Weg in die Anwendung gefunden [46]. Der Abtrag oberflächennaher Atome durch Beschuss mit hochenergetischen Ionen wird beim Ionenätzen ausgenutzt und die Diffusion beispielsweise für die Bildung hybrider amorph-teilkristalliner Schichten [15],[47]. Die Größe der Wechselwirkung zwischen Ionen und den Atomen des Festkörpers ist von der Ionenenergie, der Ionenmasse, dem Auftreffwinkel und der Zusammensetzung des Festkörpers abhängig. Generell gilt, dass mit höherer Ionenenergie und niedrigerer Ionenmasse die Eindringtiefe steigt [45]. Mit der Gleichung

$$R = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_k(E) + S_e(E)} \quad (2.12)$$

lässt sich der Gesamtreichweite  $R$  der Ionen in Abhängigkeit von der Anfangsenergie  $E_0$  berechnen. In dieser Formel sind  $S_k$  und  $S_e$  die Bremsquerschnitte für Wechselwirkungen mit den Atomkernen und Elektronen und  $N$  die Anzahldichte der Targetatome. Mit der Kenntnis über

die Reichweite und das Bewegungsprofil der Ionen im Festkörper können gezielt Dotierungsprofile eingestellt werden. In Abb. 2.7 sind Implantationsprofile für verschiedene Ionenenergien skizziert. Bei niedrigen Ionenenergien werden die Ionen schon nahe der Oberfläche stark ab-

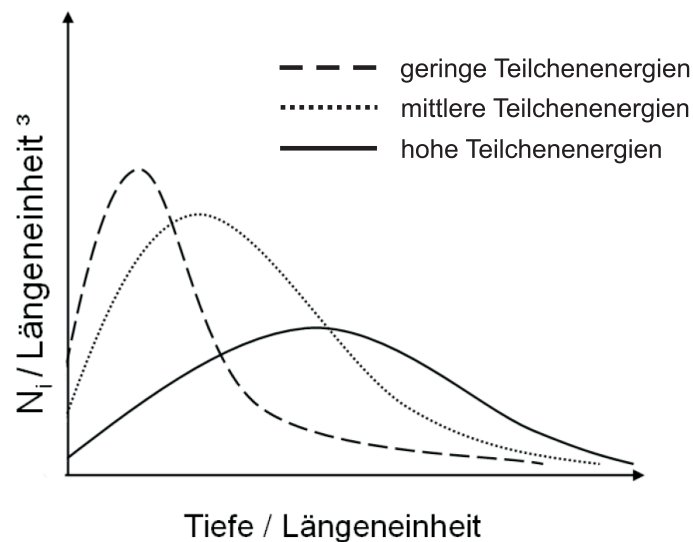


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von Implantationsprofilen in Abhängigkeit von der Energie der Ionen. Die Masse der Ionen ist konstant,  $N_i$  ist die Anzahldichte. Die Abbildung ist eine angepasste Version aus [45].

gebremst, so dass eine scharfe Ionenverteilung nahe der Oberfläche entsteht. Mit steigender Ionenenergie dringen die Ionen tiefer in den Festkörper ein und die Verteilung der Ionen wird homogener.

## 2.4 Strukturierung dünner Schichten

Die laterale Verteilung der Ionen kann über eine definierte Maskierung des zu implantierenden Materials gesteuert werden. Die in der Arbeit vorgestellten Verfahren sind zum einen die Fotolithografie für Strukturgrößen im Mikrometer-Bereich und die Nanosphärenlithografie für Strukturgrößen kleiner ein Mikrometer.

### 2.4.1 Fotolithografische Strukturierung

In der Fotolithografie wird die Lichtempfindlichkeit organischer Lacke, beispielsweise PMMA, ausgenutzt, um hochaufgelöste Strukturen zu erzeugen. Der Fotolack wird durch die Belich-



tung mit bestimmten Lichtquellen, z. B. Quecksilberdampflampen, löslich (Positivlack) oder unlöslich (Negativlack) für den Entwickler [45]. Der Fotolack wird maskiert, um lösliche und unlösliche Strukturen im Fotolack zu erzeugen. Das einfachste Verfahren, das auch in der Dissertation verwendet wurde, ist die Kontaktbelichtung, bei dem eine Maske auf den Fotolack gepresst wird und die Strukturen der Maske während der Belichtung direkt auf den Lack übertragen werden. Die Vorteile des Verfahrens sind die Einfachheit und die hohe Auflösung. Nachteile wie Verschmutzung der Maske oder Belichtungsfehler durch ungleichmäßiges Anpressen spielen bei den in der Arbeit verwendeten Strukturgrößen im Mikrometerbereich eine untergeordnete Rolle.

### 2.4.2 Strukturierung über Selbstorganisation

Selbstorganisation von Nanopartikeln ist eine Möglichkeit, geordnete Strukturen im Nanometerbereich zu erzeugen [48]. Diese Strukturen können über die Abscheidung einer Suspension auf das zu maskierende Substrat erzeugt werden. In Abb. 2.8 sind schematisch die Mechanismen der Selbstorganisation dargestellt. Bei guter Benetzung der Flüssigkeit (blau) zwischen dem Substrat und den kugelförmigen Partikeln treten zwei Effekte auf, unter denen sich die Partikel aufeinander zu bewegen [49]. Zum einen ist bei Wasserhöhen  $h$  größer als die Gleichgewichtshöhe  $h_0$  der hydrostatische Druck der Gasphase höher als der Druck in der Flüssigkeit. Zum anderen ist die  $x$ -Komponente der Oberflächenspannung  $\sigma$ ,  $\sigma_x$ , im inneren Bereich deutlich größer als im äußeren Bereich. Der Unterschied von  $\sigma_x$  innen und  $\sigma_x$  außen und damit

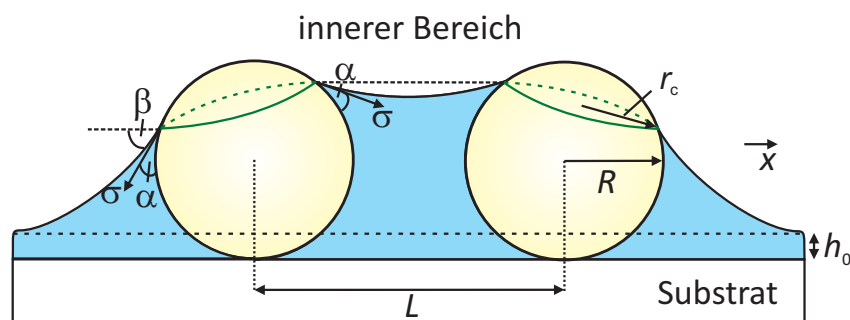


Abbildung 2.8: Zwei kugelförmige Partikel in einem Flüssigkeitsfilm. Die Verdunstung und die Kapillarkräfte bewirken eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Kugeln. Die Abbildung wurde [49] entnommen und angepasst.

die Anziehung zwischen den Partikeln wächst mit geringerem Abstand  $L$ . Die resultierende

Kapillarkraft  $F_x$  in  $x$ -Richtung kann mit der Gleichung

$$F_x = 2\pi\sigma r_c^2 \cdot \frac{\sin^2 \beta}{L} \quad (2.13)$$

unter der Bedingung  $r_c \ll L$  abgeschätzt werden [50]. Dabei ist  $r_c$  der Radius der 3-Phasen-Linie (grüne Linien in Abb. 2.8) und  $\beta$  der mittlere Winkel zwischen Meniskus und Horizontlinie. Nachdem sich ein Keim gebildet hat, lagern sich weitere Partikel an und eine Monolage entsteht. Diese kann unter geeigneten Bedingungen, wie ein sauberes, partikelfreies Substrat und gute Benetzung der Suspension, um mehrere Größenordnungen größer sein als die Strukturgröße selbst. Dadurch lässt sich dieses Verfahren sehr gut für großflächige Anwendungen skalieren. Bei großen Flächen spielt die Konzentration der Partikel in der Suspension,  $c_p$ , eine entscheidende Rolle [49]. Damit eine geschlossene Monolage entsteht, muss  $c_p$  hinreichend groß sein, sodass die Partikel die gesamte, von der Suspension benetzte Fläche, bedecken können. Die Konzentration darf aber nicht beliebig erhöht werden, da ansonsten Mehrlagen entstehen können.

## 3 Charakterisierung ferromagnetischer dünner Schichten

### 3.1 Analyse der Schichtmorphologie

Die Analyse der Schichtmorphologie ist notwendig, um materialspezifische von topografisch bedingten magnetischen Eigenschaften unterscheiden zu können. Da lichtmikroskopische Aufnahmen Strukturgrößen im Nanometer-Bereich nicht mehr auflösen können, wurden im Rahmen dieser Dissertation elektronenmikroskopische Verfahren und Rasterkraftmikroskopie zur Strukturcharakterisierung eingesetzt.

#### 3.1.1 Rasterelektronenmikroskopie

Die Aufnahmen für die Dissertation wurden an einem *JEOL* 6400 und an einem *FEI* XL-20 erstellt. In den Rasterelektronenmikroskopen wurden beschleunigte Elektronen mit Energien von  $E_e = e \cdot U = 10 \text{ keV}$  und  $E_e = 20 \text{ keV}$  als Sonde verwendet. Durch die geringe Wellenlänge der Elektronen von

$$\lambda(10 \text{ keV}) = \frac{h \cdot c}{e \cdot U} = 1,24 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (3.1)$$

kann eine deutlich höhere Auflösung im Vergleich zu einem Auflichtmikroskop erzielt werden [51]. Dabei ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $e$  die Elementarladung und  $U$  die Beschleunigungsspannung. Als Detektor wurde ein In-Lense-Sekundärelektronendetektor verwendet. Durch die Verwendung von Elektronen als Sonde müssen die Proben elektrisch leitfähig sein. Zur Verbesserung der Leitfähigkeit wurden oxidische Proben mit einer dünnen Goldschicht versehen.

### 3.1.2 Transmissionselektronenmikroskopie

Die Transmissionselektronenmikroskopie wurde in der Arbeit verwendet, um Querschnitte der strukturierten, dünnen Schichten zu analysieren. Damit die Elektronen die Schicht durchstrahlen (transmittieren) können, wurden Lamellen mit Dicken von ca. 100 nm aus der Probe präpariert. Größere Dicken können nicht mehr effektiv durchstrahlt werden. Die Anzahl der transmittierenden Elektronen hängt neben der Dicke der Lamelle auch von der Ordnungszahl der Elemente in der Lamelle ab. Die Elektronen streuen verstärkt an Elementen höherer Ordnungszahl, sodass solche Bereiche im Vergleich zu Arealen leichter Atome dunkler erscheinen (Ordnungszahlkontrast) [52]. An den präparierten Lamellen wurden anschließend die Schichtdicken bestimmt. Die präsentierten TEM-Bilder wurden von Dr. T. Gemming (IFW-Dresden) an einem *FEI Tecnai F-30* aufgenommen.

### 3.1.3 Atomkraftmikroskopie

Bei der Atomkraftmikroskopie wird eine feine Spitze über die Probe gerastert [53]. Der Pyramidenwinkel der verwendeten Spitzen beträgt  $17,5^\circ$  bei einem Spitzendurchmesser von ca. 10 nm. Durch die Detektion der kurzreichweitigen van-der-Waals-Wechselwirkungen zwischen Spitze und Probe kann der Abstand zwischen Beiden sehr genau eingestellt werden. Höhenänderungen der Probe verändern die van-der-Waals-Kräfte und die Spitze wird der Änderung nachgeführt. Die Nachführung wird durch einen Laser detektiert und in ein Höhenprofil übersetzt. In dieser Arbeit wurde das Mikroskop Dimension 3100 der Firma *Digital Instruments* im tapping-mode unter Umgebungsbedingungen betrieben [54]. Im tapping mode wird der Spitzenhalter (Cantilever) nahe seiner Resonanzfrequenz angeregt. Die van-der-Waals-Kräfte zwischen Spitze und Probe verändern die Resonanzfrequenz, was die gemessene Schwingungsamplitude ebenfalls verändert. Der Abstand zwischen Spitze und Probe kann daher über das Regeln der Schwingungsamplitude festgelegt werden.

## 3.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

In der Dissertation wurde der Einfluss lokaler Strukturierungen auf das Magnetisierungsverhalten des Gesamtsystems untersucht. Die magnetischen Eigenschaften im Nanometer- und Mikrometermaßstab wurden mit magnetischer Kraftmikroskopie und magneto-optischer Kerrmikroskopie charakterisiert. Die magnetischen Hystereseeigenschaften wurden induktiv und

magneto-optisch gemessen.

### 3.2.1 Magnetische Kraftmikroskopie

Das Messprinzip der magnetischen Kraftmikroskopie (MKM) entspricht dem der Atomkraftmikroskopie. Der Unterschied liegt in einer zusätzlichen Beschichtung der Spitze mit ferromagnetischem Material. Magnetische Streufelder der Probe wechselwirken somit mit der Spitze und können detektiert werden [55]. Durch die Beschichtung mit ferromagnetischem Material sind die MFM-Spitzen meist breiter und erreichen somit nicht die laterale Auflösung, die bei unbeschichteten Spitzen möglich ist. Außerdem muss bei weichmagnetischen Materialien darauf geachtet werden, dass die Streufelder der Spitze nicht die Magnetisierungskonfiguration des Elements beeinflussen. Um diesen Effekt zu minimieren, wurden "low-moment" Spitzen der Firma *veeco* verwendet.

### 3.2.2 Magneto-optische Kerr-Mikroskopie

Der magneto-optische Kerr-Effekt beschreibt den Einfluss der Magnetisierung eines Ferromagneten auf die Polarisationsrichtung von reflektiertem, linear polarisiertem Licht. Dieser Effekt wurde zuerst von J. Kerr beobachtet, als er linear polarisiertes Licht auf die polierten Enden eines Hufeisenmagneten strahlte [56],[57]. Dabei fand er eine Änderung der Polarisationsrichtung des reflektierten Lichts in Abhängigkeit von der "Polung" des Magneten.

Die physikalische Ursache kann modellhaft mit unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeiten für die Teilkomponenten des linear polarisierten Lichts erklärt werden [58]. Dazu wird das linear polarisierte Licht in links- und rechtsdrehendes zirkular polarisiertes Licht gleicher Amplitude zerlegt. Diese Anteile wechselwirken aufgrund der unterschiedlichen Besetzungsdichte von Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen verschieden stark mit dem magnetischen Festkörper. Die sich so ergebende Differenz in der Absorption der Anteile des zirkular polarisierten Lichts führt über den Zusammenhang

$$\phi_k = -\Im \left( \frac{N_r - N_l}{N_r N_l - 1} \right) \quad (3.2)$$

zu einer elliptischen Polarisation des reflektierten Lichts mit einer Drehung der Hauptachse um den Winkel  $\phi_k$ . In der Gleichung sind  $N_r$  und  $N_l$  die Imaginärteile der komplexen Brechungsindizes für rechts- und linksdrehendes, zirkular polarisiertes Licht. Die Ellipsizität kann mit der

Gleichung

$$\phi_k = \Re \left( \frac{N_r - N_l}{N_r N_l - 1} \right) \quad (3.3)$$

berechnet werden, wobei in dem Fall  $N_r$  und  $N_l$  die Realteile der Brechungsindizes sind.

### Aufbau eines Kerr-Mikroskops

Magnetische Domänenkonfigurationen der Proben wurden in einem Polarisations-Lichtmikroskop der Firma *Zeiss* aufgenommen. Der schematische Aufbau des Mikroskops ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die Lichtquelle ist eine Xenon-Hochdrucklampe. Das emittierte Licht wird linear polarisiert und über ein optisches System, bestehend aus Linsen und Spiegeln, auf die Probe fokussiert. Mit der Spaltblende wird ein Großteil des Lichts ausgeblendet. Durch die gezielte Ausrichtung des Spalts kann die Einfallsebene des Lichts auf die Probe - und damit die magneto-optische Empfindlichkeitsrichtung - eingestellt werden. Mit Hilfe eines Elektroma-

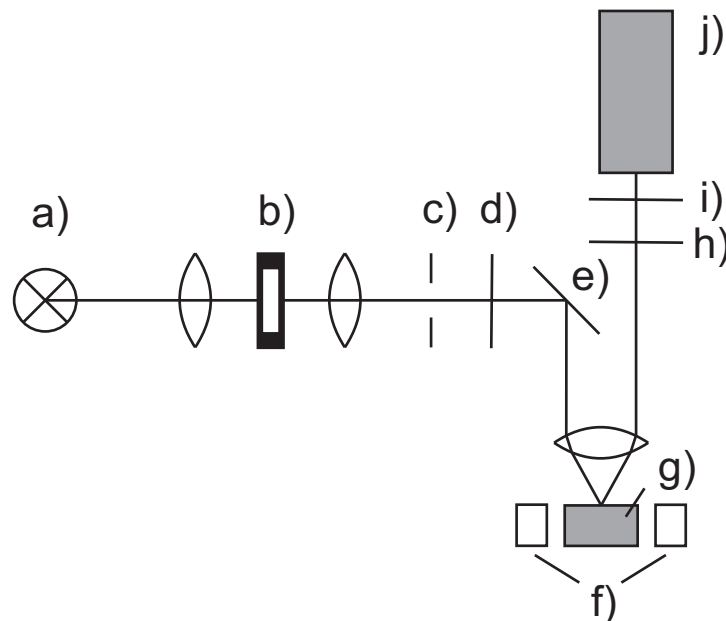


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Kerr-Mikroskops mit a) Lichtquelle (Xenon-Hochdrucklampe), b) Spaltblende, c) Gesichtsfeldblende, d) Polarisator, e) Spiegel, f) Elektromagnet, g) Probe, h) Kompensator, i) Analysator und j) Kamera - in Anlehnung an [59]

gneten können Magnetfelder von bis zu  $800 \text{ kAm}^{-1}$  in der Probenebene generiert werden, um die Magnetisierung der Probe zu beeinflussen.

Die Veränderung der Polarisationssebene des Lichts in Abhängigkeit von der Probenmagnetisie-

ung wird über einen zweiten Polarisator, den Analysator, nachgewiesen und mit einer Kamera detektiert. Bevor das reflektierte, elliptisch polarisierte Licht auf den Analysator trifft, wird es durch ein drehbares  $\lambda/4$ -Plättchen (Kompensator) wieder linear polarisiert. Die Bildinformation in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld wird per digitaler Datenverarbeitung und Differenzbildtechnik am PC gespeichert.

Es ist zusätzlich möglich, aus Domänenaufnahmen lokale Hysteresekurven in Abhängigkeit vom externen Feld zu erstellen. Dazu wird die Bildhelligkeit in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld gemessen und ausgewertet. Dies hat den Vorteil, dass einzelne Ummagnetisierungsprozesse in den Hysteresekurven genau aufgeschlüsselt werden können.

### Longitudinale Kerr-Geometrie

Es existieren verschiedene Geometrien zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effekts [59]. Die in der Arbeit verwendete longitudinale Geometrie ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt. Die Empfindlichkeitsachse ist parallel zur skizzierten Magnetisierung in der Probe ausgerichtet. Durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der Teilkomponenten des linear polarisierten Lichts wird die Polarisationssebene um  $\theta_K$  gedreht.

Die Drehrichtung wird dabei von der Orientierung der Magnetisierung zur Einfallsebene beeinflusst [60]. Der Domänenkontrast entsteht, in dem das reflektierte Licht auf einen zweiten Polarisator (Analysator) trifft. Wird die Durchlassrichtung des Polarisators parallel zu  $R_{N1}$  gestellt, gelangt mehr Licht zum Detektor und die Domäne erscheint hell. Bei der entgegengesetzt magnetisierten Domäne ist die Kerrdrehung negativ. Die Polarisationssebene des Lichts ist demzufolge nicht mehr parallel zum Analysator und es gelangt weniger Licht zum Detektor - die Domäne erscheint dunkel. Die Eindringtiefe des Lichts ist in metallischen Proben mit ca. 20 nm gering [59]. Dadurch ist die gemessene Drehung in vielen Proben sehr klein und ein hinreichender Kontrast kann nur über Differenzbildtechniken erreicht werden.

### 3.2.3 Induktiv gemessene Hysteresekurven

Die Hysteresekurven wurden in einem induktiven Magnetometer der Firma *Shb instruments* gemessen. In der Messeinrichtung erzeugt ein Helmholtzspulenpaar ein homogenes magnetisches Wechselfeld im Messbereich. Die Frequenz des Wechselfeldes beträgt 10 Hz bei einem maximalen externen Feld  $H_{\text{ext}}$  von 1.6 kA/m. Die zeitlich veränderlichen Magnetfelder des Spu-

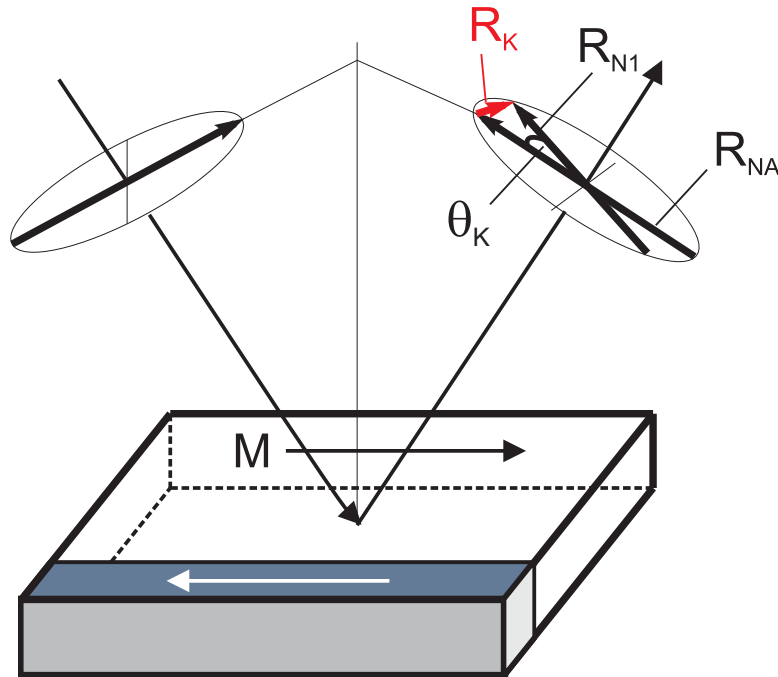


Abbildung 3.2: Longitudinale Kerr-Geometrie: Die Magnetisierungen in der Probe liegen parallel zur Einfallsebene.  $R_{NA}$  zeigt die Schwingungsebene der Ausgangspolarisation,  $R_K$  die Kerr-Komponente und  $R_{N1}$  die gedrehte Polarisationsebene des reflektierten Lichts

lenpaars und die zeitlich veränderliche Magnetisierung der Probe induzieren eine Spannung in der Messspule, von der die induzierte Referenzspannung ohne magnetische Probe abgezogen wird. Im einfachsten Fall geschieht dies über eine entgegengesetzt gewickelte Spule, in der die gleiche Spannung wie in der Messspule ohne Probe induziert wird. Die Differenz zwischen Mess- und Referenzspannung enthält somit nur noch die Magnetisierungsinformation der Probe. Der Probenhalter ist drehbar gelagert, so dass auch in der Probenebene richtungsabhängige Hysteresemessungen möglich sind.



## 4 Manipulation magnetischer Eigenschaften über lokale Spannungsfelder

Die magnetische Anisotropie in magnetischen Schichten bestimmt maßgeblich deren Eigenschaften [61]. In diesem Kapitel wird ein Weg vorgestellt, wie über lokal induzierte Spannungsgradienten die Anisotropie in ferromagnetischen dünnen Schichten lateral modifiziert werden kann. Mit der vorgestellten Methode können magnetisch maßgeschneiderte Strukturen bei unveränderten Materialeigenschaften erzeugt werden.

### 4.1 Materialsystem und Herstellung

Damit über Spannungsgradienten die magnetische Anisotropie beeinflusst werden kann, ist ein weichmagnetisches Material mit einer hohen Magnetostruktionskonstante  $\lambda_s$  erforderlich (siehe Kapitel 2.1.2). Das in dieser Arbeit verwendete Material ist amorphes  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  mit  $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$ , abgeschieden über Kathodenzerstäubung auf einem oxidierten Si-Wafer [62]. Die Abscheidung wurde von A. Gerber (ehemals Cesar) vorgenommen. Durch die Verwendung dieser Legierung im amorphen Zustand ist die magnetokristalline Anisotropie null und damit sind die Beiträge zur magnetischen Anisotropie die Spannungs- und die induzierte Anisotropie. Die induzierte magnetische Anisotropie wurde während der Abscheidung der 30 nm dicken  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht durch ein externes Magnetfeld  $H_{\text{ext}} = 8 \text{ kAm}^{-1}$  in der Schichtebene generiert. Nach der Abscheidung des ferromagnetischen Materials wurde eine amorphe, 60 nm dicke  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf die  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht abgeschieden. Diese dient als Funktionsschicht, in der durch eine nachfolgende Ionenimplantation Spannungsgradienten induziert werden. Der Querschnitt des Schichtstapels ist in der TEM-Aufnahme in Abb. 4.1 dargestellt.

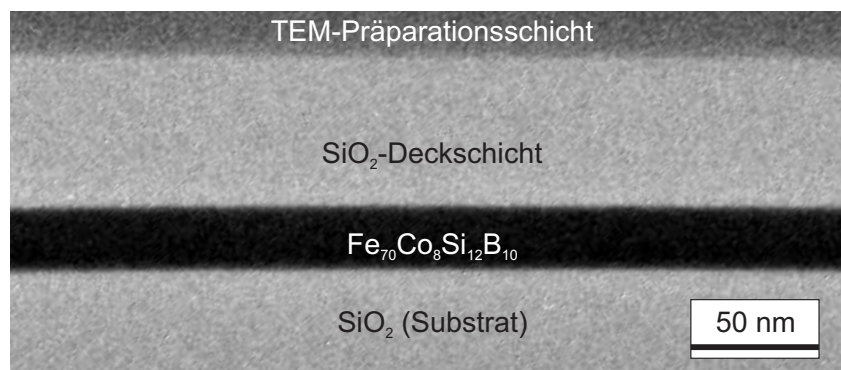


Abbildung 4.1: TEM-Aufnahme des Schichtquerschnitts. Die FeCoSiB-Schicht erscheint aufgrund des Ordnungszahlkontrasts dunkler.

## 4.2 Induzierte Spannungsgradienten durch strukturierte Ionenimplantation

Amorphes  $\text{SiO}_2$  kann durch Ionenimplantation verdichtet werden [63]. Dies bedeutet für freistehende Schichten und unter der Bedingung konstanter Masse zwangsläufig eine Verringerung des Volumens. Bei dem vorgestellten System wird die  $\text{SiO}_2$ -Schicht durch Implantation von Kobalt verdichtet. Zur Abschätzung der Eindringtiefe des Co und des Materialeintrags in die ferromagnetische Schicht wurde die Implantation mittels "TRIM" simuliert [64]. Das errechnete Konzentrationsprofil ist in Abb. 4.2 dargestellt. Das Maximum der Co-Konzentration liegt bei 30 nm. Die Transmission des Kobalts durch die  $\text{SiO}_2$ -Schicht beträgt laut der Simulation 0,2 %. Bei einer Fluenz von  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  ergibt dies eine Transmission von  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Die Erhöhung der Konzentration an Co beträgt bei einer 30 nm dicken FeCoSiB-Schicht ca. 0,1 % [17] und ist daher vernachlässigbar.

Die Probenpräparation über Ionenimplantation ist in Abb. 4.3 schematisch im Querschnitt dargestellt. Die Co-Ionen dringen mit einer Energie von 30 keV an den nicht mit Fotolack bedeckten Stellen in die  $\text{SiO}_2$ -Schicht ein. Die Fluenz der Co-Ionen beträgt  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Der Fotolack mit einer Dicke von 1-2  $\mu\text{m}$  blockiert die Ionen vollständig, sodass in den von Fotolack bedeckten Stellen kein implantationsbedingtes Co im Schichtstapel vorhanden ist. Der TEM-Querschnitt in Abb. 4.3 (e) zeigt die  $\text{SiO}_2$ -Schicht an der Grenzfläche implantiert/nicht implantiert. Der dunklere Ton in den implantierten Bereichen entsteht durch den hohen Co-Anteil in der Schicht. Die Elektronen streuen verstärkt an Atomen höherer Ordnungszahl, sodass in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht mit steigendem Kobalt-Anteil mehr Elektronen gestreut werden. Dadurch erreichen weniger Elektronen den Detektor und die Intensität (Helligkeit) nimmt ab. In Abb. 4.3 (e)

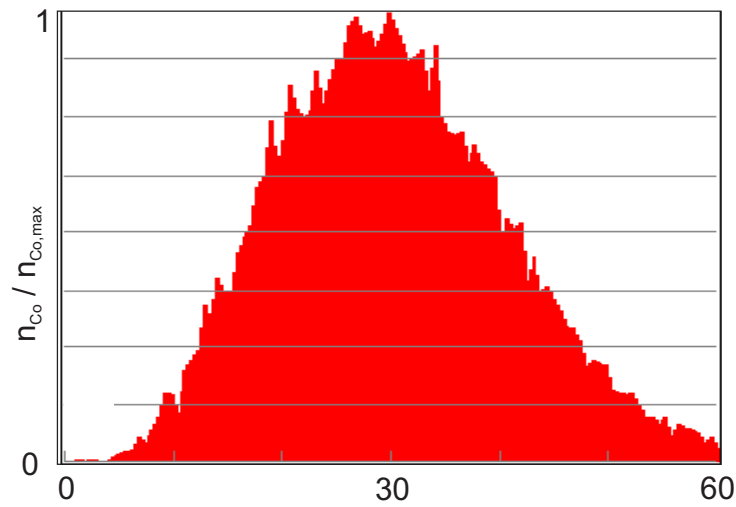


Abbildung 4.2: Gerechnete Verteilung von 10000 Co-Atomen in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht unter senkrechtem Einfall bei einer kinetischen Energie der Ionen von 30 keV.

ist zusätzlich erkennbar, dass die Helligkeit im implantierten  $\text{SiO}_2$  nahe der  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht vergleichbar mit dem im nicht implantierten  $\text{SiO}_2$  ist. Dies lässt darauf schließen, dass ein Großteil des Kobalts im  $\text{SiO}_2$  verbleibt und die ferromagnetische Schicht nicht –oder nur wenig– legiert wird. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Simulation in Abb. 4.2.

Durch die mechanische Bindung des  $\text{SiO}_2$  an die  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht und das Substrat kann das  $\text{SiO}_2$  beim Verdichten nicht frei kontrahieren und es entstehen nahe der Grenzfläche  $\text{SiO}_2/\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  Spannungen. In unstrukturierten, ausgedehnten Schichten sind diese Spannungen nach dem Verdichten in der Schichtebene isotrop, sodass eine Krümmung der Probe beobachtet werden kann. Der Krümmungsradius wurde mit einem "Flexus F 2400" der Firma *Tencor* gemessen. In rechteckigen Elementen ist der Zusammenhang zwischen Krümmungsradius  $R$  und Spannung  $\sigma$ , unter der Bedingung "Länge der Probe größer Substratdicke  $t_s$  größer Schichtdicke  $t_L$ ", durch die Stoney-Gleichung gegeben [65]:

$$\sigma = \frac{E_s}{1 - \nu_s^2} \frac{t_s^2}{6t_L R}. \quad (4.1)$$

Dabei sind  $E_s = 110$  GPa und  $\nu_s = 0,28$  der Elastizitätsmodul bzw. die Querkontraktionszahl entlang der  $\langle 100 \rangle$ -Richtung des Si-Wafers [66]. Mit einer Substratdicke  $t_s = 3,75 \cdot 10^{-4}$  m und einer Schichtdicke  $t_L = 30 \cdot 10^{-9}$  m ergibt sich bei der gemessenen Änderung des Kurvenradius vor und nach der Implantation von 670 m, unter der Annahme einer homogenen Spannungsverteilung in der Schicht, eine zusätzliche Spannung  $\sigma = 600$  MPa in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht.

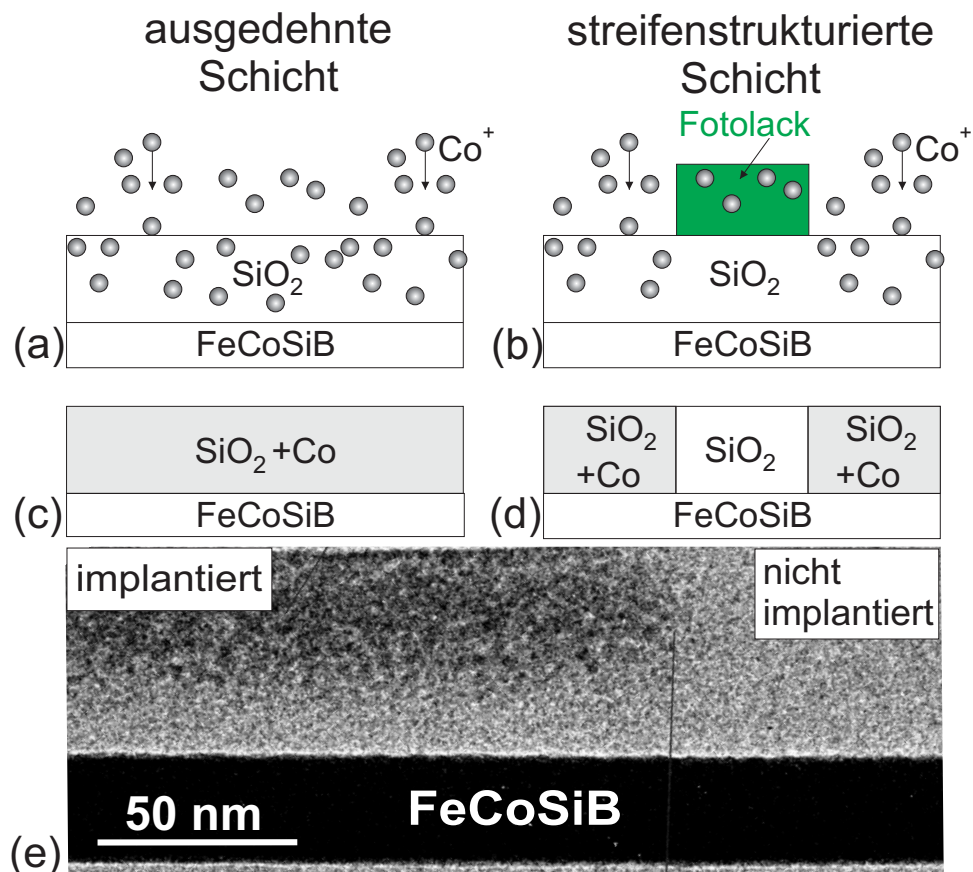


Abbildung 4.3: Schematische Querschnittsdarstellung der Ionenimplantation in die  $\text{SiO}_2$ -Funktionsschicht ohne- (a) und mit (b) Lithografie und den daraus resultierenden Strukturen [(c) und (d)]. Die linke Spalte zeigt schematisch die Ionenimplantation in ausgedehnte Schichten, die rechte die Ionenimplantation in streifenstrukturierte Schichten. Der TEM-Querschnitt in (e) zeigt eine Querschnittsaufnahme der Grenzfläche implantiert/nicht implantiert.

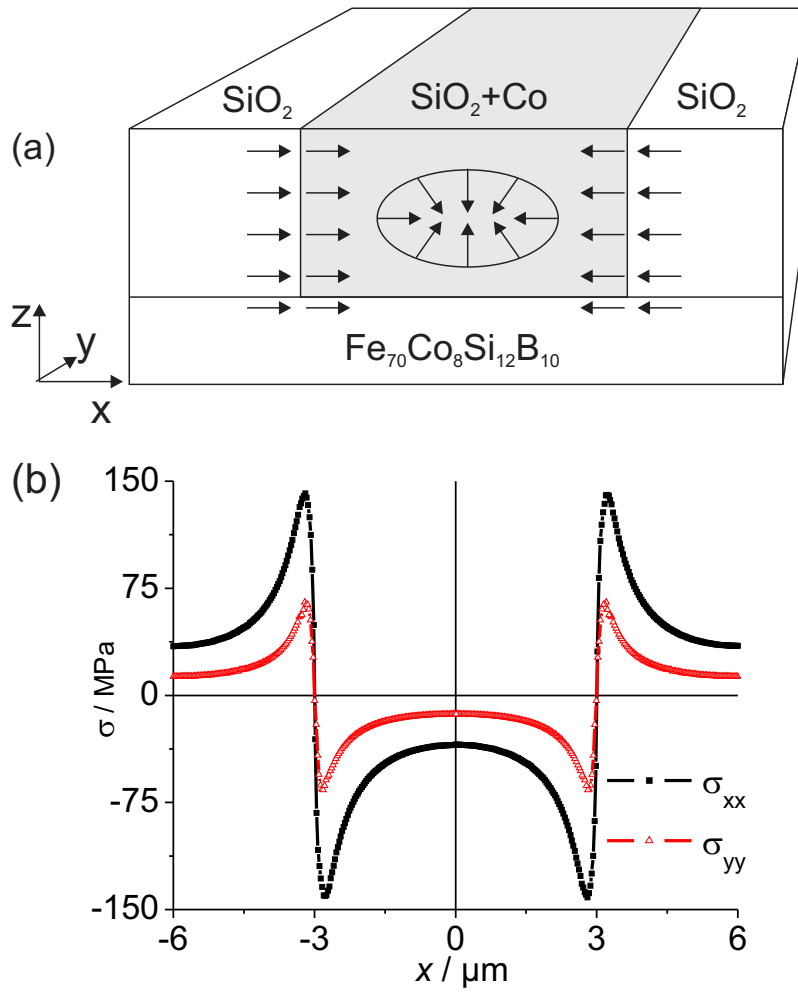


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Dehnungsrichtungen innerhalb einer Streifenperiode (a) und die dazugehörigen gerechneten Spannungen in  $x$ -Richtung  $\sigma_{xx}$ , bzw.  $y$ -Richtung  $\sigma_{yy}$  (b). Die Streifenbreite ist  $6 \mu\text{m}$

Damit sich die zusätzliche Spannung anisotrop in der Ebene verteilt, wurden die Schichten streifenweise implantiert. Es wurden Proben mit Streifenbreiten von  $b_{\text{st}} = 6 \mu\text{m}$  und  $b_{\text{st}} = 10 \mu\text{m}$  bei einer Streifenlänge von  $l_{\text{st}} = 1 \text{ cm}$  hergestellt. Die Streifenbreite innerhalb einer Probe ist konstant. Die Ursache der Spannungsanisotropie ist in Abb. 4.4 (a) dargestellt. Innerhalb der implantierten Bereiche ist das  $\text{SiO}_2$  bestrebt, zu kontrahieren. Dadurch wirken einerseits zusätzliche Druckspannungen auf die  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht und andererseits zusätzliche Zugspannungen auf die nicht implantierte  $\text{SiO}_2$ -Schicht. Diese Zugspannungen wirken auch auf die ferromagnetische Schicht, sodass an der Grenzfläche implantiert/nicht implantiert ein Übergang von Druck- in Zugspannungen existiert. Der exakte Verlauf der Spannungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung,  $\sigma_{xx}$  und  $\sigma_{yy}$ , wurde mittels der Finite Elemente Methode (FEM) errechnet [67]. Aufgrund des sehr hohen Länge-zu-Breite Verhältnisses von  $\frac{l_{\text{st}}}{b_{\text{st}}} \gg 1$  können die Spannungen

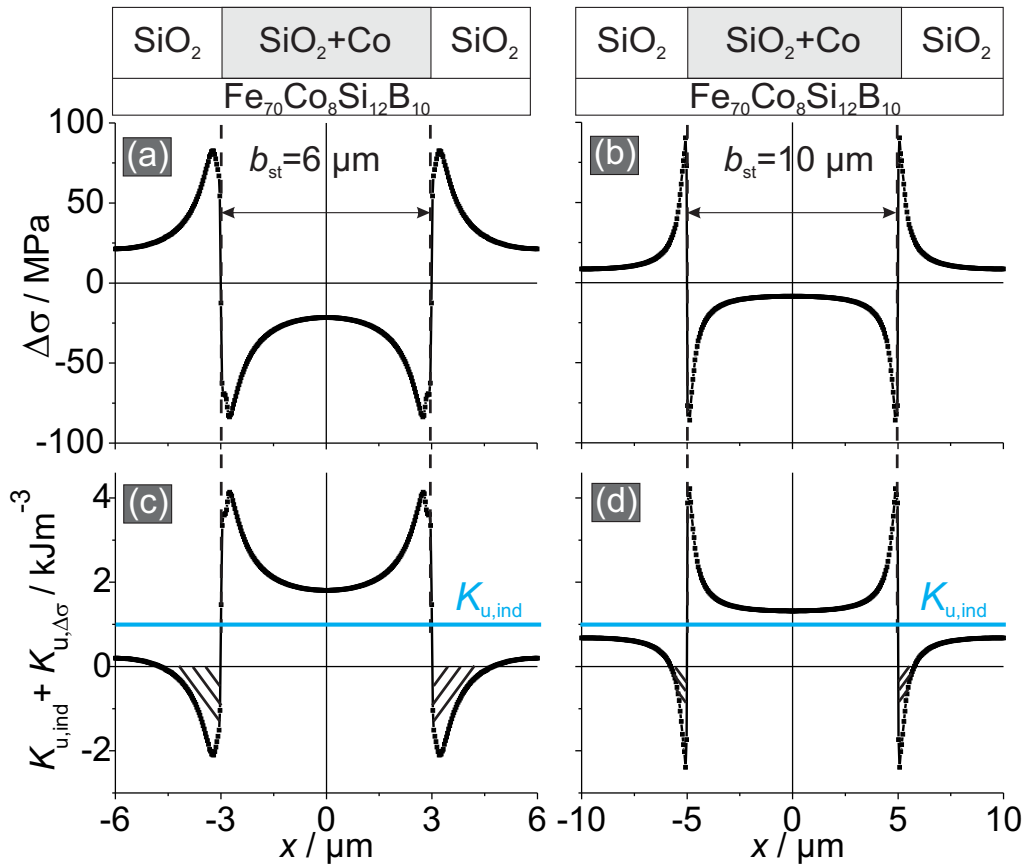


Abbildung 4.5: FEM-Simulation von  $\Delta\sigma = |\sigma_{xx} - \sigma_{yy}|$  in Abhängigkeit von  $x$  bei  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$  (a) und  $b_{st} = 10 \mu\text{m}$  (b). Die Graphen (c) und (d) zeigen die daraus errechneten effektiven Anisotropiekonstanten  $K_{u,\text{ind}} + K_{u,\sigma}$ .

gen entlang der Streifenlängsachse als konstant angesehen werden [68]. Die Spannungen in  $z$ -Richtung wurden vernachlässigt, da sich die  $\text{SiO}_2$ -Schicht in dieser Richtung frei ausdehnen kann. Dadurch konnten alle Rechnungen für den zwei-dimensionalen Fall durchgeführt werden. Die simulierten mittleren Spannungen in der  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht,  $\sigma_{xx}$  und  $\sigma_{yy}$ , für eine Streifenbreite von  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$  sind in Abb. 4.4 (b) gezeigt. Der qualitative Verlauf von  $\sigma(x)$  ist in  $x$ - und  $y$ -Richtung gleich. In beiden Richtungen sind die Spannungen an der Grenzfläche null. Nahe der Grenzfläche sind die Beträge von  $\sigma_{xx}$  und  $\sigma_{yy}$  maximal und nehmen mit größerem Abstand von der Grenzfläche bis hin zur Streifenmitte ab. Bei der gezeigten Spannungsverteilung steht die ferromagnetische Schicht unterhalb der implantierten  $\text{SiO}_2$ -Schicht unter Druckspannung, während unter der nicht implantierten  $\text{SiO}_2$ -Schicht Zugspannungen herrschen. Die Differenz  $\Delta\sigma = \sigma_{xx} - \sigma_{yy}$  ist ein Maß für die Anisotropie der Spannungen in der Ebene. Je größer der Betrag von  $\Delta\sigma$ , desto größer die spannungsinduzierte Anisotropie. Die Werte von  $\Delta\sigma$  für Streifen mit  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$  und  $b_{st} = 10 \mu\text{m}$  sind in Abb. 4.5 (a) und (b) geplottet. Die Daten

zeigen, dass sowohl in der Mitte der implantierten, als auch in der Mitte der nicht implantierten Streifen der Betrag von  $\Delta\sigma$  mit sinkender Streifenbreite zunimmt. Die Auswirkungen dessen auf die effektiv wirkende magnetische Anisotropie

$$K_{u,\text{eff}} = K_{u,\Delta\sigma} + K_{u,\text{ind}} \quad (4.2)$$

mit  $K_{u,\Delta\sigma} = -\frac{3}{2}\lambda_s\Delta\sigma$  (siehe Kap. 2.1.2) sind in Abb. 4.5 (c) und (d) sichtbar. In den *nicht implantierten* Streifen ändert sich nahe der Grenzfläche das Vorzeichen von  $K_{u,\text{eff}}$ , was einer Drehung der leichten Achse um  $90^\circ$  entspricht. Der Anteil der Bereiche mit gedrehter leichter Achse (schraffierte Zonen) am Gesamtvolumen aller Streifen beträgt bei  $b_{\text{st}} = 6 \mu\text{m}$  ca. 28 % und bei  $b_{\text{st}} = 10 \mu\text{m}$  ca. 10 %.

In den *implantierten* Streifen ist  $K_{u,\text{eff}}$  hingegen deutlich erhöht, wodurch sich die Magnetisierung in diesen Streifen schwerer aus ihrer leichten Achse auslenken lässt. Der Einfluss der Spannungen auf  $K_{u,\text{eff}}$  ist wie in den nicht implantierten Streifen nahe der Grenzfläche am Größten. Die Wirkung der generierten Anisotropieverteilungen auf das Ummagnetisierungsverhalten wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 4.3 Einfluss der induzierten Spannungsanisotropie auf das Ummagnetisierungsverhalten

In diesem Abschnitt wird das Ummagnetisierungsverhalten der ganzflächig- und strukturiert implantierten Proben anhand von induktiv gemessenen Hysteresekurven und hochauflösender magneto-optischer Kerrmikroskopie charakterisiert. Die Hysteresekurven in Abb. 4.6 zeigen das Ummagnetisierungsverhalten einer ausgedehnten Schicht bei externem Feld parallel und senkrecht zur leichten Achse. Die Hysteresekurven wurden sowohl vor (schwarze Kurven), als auch nach (rot gestrichelte Kurven) der Implantation gemessen. Anhand der Daten ist ersichtlich, dass die Implantation ausgedehnter Schichten die magnetische Hysterese für  $H_{\text{ext}} \parallel K_{u,\text{ind}}$  und  $H_{\text{ext}} \perp K_{u,\text{ind}}$  kaum messbar beeinflusst. Die normierte Remanenz  $M_r/M_s = |M(0)/M_s|$  ist in beiden Feldrichtungen unverändert. Der Unterschied in der Koerzitivfeldstärke  $H_c$  bei  $H_{\text{ext}}$  parallel zu  $K_{u,\text{ind}}$  vor der Implantation ( $H_c = 0,15 \text{ kAm}^{-1}$ ) und nach der Implantation ( $H_c = 0,16 \text{ kAm}^{-1}$ ) liegt im Bereich des Messfehlers von  $0,02 \text{ kAm}^{-1}$ . Die Sättigungsfeldstärke  $H_s$  liegt vor und nach der Implantation bei  $H_s = 1,5 \pm 0,1 \text{ kAm}^{-1}$ . Aus den konstant gebliebenen, statischen Hystereseigenschaften lässt sich schließen, dass die Ionenimplantation die intrinsischen, magnetischen Eigenschaften nicht verändert. Lediglich die funktionale

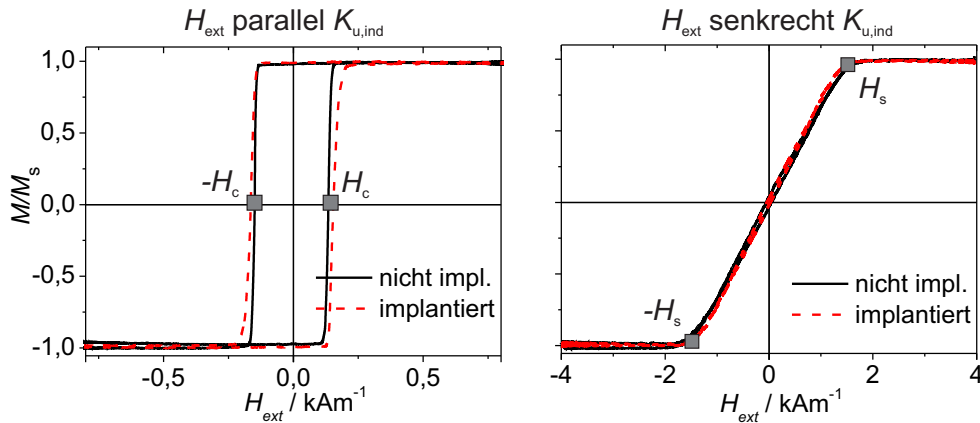


Abbildung 4.6: Induktiv gemessene Hysteresekurven von ausgedehnten Schichten vor (schwarz) und nach (rot gestrichelt) der Implantation mit Co.

SiO<sub>2</sub>-Schicht wird modifiziert. Dies ist in Einklang mit dem TEM-Querschnitt in Abb. 4.3 (e) und der TRIM-Rechnung, die zeigen, dass der überwiegende Teil des implantierten Kobalts im SiO<sub>2</sub> verbleibt.

In streifenstrukturierten Proben ändert sich die magnetische Hysterese deutlich. Abbildung 4.7 zeigt die Hysteresekurven von streifenstrukturierten Schichten mit  $b_{st} = 10 \mu\text{m}$  und  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$ . Die Koerzitivfeldstärke  $H_{c,10 \mu\text{m}}$  ist bei  $H_{ext} \parallel K_{u,ind}$  auf  $H_{c,10 \mu\text{m}} = 0,35 \pm 0,02 \text{ kAm}^{-1}$  gestiegen und die Remanenz auf  $M_r = 0,94 M_s$  gesunken. Die gemessene Hysteresekurve bei  $H_{ext} \perp K_{u,ind}$  zeigt eine erhöhte Remanenz  $M_{r,10 \mu\text{m}} = 0,2 M_s$  im Vergleich zur unstrukturierten Schicht und einen Sprung in der Permeabilität bei  $H_{ext} = 0,8 \pm 0,05 \text{ kAm}^{-1}$ . Sowohl die höhere Remanenz, als auch der Sprung in der Permeabilität sind, wie auch das erhöhte Sättigungsfeld  $H_s = 3 \pm 0,1 \text{ kAm}^{-1}$ , Hinweise auf eine lokal variierende magnetische Anisotropie in streifenstrukturierten Schichten, wie sie in Abschnitt 4.2 berechnet wurde. Bei  $H_{ext} \perp K_{u,ind}$  setzt sich der Trend einer Hysterese mit zwei Bereichen unterschiedlicher Permeabilität mit geringerer Streifenbreite  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$  fort.

Die lokalen Ummagnetisierungsvorgänge werden über die orts aufgelöste Analyse von Magnetisierungskonfigurationen mittels magneto-optischer Kerrmikroskopie charakterisiert. Die Aufnahmen in Abb. 4.9 zeigen magnetische Domänenkonfigurationen im Nullfeld. In Bild 4.9 (a) ist eine Modulation der Magnetisierung in den nicht implantierten Streifen nahe der Grenzflächen sichtbar, obwohl der Hauptanteil der Magnetisierung innerhalb benachbarter Streifen entlang der gleichen Richtung orientiert ist [siehe Bild (b)]. Innerhalb der modulierten Bereiche ist die Magnetisierung senkrecht zu  $K_{u,ind}$  orientiert, was die abgesenkte Remanenz der Hyste-



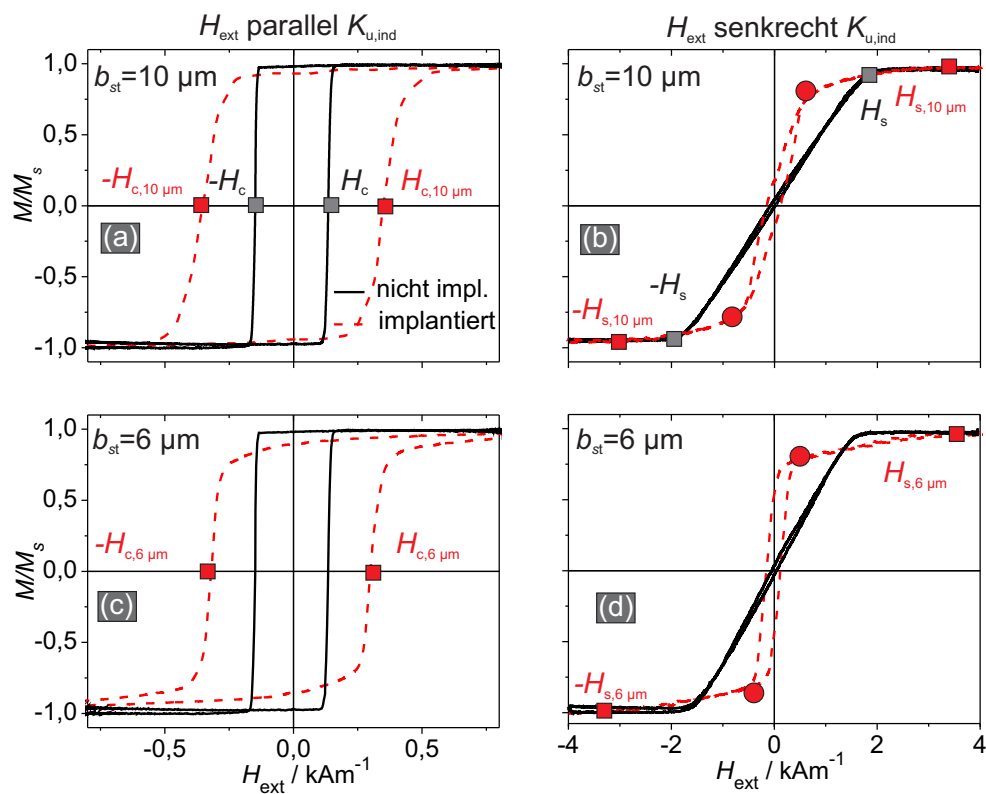


Abbildung 4.7: Induktiv gemessene Hysteresekurven an implantierten Proben (rot gestrichelt) mit  $b_{st} = 10 \mu m$  und  $b_{st} = 6 \mu m$  parallel und senkrecht zur induzierten leichten Achse. Die schwarzen Kurven sind Referenzmessungen an ausgedehnten, nicht implantierten Schichten.

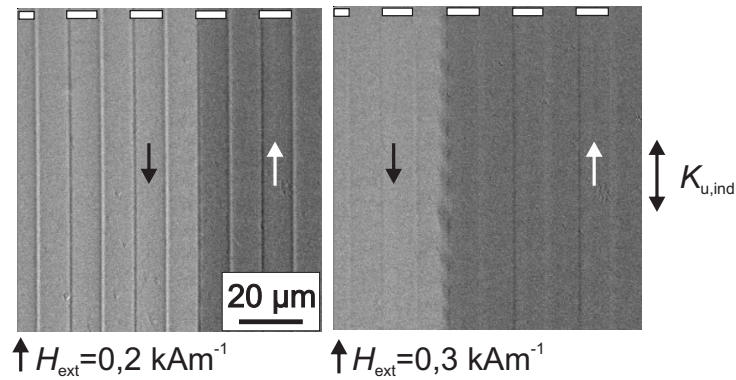


Abbildung 4.8: Magneto-optische Domänenaufnahmen bei zwei unterschiedlichen externen Magnetfeldern. Die Streifenbreite  $b_{st}$  ist  $10\text{ }\mu\text{m}$  und die implantierten Streifen sind weiß markiert.

resekurve in Abb. 4.7 (a) erklärt. Das bestätigt die Reorientierung der leichten Achse nahe der Grenzfläche, wie sie im Abschnitt 4.2 errechnet wurde. Im vergrößerten Ausschnitt von Abb. 4.9 (a) ist erkennbar, dass die Bereiche, in denen die Magnetisierung  $M$  moduliert, größer sind als die Bereiche mit negativem  $K_{u,eff}$ . Die Ursache dafür ist eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung in die leichte Achse, um magnetische Ladungen und Austauschenergie zu vermeiden. In den Gebieten mit der leichten Achse senkrecht zu  $K_{u,ind}$  rotiert die Magnetisierung innerhalb der Néelwände in Richtung der leichten Achse. Dies senkt die Anisotropieenergie der Néelwände. Daher wirken diese Gebiete als Pinning-Zentren für Domänenwände parallel zur Streifenachse und zu  $K_{u,ind}$  und die nukleierten Wände werden festgehalten, was die höhere Koerzitivfeldstärke  $H_c$  erklärt. Das Pinning der Wände an der Grenzfläche ist exemplarisch in Abb. 4.8 gezeigt. Die Domänenwand verläuft entlang der Grenzfläche implantiert / nicht implantiert. Wird das externe Feld leicht erhöht, springt die Wand in die nächste Grenzfläche und wird an dieser gepinnt.

Bei einer Streifenbreite  $b_{st} = 6\text{ }\mu\text{m}$  [Abb. 4.9 (c) und (d)] ist die Magnetisierung abschnittsweise über die gesamte Breite der nicht implantierten Streifen senkrecht zu  $K_{u,ind}$  orientiert, obwohl laut Berechnung die leichte Achse im Zentrum in Richtung der Streifen orientiert sein sollte. Die Ausnahme bilden Abschlussdomänen, die Streufelder an den Streifengrenzen minimieren, da  $M$  in den implantierten Streifen parallel zu  $K_{u,ind}$  zeigt. Die Reorientierung der Magnetisierung um  $90^\circ$ , auch im Zentrum der nicht implantierten Streifen, entsteht durch dipolare Wechselwirkung der Domänen an den gegenüberliegenden Grenzflächen und der sehr niedrigen effektiven Anisotropie in der Streifenmitte. Die Streufeldenergie wird durch eine Verbindung der Grenzflächendomänen reduziert, während die Anisotropieenergie nur geringfügig ansteigt. Zusätzlich sind an den Grenzflächen sogenannte Randwände sichtbar [69]. Diese treten im Fall

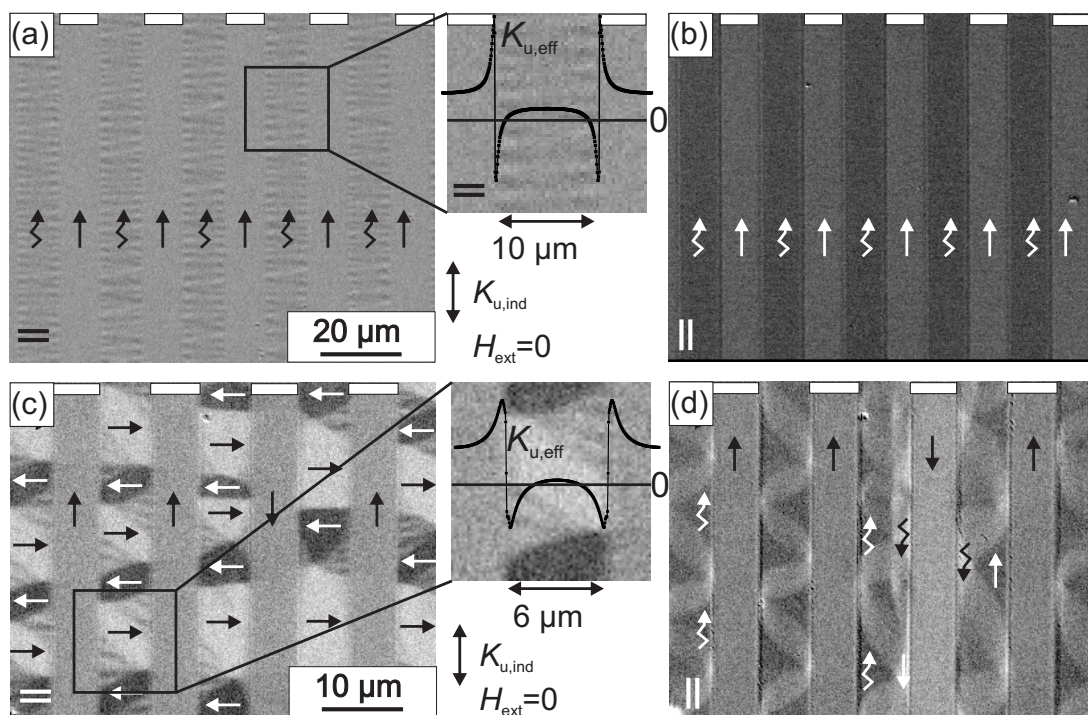


Abbildung 4.9: Magneto-optische Domänenaufnahmen im Nullfeld mit  $b_{st} = 10 \mu\text{m}$  (a) und (b) und  $b_{st} = 6 \mu\text{m}$  (c) und (d). Die implantierten Streifen sind weiß markiert. Die Kerr-Epfindlichkeit ist in jedem Bild parallel zu den Doppellinien orientiert. In den mittleren Bildern ist der errechnete Verlauf von  $K_{u,eff}$  eingezeichnet.

magnetisch isolierter Streifen bei höheren externen Feldern auf, wenn die Magnetisierung im Inneren schon in Richtung des externen Feldes gesättigt ist und die Magnetisierung am Rand noch parallel zur Kante orientiert ist. In Anisotropie modulierten Streifen entstehen die Randwände auch im Nullfeld, da die Streifen austauschgekoppelt sind und diese Wand die Domänen in den jeweiligen Streifen verbindet.

Es ist demnach gelungen, die Magnetisierung dünner Schichten gezielt durch strukturierte Ionenimplantation zu beeinflussen, ohne die intrinsischen magnetischen Eigenschaften des ferromagnetischen Materials zu verändern. Die Methode der indirekten Ionenimplantation in eine magnetisch inaktive Funktionsschicht ist daher geeignet, um maßgeschneiderte Magnetisierungskonfigurationen für Anwendungen im Mikrometermaßstab zu generieren.

Bei den bisherigen Ergebnissen wurde der Einfluss der externen Grenzflächen vernachlässigt, da es sich um ausgedehnte Proben mit einer lateralen Ausdehnung (1 cm) deutlich größer als die Streifenbreite ( $b_{\text{st}} \leq 10 \mu\text{m}$ ) handelt. Dieser Einfluss auf die resultierende Magnetisierungskonfiguration wird im nächsten Kapitel genauer untersucht.

## 5 Einfluss lateraler Begrenzungen auf magnetisch heterogene Strukturen

Das Verständnis des Einflusses lateraler Strukturierung auf ferrmagnetische dünne Schichten ist von fundamentalem Interesse für Anwendungen in der Spintronik, wie magnonische Kristalle oder Magneto-Widerstands-Elemente [19],[70]. Ein Hauptaspekt der Forschung ist die Charakterisierung des Wechselspiels zwischen dipolaren- und externen Feldern, sowie der Austauschkopplung. Der Einfluss dieses Wechselspiels auf das Ummagnetisierungsverhalten wird in vielen Arbeiten numerisch über Finite-Differenz- oder Finite-Element-Methoden bestimmt [71],[72],[73]. Aufgrund des enormen Rechenaufwands sind diese jedoch ungeeignet für Elemente mit lateralen Ausdehnung größer als wenige Mikrometer. Alternativ können resultierende Magnetisierungskonfigurationen analytisch errechnet werden, was für spezielle Geometrien wie Ellipsen oder ausgedehnte dünne Schichten sehr gut funktioniert [74]. Zum Zeitpunkt dieser Dissertation existieren nur sehr wenige analytische Modelle für lateral austauschgekoppelte Strukturen mit periodisch veränderlichen magnetischen Eigenschaften wie Sättigungsmagnetisierung und Anisotropie [15]. Diese Strukturen zeigen interessante Effekte, wie einen lateralen "Exchange-Spring-Effekt". Dieser beruht auf der Bildung einer Domänenwand bei der Ummagnetisierung der magnetisch weichen Bereiche beim Anlegen eines externen Magnetfelds. Wird das externe Magnetfeld abgeschaltet, orientiert sich die Magnetisierung wieder in Richtung der magnetisch härteren Streifen. In der vorgestellten Arbeit wird untersucht, ob solche Effekte auch in lateral begrenzten Strukturen auftreten können, bei denen die Strukturgrenzen in der Ebene nicht mehr vernachlässigt werden können.

## 5.1 Modellsystem und Probenpräparation

Das Modellsystem besteht aus einem streifenstrukturierten quadratischen Element mit einer lateralen Ausdehnung von  $40\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$  und einer Schichtdicke  $d = 20\text{ nm}$ , siehe Abb. 5.1. Der Unterschied zwischen den Streifen ist die Höhe der Sättigungsmagnetisierung, wobei  $M_{\text{SN}}$  die niedrigere Sättigungsmagnetisierung ist und  $M_{\text{SH}}$  die höhere. Die Streifenbreite variiert zwischen  $b_{\text{st}} = 1\text{ }\mu\text{m}$  und  $b_{\text{st}} = 10\text{ }\mu\text{m}$ . Innerhalb eines Quadrats ist die Streifenbreite konstant.

Experimentell wurde die periodisch modulierende Sättigungsmagnetisierung  $M_{\text{S}}$  über streifenstrukturierte Ionenimplantation von  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schichten mit Chrom erreicht. Die Sättigungsmagnetisierung  $M_{\text{S}} = M_{\text{SH}}$  von  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  ist  $800\text{ kAm}^{-1}$ . Der Einfluss der Cr-Fluenz auf  $M_{\text{S}}$  bei

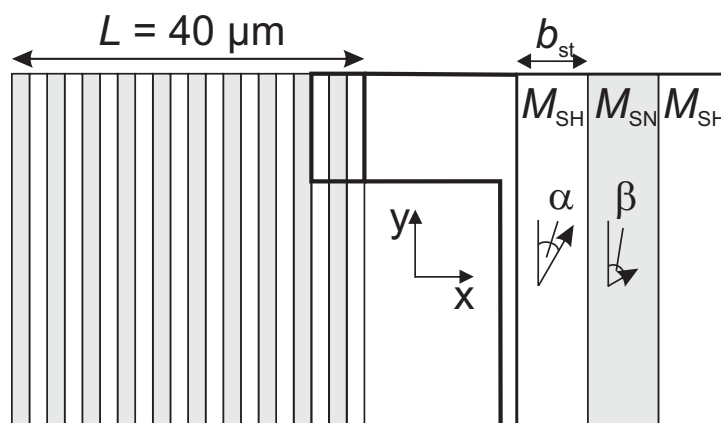


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Modellsystems, bestehend aus einem Feld von Streifen mit unterschiedlicher Sättigungsmagnetisierung  $M_{\text{SH}} \geq M_{\text{SN}}$ . Die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  sind die Winkel der Magnetisierung in den zwei Streifentypen

Raumtemperatur ist in Tab. 5.1 dargestellt. Die Abnahme von  $M_{\text{S}}$  mit höherer Cr-Dosis resultiert aus der Bildung einer  $(\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19})_{1-x}\text{-Cr}_x$ -Legierung. Es ist bekannt, dass bereits bei einem Cr-Anteil von ca. 8 Masseprozent die Curie-Temperatur unter Raumtemperatur sinkt [75].

Tabelle 5.1: Abhängigkeit des Verhältnisses  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$  und des Sputterabtrags von der Cr-Fluenz mit  $M_{\text{SH}} = 800\text{ kAm}^{-1}$  bei Raumtemperatur. Die Implantationsdosen und dazugehörigen Werte von  $M_{\text{SN}}$  wurden [75] entnommen.

| Cr-Fluenz / $10^{15}\text{ cm}^{-2}$ | 0   | 2,0 | 7,7 | 15  |
|--------------------------------------|-----|-----|-----|-----|
| $M_{\text{SN}} / \text{kAm}^{-1}$    | 800 | 640 | 400 | 160 |
| $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$        | 1,0 | 0,8 | 0,5 | 0,2 |

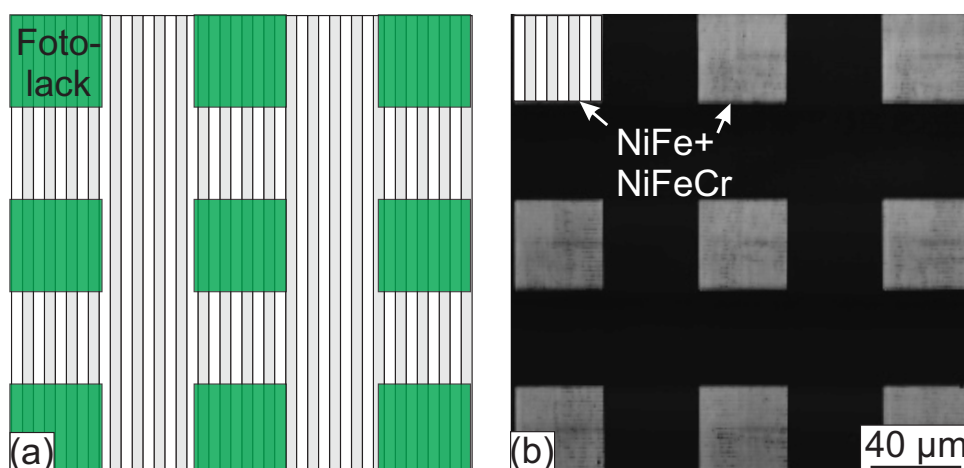


Abbildung 5.2: Herstellungsprinzip der strukturierten Quadrate in der Draufsicht: Die streifenstrukturierte Schicht wird mit Fotolack maskiert und anschließend geätzt (a). Die vereinzelt NiFe/NiFeCr-Quadrate sind lichtmikroskopisch in (b) dargestellt.

Die Herstellung der in Abb. 5.1 skizzierten Quadrate aus den streifenstrukturierten Proben ist in Abb. 5.2 (a) schematisch dargestellt. Fotolack wurde über optische Lithografie in Quadrate mit einer Kantenlänge  $L = 40 \mu\text{m}$  strukturiert. Anschließend wurden in einem "microsys 500" von *roth & rau AG, Germany* die Proben mit Ar-Ionen für 5 min bei 500 V Beschleunigungsspannung geätzt. Der resultierende Sputterabtrag von 50 nm ist deutlich größer als die Schichtdicke  $d = 20 \text{ nm}$ , sodass die Quadrate sicher nicht mehr durch magnetisches Material verbunden sind. Der Abstand zwischen den Quadraten ist ebenfalls  $40 \mu\text{m}$ , um dipolare Wechselwirkungen zwischen den Quadraten zu vermeiden [76]. Die Anordnung und die Größe der NiFe(Cr)-Quadrate nach der Ätzung zeigt exemplarisch die lichtmikroskopische Draufsicht in Abb. 5.2 (b). Die dunkleren Färbungen auf den Quadraten sind Lackreste, die nicht entfernt werden konnten.

## 5.2 Analytische Modellierung der magnetischen Eigenschaften

In dem vorgestellten Modell ist die spezifische Gesamtenergie des Systems  $e_{\text{ges}}$  die Summe aus spezifischer Austausch-, Streufeld- und Zeeman-Energie. Die magnetokristalline Anisotropie des weichmagnetischen  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  wird vernachlässigt. Die Magnetisierung innerhalb eines Streifens wird als konstant angenommen. Daher reduzieren sich mögliche Terme der Austauschenergie auf die Energie von Domänenwänden zwischen den einzelnen Streifen. Die spezifische Energie für die im Modell angenommenen Néel-Wände,  $\gamma_w$ , kann mit Gl. 2.11 ermittelt werden

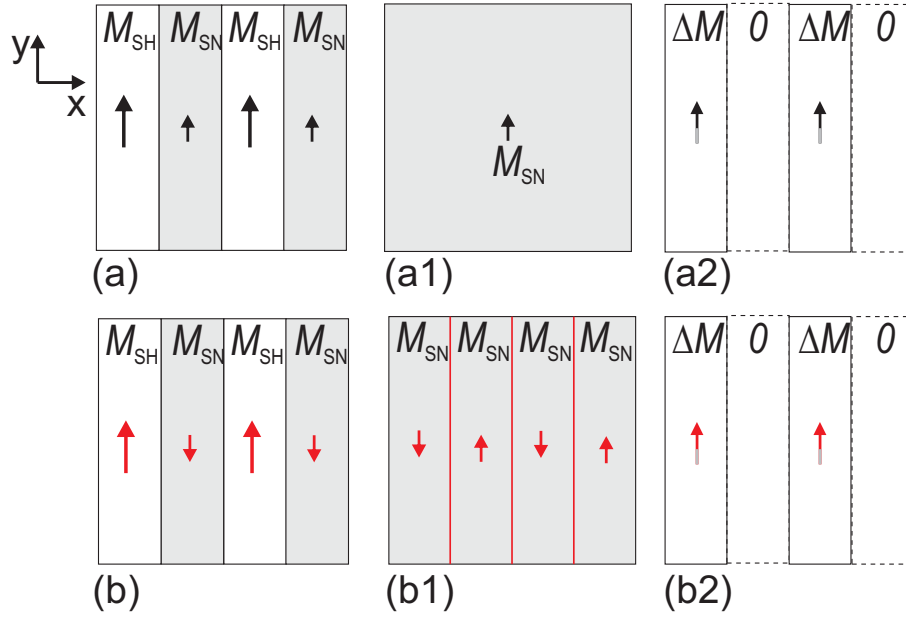


Abbildung 5.3: Zerlegung möglicher Magnetisierungszustände in errechenbare Konfigurationen. Für parallel ausgerichtete Magnetisierungen (a) wird die Streufeldenergie in die eines magnetisch gesättigten quadratischen Elements mit  $M_S = M_{SN}$  (a1) und in die Energie von Streifen mit  $\vec{M}_S = \Delta \vec{M}$  (a2) aufgeteilt. Im antiparallel magnetisierten Zustand (b) wird die Streufeldenergie in die Beiträge eines uniaxialen Domänenmusters mit  $M_S = M_{SN}$  und die Beiträge von Streifen mit  $\vec{M}_S = \Delta \vec{M}$  aufgeteilt.

und ergibt für den in Abb. 5.1 skizzierten Fall:

$$\gamma_w = \gamma_0 \cdot \left[ 1 - \cos \left( \frac{\alpha - \beta}{2} \right) \right]^2. \quad (5.1)$$

In dieser Gleichung ist  $\gamma_0$  die spezifische Wandenergie einer  $180^\circ$ -Néelwand, die mit der Sättigungsmagnetisierung und der Austauschkonstante des Ferromagneten skaliert. Im Modell wird daher angenommen, dass sich die Wände bevorzugt in Streifen niedriger Sättigungsmagnetisierung aufhalten, um die Wandenergie zu reduzieren. Die spezifische Zeeman-Energie  $e_{zee}$  ist abhängig von der Orientierung der Magnetisierung in den Streifen zum externen Feld und errechnet sich aus

$$e_{zee} = -\mu_0 \frac{L}{2b_{st}} \left( \vec{H}_{ext} \vec{M}_{SN} + \vec{H}_{ext} \vec{M}_{SH} \right). \quad (5.2)$$

Das Verhältnis  $\frac{L}{2b_{st}}$  bestimmt die jeweilige Anzahl beider Streifentypen, wenn die Streifenbreite konstant ist.

Zur Berechnung der Streufeldenergie wird die Magnetisierung des Gesamtsystems in errechenbare Teilkonfigurationen zerlegt, siehe Abb. 5.3. Im Falle parallel ausgerichteter Magnetisie-



rungskomponenten, wie in Abb. 5.3 (a), wird das System in ein magnetisch gesättigtes Quadrat der Länge  $L$  mit  $M_S = M_{SN}$  [5.3 (a1)] und in Streifen der Breite  $b_{st}$  mit  $\Delta\vec{M} = \vec{M}_{SH} - \vec{M}_{SN}$  [5.3 (a2)] aufgeteilt. Die Streufeldenergie eines quadratischen Elements  $e_{d,a1}$  mit  $M_S = M_{SN}$  kann über die Gleichung

$$e_{d,a1} = \frac{1}{2}\mu_0 N_Q \vec{M}^2 = \frac{1}{2}\mu_0 N_Q M_{SN}^2 \quad (5.3)$$

berechnet werden. Dabei ist  $N_Q$  der effektive Entmagnetisierungsfaktor für ein quadratisches Element mit der Magnetisierung in der Ebene. Die Werte für  $N_Q$  und alle anderen vorkommenden Entmagnetisierungsfaktoren werden mit einem Ansatz von Aharoni für quaderförmige Elemente errechnet [33]. Die Teilkonfiguration in Abb. 5.3 (a2) ergibt sich aus der zusätzlichen Komponente der Streufeldenergie  $e_{d,a2}$ , die durch die unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen in den Streifen entsteht. Der Wert von  $e_{d,a2}$  errechnet sich aus

$$\begin{aligned} e_{d,a2} &= \frac{1}{2}\mu_0 \vec{N} \Delta\vec{M}^2 \\ &= \frac{1}{2}\mu_0 N_{st,x} \frac{L}{2b_{st}} (M_{SH} \sin \alpha - M_{SN} \sin \beta)^2 \\ &\quad + \frac{1}{2}\mu_0 N_{st,y} \frac{L}{2b_{st}} (M_{SH} \cos \alpha - M_{SN} \cos \beta)^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

(5.5)

mit den Entmagnetisierungsfaktoren in  $x$ - und  $y$ -Richtung,  $N_{st,x}$  und  $N_{st,y}$ , für Quader mit der Größe eines einzelnen Streifens.

Die zweite mögliche Magnetisierungskonfiguration ist die antiparallel magnetisierter Streifen mit  $(|\alpha - \beta|) > 90^\circ$ , wie in Abb. 5.3 (b) dargestellt. Eine Teilkonfiguration dieses Zustands ist ein quadratisches Feld aus antiparallel orientierten Domänen. Die Sättigungsmagnetisierung der Domänen beträgt  $M_S = M_{SN} \cdot \cos \beta$  [5.3 (b1)]. Für diesen Fall existieren analytische Ausdrücke, mit denen der Beitrag zur Streufeldenergie  $e_{d,b1}$  über

$$\begin{aligned} e_{d,b1} &= \frac{1}{2}\mu_0 N_Q (M_{SN} \cos \beta)^2 \frac{8b_{st}}{\pi^3 L} \\ &\quad \cdot \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} n \right) \left[ 1 + \exp \left( -\pi n \frac{L}{b_{st}} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.6)$$

berechnet werden kann [77],[78]. Der zusätzliche in Abb. 5.3 (b2) dargestellte Anteil zu  $e_d$  wird über Gleichung 5.5 ermittelt.

Die Gleichgewichtsmagnetisierung in Abhängigkeit von  $H_{\text{ext}}$ ,  $L$  und  $b_{\text{st}}$  wird errechnet, in dem die Gesamtenergie als Summe der Energien von Gl. 5.1 bis Gl. 5.6 nach  $\alpha$  und  $\beta$  abgeleitet und das Energieminimum bestimmt wird. Das Minimum wurde mit der Software "Mathematica 6" von Wolfram Soft iterativ ermittelt. In Abb. 5.4 sind exemplarisch Gesamtenergien in Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $\beta$  dargestellt. Die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$ , bei denen die Energie minimal wird, sind sowohl vom Verhältnis  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ , als auch von der Größe der Streifen abhängig. Ein

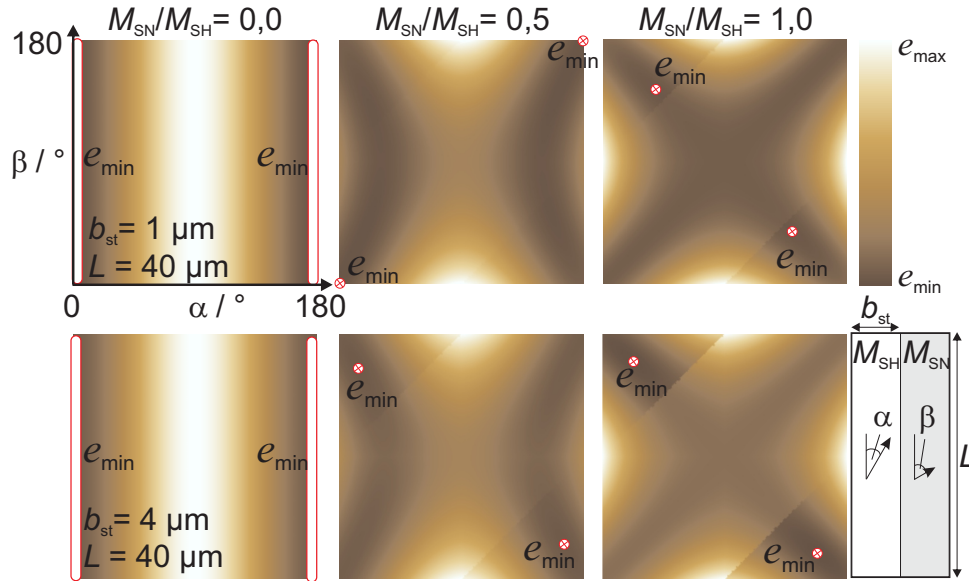


Abbildung 5.4: Energielandschaft bei  $H_{\text{ext}} = 0$  in Abhängigkeit von den Winkeln der Magnetisierung  $\alpha, \beta$  und dem Verhältnis  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ . In der oberen Zeile ist die Streifenbreite  $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$  und in der unteren Zeile ist  $b_{\text{st}} = 4 \mu\text{m}$ . Die roten Markierungen zeigen das globale Energieminimum.

Verhältnis von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0$  entspricht einem Array von magnetisch isolierten Streifen mit  $M_{\text{S}} = M_{\text{SH}}$ . Innerhalb dieser Streifen ist die magnetisch leichte Achse parallel zur langen Seite orientiert, um Streufeldenergie zu minimieren ( $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$ ). Die Orientierung der leichten Achse ist in dem Fall unabhängig von  $\beta$ , da  $M_{\text{SN}} = 0$ .

Ist das Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,5$ , sind bei  $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$  die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung  $\alpha, \beta = 0^\circ$ , bzw.  $\alpha, \beta = 180^\circ$ . Bei einer Streifenbreite  $b_{\text{st}} = 4 \mu\text{m}$  existiert ein Minimum der Energie bei  $\alpha = 13,7^\circ$  und  $\beta = 155,7^\circ$  und ein weiteres bei  $\alpha = 166,3^\circ$  und  $\beta = 24,3^\circ$ . Demnach ist es für ein System mit einer Streifenbreite  $4 \mu\text{m}$  und  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,5$  günstiger, in magnetische Domänen zu zerfallen, um Streufeldenergie auf Kosten von Wandenergie zu reduzieren. Steigt das Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen bis zum Maximalwert von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 1,0$  an, sinkt die kritische Streifenbreite, bei der das Sy-

stem in magnetische Domänen zerfällt. Sind die Sättigungsmagnetisierungen der Streifen gleich groß, handelt es sich um ein magnetisch homogenes, quadratisches Element. In diesem Fall ist  $b_{st}$  die Domänenbreite. Es zeigt sich, dass bei solch einem Element ein Zerfall der Magnetisierungsstruktur in 40 Domänen ( $b_{st} = 1 \mu m$ ) trotz der hohen Wandenergie energetisch günstiger als der eindomänige Zustand ist. Die energetisch günstigste Struktur in magnetisch homogenen Quadraten mit den in der Arbeit verwendeten Abmessungen, ist die Landastruktur, wie in Abb. 2.3 dargestellt [34]. Diese wird mit dem vorgestellten Modell nicht berücksichtigt und spielt auch nur, wie die Experimente im nächsten Abschnitt zeigen, bei  $M_{SN}/M_{SH} \geq 0,8$  eine Rolle.

Die generelle Abhängigkeit der Gleichgewichtsmagnetisierung im Nullfeld wird in einem Phasendiagramm (Abb. 5.5) gezeigt. Wie man anhand des Graphs sieht, ist der eindomänige Zustand über einen großen Bereich von  $M_{SN}/M_{SH} = 1,0$  stabil, wenn das Aspektverhältnis  $L/b_{st}$  hinreichend groß ist. Hohe Aspektverhältnisse von  $L/b_{st} \gg 100$  treten bei großen Element-

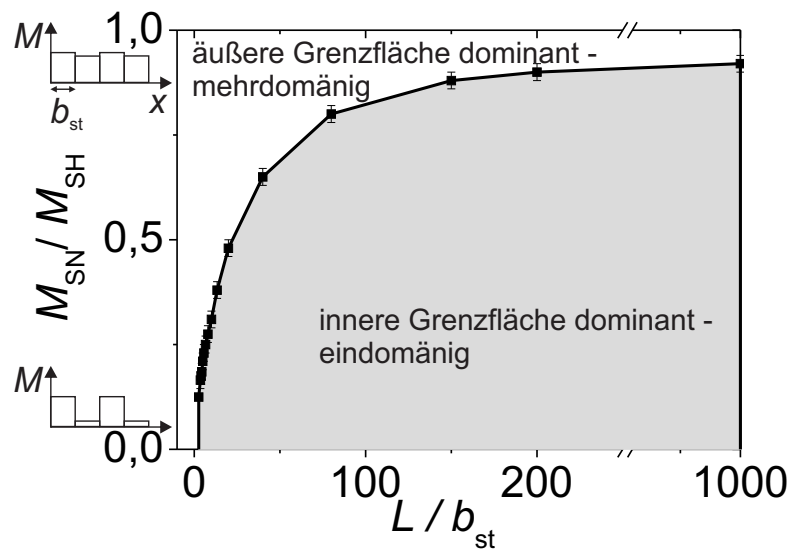


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Magnetisierungskonfiguration im Nullfeld von dem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{SN}/M_{SH}$  und dem Aspektverhältnis  $L/b_{st}$ .

tabmessungen und/oder kleinen Streifenbreiten auf. Sie bewirken, dass die Orientierung der Magnetisierungen in den Streifen hauptsächlich von den inneren Grenzflächen zwischen den Streifen bestimmt wird. Niedrige Aspektverhältnisse bedeuten eine geringere Anzahl innerer Grenzflächen, so dass der Einfluss der äußeren Begrenzung des Elements zunimmt. Dies kann teilweise über niedrige Werte von  $M_{SN}$  kompensiert werden, da der Einfluss der in Abb. 5.3 (a1) und (b1) gezeigten Komponenten abnimmt und sich das Element verstärkt wie ein Array

isolierter Streifen wie in Abb. 5.3 (a2) (b2) verhält.

Neben den Magnetisierungskonfigurationen im Nullfeld hängen auch die magnetischen Hystereseeigenschaften von  $L/b_{\text{st}}$  und  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$  ab. Die in Abb. 5.6 dargestellten Hysteresekurven sind Beispiele für Elementkonfigurationen mit einem im Nullfeld stabilen eindomänen Zustand ( $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$ ) und einem im Nullfeld stabilen mehrdomänen Zustand ( $b_{\text{st}} = 4 \mu\text{m}$ ). Die

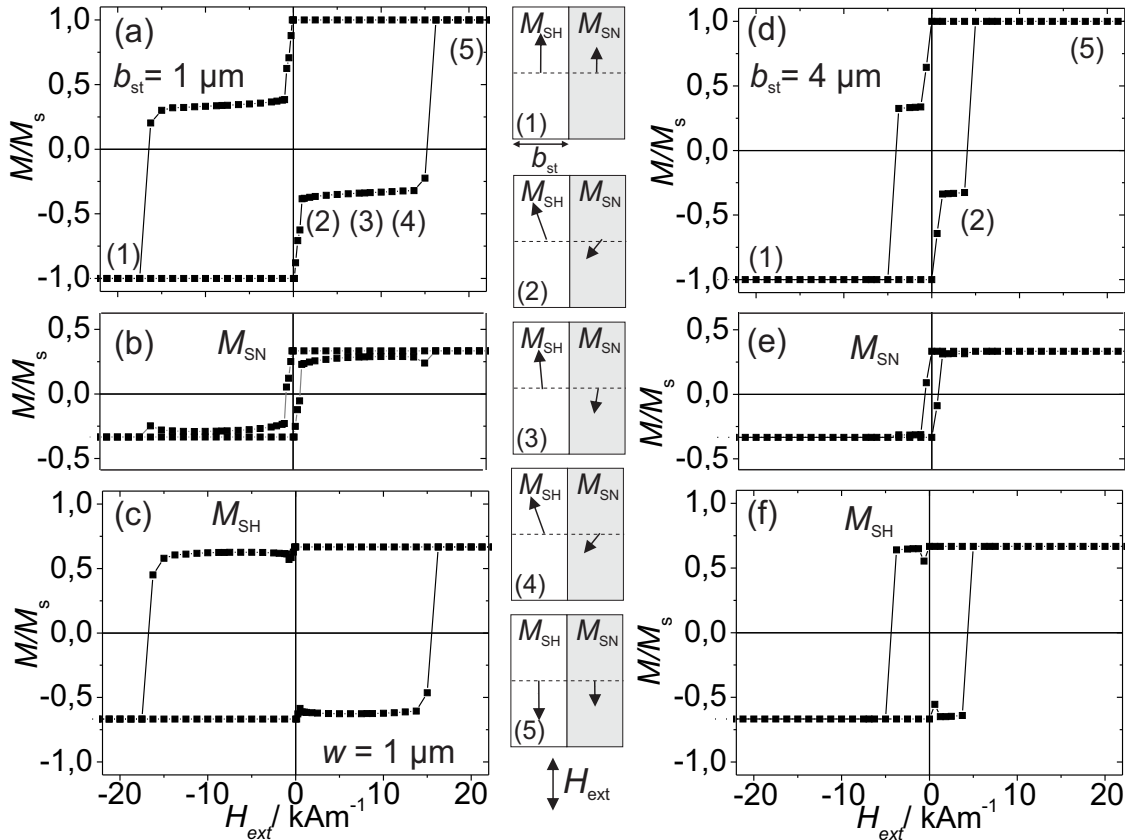


Abbildung 5.6: Analytisch gerechnete Hysteresekurven mit  $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$  (a) und  $b_{\text{st}} = 4 \mu\text{m}$  (d). Das externe Feld ist parallel zur Streifenlängsachse orientiert. Die Kurven (b) und (c), bzw. (e) und (f) sind die Anteile der Streifentypen  $M_{\text{SN}}$  und  $M_{\text{SH}}$  an der gesamten Hysterese. Die numerierten Skizzen stellen schematisch die Magnetisierungsrichtungen in den jeweiligen Streifen dar.

Hysterese beider Elemente ist zweistufig. Die Graphen 5.6 (b) und (c), bzw. (e) und (f) zeigen die aufgeschlüsselten Beiträge der einzelnen Streifen an der Gesamthysterese. Anhand der Daten ist erkennbar, dass mit steigendem externen Feld zuerst die  $M_{\text{SN}}$ -Streifen schalten. Im Zuge dessen ändert sich auch die Magnetisierung in den  $M_{\text{SH}}$ -Streifen um den Wandwinkel  $\theta = \alpha - \beta$ , um die Wandenergie zu reduzieren (siehe Skizze 2 in Abb. 5.6). Im Feldbereich

zwischen  $0,8 \leq H_{\text{ext}} \leq 12 \text{ kAm}^{-1}$  ändert sich bei  $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$  das Vorzeichen der Permeabilität sowohl in den  $M_{\text{SN}}$ -, als auch in den  $M_{\text{SH}}$ -Streifen [siehe Abb. 5.6 (b) und (c)]. Die Magnetisierung  $M_{\text{SN}}$  orientiert sich bis  $H_{\text{ext}} = 6 \text{ kAm}^{-1}$  in Richtung des externen Feldes und  $M_{\text{SH}}$  davon weg [Punkt (3) in 5.6 (a)]. Oberhalb von  $H_{\text{ext}} = 6 \text{ kAm}^{-1}$  bis  $H_{\text{ext}} = 12 \text{ kAm}^{-1}$  verhält es sich umgekehrt. Die Änderung des Vorzeichens geschieht wechselseitig, wobei sich die Gesamt magnetisierung immer in Richtung des externen Feldes bewegt. Die Ursachen für dieses Verhalten gründen sich zum einen auf den unterschiedlichen Gewinn an Zeeman-Energie in Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $\beta$  und zum anderen auf die Vermeidung von Streufeld- und Wandenergie an den Grenzflächen zwischen den Streifen.

Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses von  $L/b_{\text{st}} = 40$ , ordnet sich die Magnetisierung in den Streifen bevorzugt so an, dass an der Grenzfläche zwischen den Streifen  $\text{div} \vec{M} = 0$  gilt. Bei Magnetfeldern bis  $H_{\text{ext}} = 6 \text{ kAm}^{-1}$  ist

$$\frac{\partial e_{\text{zee}}}{\partial \beta} < \frac{\partial \gamma_{\text{w}}/b_{\text{st}}}{\partial (\alpha - \beta)} + \frac{\partial e_{\text{zee}}}{\partial \alpha}. \quad (5.7)$$

Das ergibt unter der Bedingung  $\text{div} \vec{M} = 0$  eine negative Permeabilität in den  $M_{\text{SH}}$ - und eine positive in den  $M_{\text{SN}}$ -Streifen. Bei  $H_{\text{ext}} > 6 \text{ kAm}^{-1}$  kehrt sich die Permeabilität der  $M_{\text{SN}}(H)$ - und  $M_{\text{SH}}(H)$ -Kurven um, da

$$\frac{\partial e_{\text{zee}}}{\partial \alpha} < \frac{\partial \gamma_{\text{w}}/b_{\text{st}}}{\partial (\alpha - \beta)} + \frac{\partial e_{\text{zee}}}{\partial \beta}. \quad (5.8)$$

Aufgrund dessen dreht sich  $\vec{M}_{\text{SH}}$  in Richtung des externen Feldes und  $\vec{M}_{\text{SN}}$  orientiert sich so, dass an den internen Grenzflächen magnetische Ladungen und damit zusätzliche Beiträge zur Streufeldenergie  $e_{\text{d}}$  vermieden werden. Bei  $H_{\text{ext}} = 12 \text{ kAm}^{-1}$  ist das externe Feld größer als das Schaltfeld  $H_{\text{c2}}$  von  $\vec{M}_{\text{SH}}$ . Dieses Schaltfeld ist für  $b_{\text{st}} = 4 \mu\text{m}$  deutlich geringer. Die höhere Streifenbreite resultiert in einem niedrigeren Aspektverhältnis  $L/b_{\text{st}}$ . Dadurch sinkt die Differenz der Streufeldenergie zwischen  $\vec{M}_{\text{SH}}$  parallel zur langen Seite und  $\vec{M}_{\text{SH}}$  senkrecht zur langen Seite und so auch das Schaltfeld.

Die gerechneten Hysteresekurven für  $H_{\text{ext}}$  senkrecht zur Streifenachse sind in Abb. 5.7 gezeigt. Für  $b_{\text{st}} = 1 \mu\text{m}$  teilt sich die Hysterese in Bereiche unterschiedlicher Permeabilität [5.7 (a)]. Im Bereich  $0 \text{ kAm}^{-1} \leq H_{\text{ext}} \leq 0,8 \text{ kAm}^{-1}$  ist die Permeabilität deutlich größer als bei höheren externen Feldern. Der Unterschied in der Permeabilität kann über die Analyse der Hysterese der individuellen Streifen, dargestellt in Abb. 5.7 (b) und (c), erklärt werden. Die Magnetisierung der  $M_{\text{SN}}$ -Streifen sättigt schon bei einem externen Feld  $H_{\text{ext}} = 0,8 \text{ kAm}^{-1}$ . Zur Vermeidung von Streufeldenergie richtet sich die Magnetisierung der  $M_{\text{SH}}$ -Streifen so aus, dass die Ma-

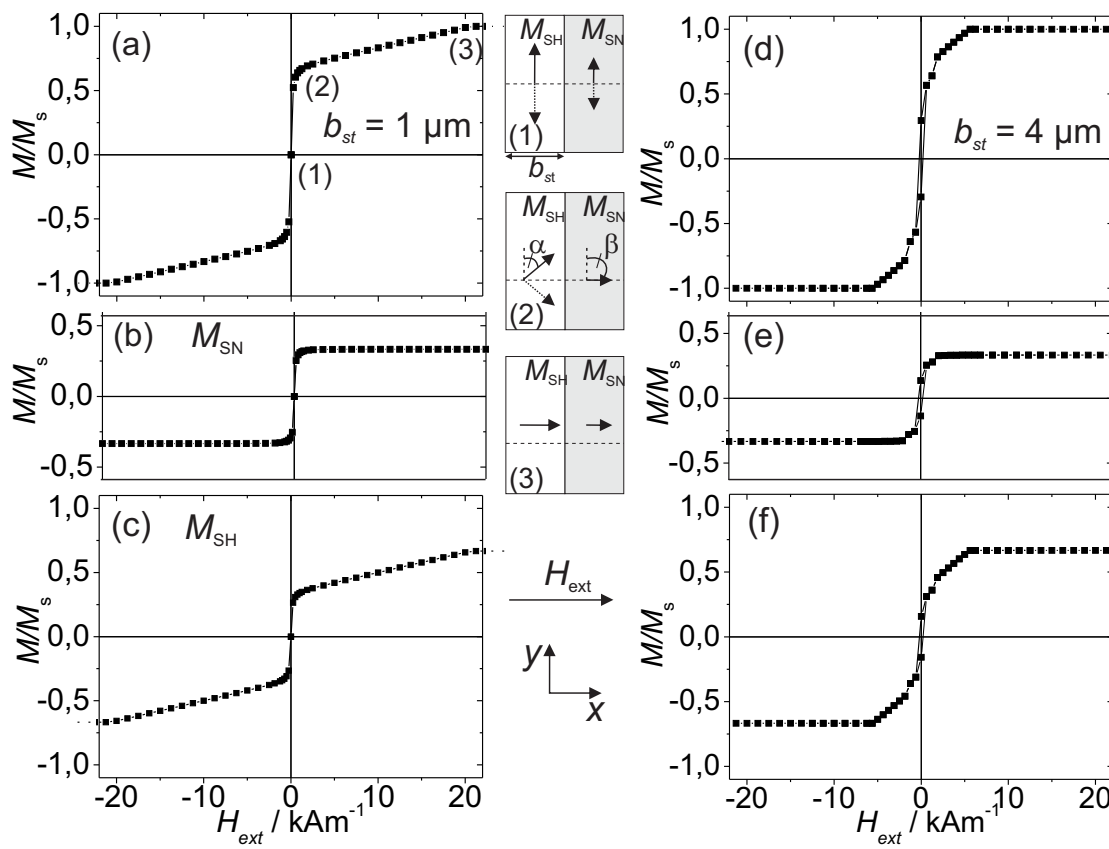


Abbildung 5.7: Analytisch gerechnete Hysteresekurven mit  $b_{st} = 1 \mu\text{m}$  (a) und  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$  (d). Das externe Feld ist senkrecht zur Streifenlängsachse orientiert. Die Kurven (b) und (c), bzw. (e) und (f) sind die Anteile der Magnetisierungen  $M_{SN}$  und  $M_{SH}$  an der gesamten Hysteresis.

gnetisierungskomponente senkrecht zu den Streifen im ganzen Element gleich groß ist und so  $\text{div } \vec{M} = 0$  erfüllt ist, siehe Abb. 5.7 (2). Bei  $H_{\text{ext}} > 0,8 \text{ kAm}^{-1}$  beginnt sich die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes zu drehen, bis zur Sättigung bei  $H_s = 21 \text{ kAm}^{-1}$ . Die geringere Permeabilität von  $H_s > 0,8 \text{ kAm}^{-1}$  bis zur Sättigung resultiert aus zusätzlichen Streufeldern  $H_d$ . Nach Gleichung 2.9 gilt für diese Streufelder

$$H_d = -N_{\text{st},x} \cdot \Delta M \quad (5.9)$$

mit

$$\Delta M = M_{\text{SH}} \cdot \sin \alpha - M_{\text{SN}} \cdot \sin \beta. \quad (5.10)$$

Das Feld  $H_d$  wirkt dem externen Feld entgegen, so dass  $M_{\text{SH}}$  erst bei  $H_{\text{ext}} = H_d = H_s = 21 \text{ kAm}^{-1}$  in Richtung des externen Feldes orientiert ist.

Der Entmagnetisierungsfaktor  $N_{\text{st},x}$  sinkt mit niedrigerem Aspektverhältnis  $L/b_{\text{st}}$ . Das erklärt das niedrigere Sättigungsfeld der  $M_{\text{SH}}$ -Streifen von  $H_s = 6 \text{ kAm}^{-1}$  bei einer Streifenbreite von  $4 \mu\text{m}$  [Abb. 5.7 (d) und (f)]. Das Streufeld und damit das Sättigungsfeld variieren in Gl. 5.9 zusätzlich mit  $\Delta M$ . Die Werte von  $\Delta M$  können laut Gl. 5.10 über das Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$  eingestellt werden. Abbildung 5.8 zeigt die generelle Abhängigkeit der Sättigungsfelder  $H_s$  vom Aspektverhältnis  $L/b_{\text{st}}$  und dem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ . Die Daten zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen dem

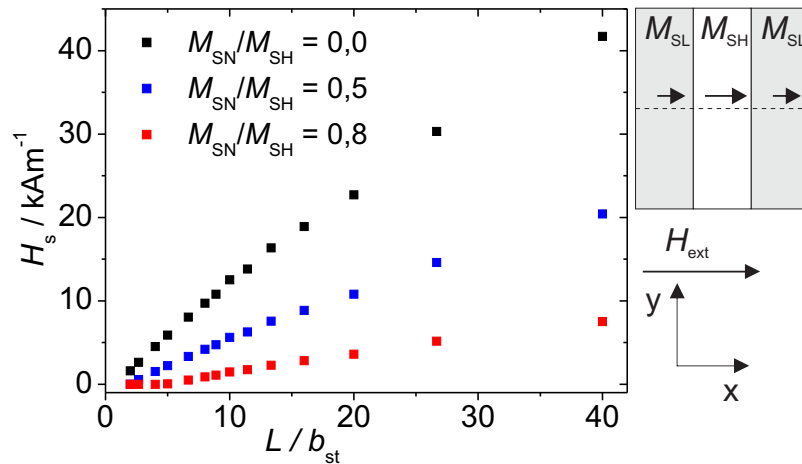


Abbildung 5.8: Sättigungsfelder in Abhängigkeit von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$  mit  $M_{\text{SH}} = 800 \text{ kAm}^{-1}$  und dem Aspektverhältnis  $L/b_{\text{st}}$ .

Sättigungsfeld und  $L/b_{\text{st}}$ . Die Abhängigkeit des Sättigungsfeldes von  $L/b_{\text{st}}$  steigt mit niedrigerem  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ -Verhältnis aufgrund der in Gl. 5.9 höheren Werte von  $\Delta M$  ( $\alpha = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ )

für die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung zur Streifenlängsachse. Bei einem Verhältnis von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} \rightarrow 1$  geht  $\Delta M$  ( $\alpha = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ ) gegen null, so dass das Sättigungsfeld nicht mehr von den internen Grenzflächen dominiert wird, sondern nur noch von den externen Begrenzungen des quadratischen Elements. Das Sättigungsfeld eines quadratischen Elements mit  $d = 20 \text{ nm}$ ,  $L = 40 \text{ }\mu\text{m}$  und  $M_s = 800 \text{ kAm}^{-1}$  beträgt  $H_s = 1,1 \text{ kAm}^{-1}$ .

### 5.3 Vergleich zwischen Modell und Experiment

Die magnetischen Hysteresekurven und die Domänenkonfigurationen wurden mit hochauflösender magneto-optischer Kerrmikroskopie analysiert. Die Magnetisierungskurven und die dazugehörigen Domänenkonfigurationen wurden bei den in Tab. 5.1 angegebenen Proben sowohl parallel als auch senkrecht zur Streifenachse gemessen. In Abb. 5.9 sind die entmagnetisierten Zustände für verschiedene  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ -Verhältnisse und für eine Streifenbreite  $b_{\text{st}} = 1 \text{ }\mu\text{m}$  dargestellt. Die Proben wurden im gleichmäßig abklingenden Wechselfeld entlang der Streifenlängsachse entmagnetisiert. Die Frequenz des Wechselfelds war 20 Hz, die Abklingdauer 20 s und die maximale Feldamplitude  $60 \text{ kAm}^{-1}$ .

Die Bilder zeigen ganz deutlich einen Übergang von streifenweise abgegrenzten Domänen zu einer Abschlussdomänenstruktur, wenn das  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$ -Verhältnis ansteigt. Bei einem Verhältnis von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,5$  sind die Domänenwände an den internen Grenzflächen orientiert, während mit  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,8$  Domänenwände von Abschlussdomänen über die Streifen hinweg verlaufen. Der Übergangsbereich zwischen  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,5 \dots 0,8$  bestätigt die in Abb. 5.5 simulierte Phasengrenze zwischen eindomäniger und mehrdomäniger Gleichgewichtsmagnetisierung im Nullfeld. Der Unterschied zwischen Simulation und Experiment besteht in der Domänenstruktur des Grundzustands bei  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} \geq 0,8$ . Die magneto-optischen Aufnahmen der Proben zeigen den Landauzustand, während im Modell nur streifenförmige Domänen erlaubt sind. Die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment ist daher im Bereich  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} \leq 0,8$  zu erwarten.

Die Modulation des Kerr-Kontrasts in den Abschlussdomänen bei  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,8$  resultiert aus der gedrehten Magnetisierung in den  $M_{\text{SH}}$ -Streifen. Die Orientierung von  $\vec{M}_{\text{SH}}$  ist unter dem Domänenbild in Abb. 5.9 skizziert.  $\vec{M}_{\text{SH}}$  ist in der oberen- und unteren Abschlussdomäne so orientiert, dass die Abschlussdomänen sich wie Quasidomänen mit einer Sättigungsmagnetisierung von  $M = M_{\text{SN}}$  verhalten [15],[79],[80]. Die modulierte Magnetisierung innerhalb der



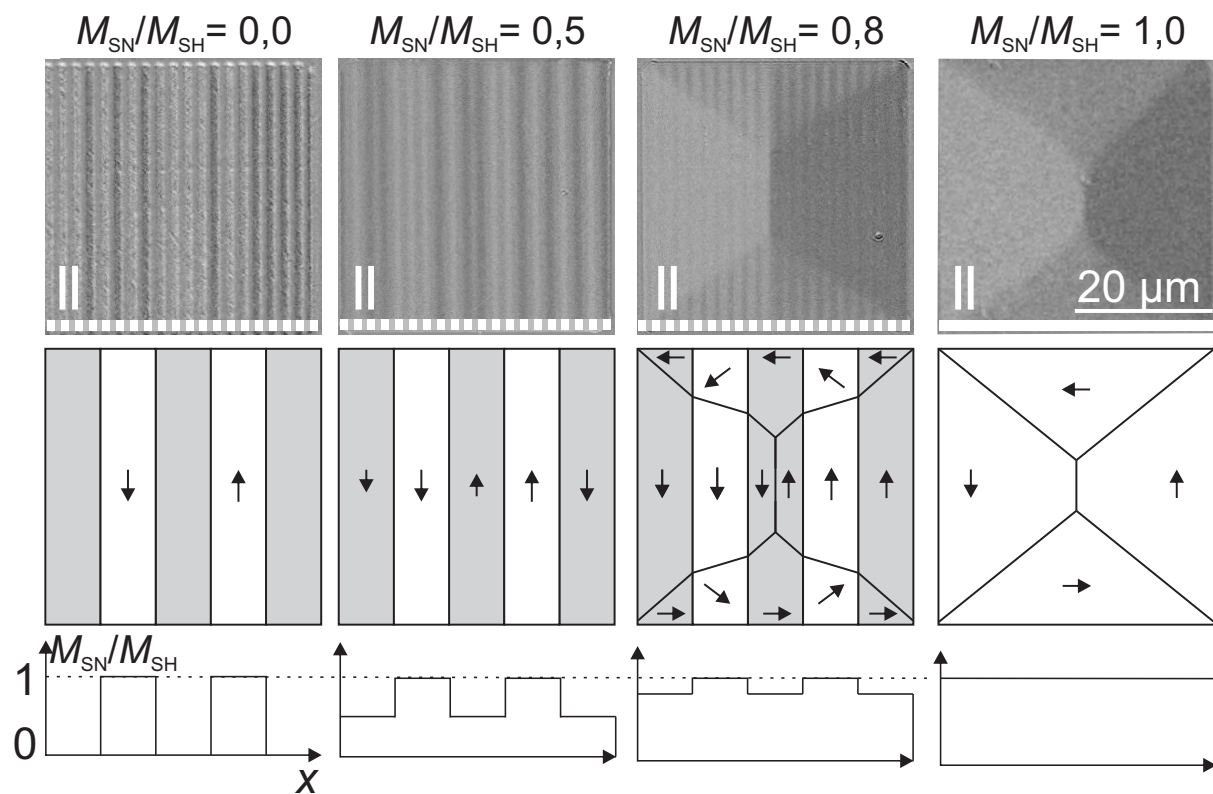


Abbildung 5.9: Oben: Magneto-optische Domänenaufnahmen von entmagnetisierten Zuständen in Abhängigkeit von  $M_{SN}/M_{SH}$ . Die Streifenbreite  $b_{st}$  beträgt 1  $\mu\text{m}$ . Unten: Skizzierte Magnetisierungskonfiguration des Elements. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die skizzierten Streifenbreiten nicht maßstabsgerecht.

Quasidomänen ist ähnlich zum simulierten Zustand in Abb. 5.7 (2). In diesem Zustand werden sowohl an den inneren, als auch an den äußeren Grenzflächen magnetische Ladungen vermieden. Die Drehung der Magnetisierung und deren Einfluss auf die Wände der Abschlussdomänen lassen sich sehr gut bei größeren Streifenbreiten beobachten. Magneto-optische Aufnahmen eines entmagnetisierten Elements mit  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$  sind in Abb. 5.10 gezeigt. Die Kerr-Empfindlichkeitsachse ist in den Domänenbildern jeweils parallel zu den zwei weißen Balken orientiert.

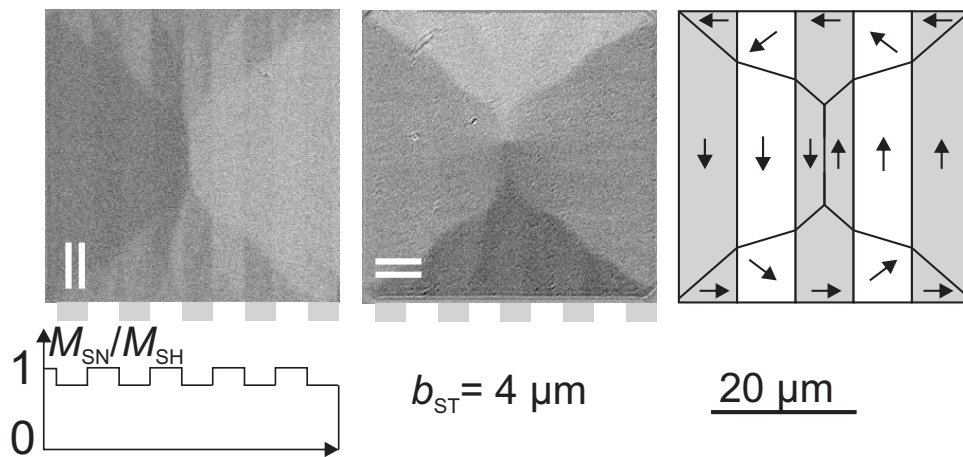


Abbildung 5.10: Magneto-optische Domänenaufnahmen eines Elements mit einer Streifenbreite  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$  und einem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{SN}/M_{SH} = 0,8$  im entmagnetisierten Zustand. Die Empfindlichkeitsachse des Kerr-Kontrasts ist jeweils parallel zu den zwei weißen Balken orientiert.

Die beiden Aufnahmen bestätigen die skizzierte Magnetisierungskonfiguration in den Streifen und zeigen zusätzliche Domänen an den Enden der Streifen. Diese entstehen, um Ladungen an der externen Begrenzung des Elements zu vermeiden.

Ein weiterer interessanter Effekt ist die Manipulation der  $180^\circ$ -Wand in der Mitte des Elements durch die Strukturierung. Das Vorhandensein einer  $180^\circ$ -Wand im unstrukturierten Fall resultiert aus der geringen induzierten Anisotropie von  $K_{u,ind} = 200 \text{ Jm}^{-3}$  parallel zur  $180^\circ$ -Wand. Die Länge der Wand  $L_\gamma$  kann durch eine Streifenstrukturierung senkrecht zur induzierten Anisotropie reduziert werden, siehe linke Aufnahme und Skizze in Abb. 5.11. Sind die Streifen parallel zu  $K_{u,ind}$  angeordnet, verlängert sich die Wand. Genaue Messungen der Wandlänge für  $b_{st} = 1 \mu\text{m}$ ,  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$  und Streifenorientierungen parallel und senkrecht zu  $K_{u,ind}$  sind in Tab.5.2 angegeben. Die Daten zeigen, dass  $L_\gamma$  bei  $b_{st} = 1 \mu\text{m}$  stärker mit der Streifenorientierung variiert als bei  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$ . Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass im dargestellten

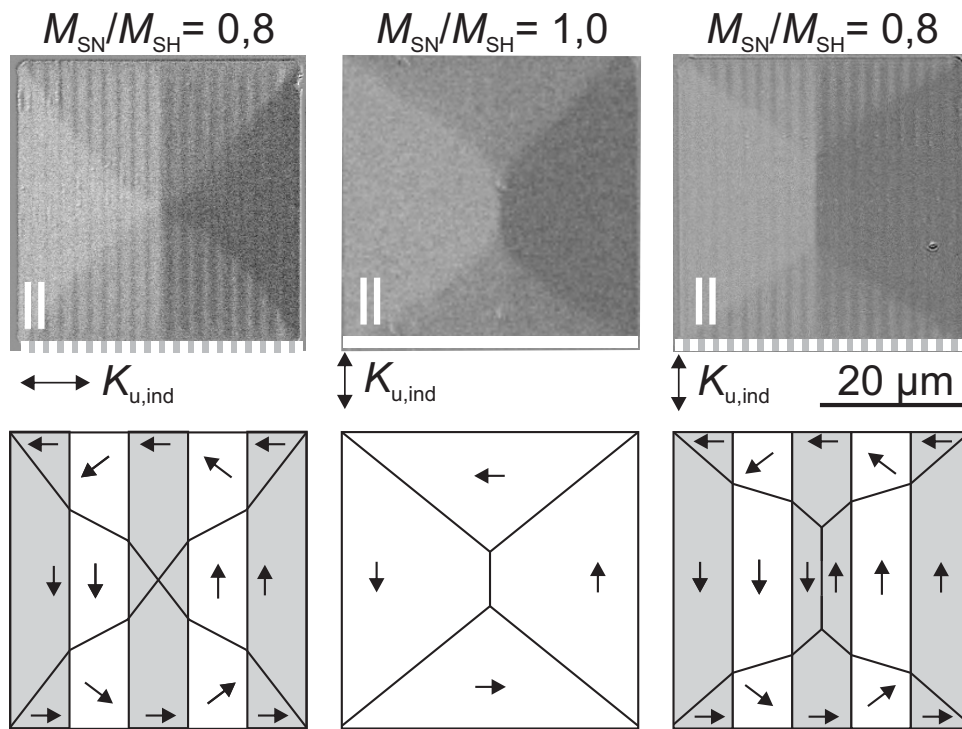


Abbildung 5.11: Magneto-optische Domänenaufnahmen des Grundzustands in Abhängigkeit von der Orientierung der Streifen zur induzierten leichten Achse.

Tabelle 5.2: Länge  $L_\gamma$  der  $180^\circ$ -Wand in Abhängigkeit von Streifenbreite und Orientierung bei  $M_{SN}/M_{SH} = 0,8$

| $b_{st} / \mu m$ | $L_\gamma / \mu m$ ( $K_{u,ind}   $ Streifen) | $L_\gamma / \mu m$ $K_{u,ind} \perp$ Streifen |
|------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| unstrukturiert   | $6 \pm 0,5$                                   | $6 \pm 0,5$                                   |
| 1                | $12 \pm 0,6$                                  | $0..1,5$                                      |
| 4                | $10 \pm 0,5$                                  | $5,6 \pm 2$                                   |

Gleichgewichtszustand die Magnetisierung in den  $M_{SH}$ -Streifen mit steigender Streifenbreite weniger stark von den internen Grenzflächen beeinflusst wird.

Die Strukturierung beeinflusst neben der Gleichgewichtsmagnetisierung auch das Ummagnetisierungsverhalten im externen Magnetfeld. In einem unstrukturierten quadratischen Element mit  $L = 40 \mu m$  und  $d = 20 nm$  erfolgt die Ummagnetisierung über die Nukleation von Domänen an Grenzflächen und Defekten, wie in Abb. 5.12 (b) und (c) zu sehen ist. Die sich bildenden Domänenstrukturen müssen nicht unbedingt der Gleichgewichtskonfiguration entsprechen. Es sind auch metastabile Konfigurationen möglich, die von der magnetischen Vorgeschichte wie der Feldrichtung und dem Nukleationskeim der Domänen abhängen. Diese metastabilen Kon-

figurationen annihilieren bei erhöhtem externen Feld, bis das Element gesättigt ist. Das Sättigungsfeld des unstrukturierten Elements, bei dem die Magnetisierung im Volumen des Elements gesättigt ist, liegt bei  $H_s = 1,3 \pm 0,2 \text{ kAm}^{-1}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem im Modell errechneten Wert von  $H_s = 1,0 \text{ kAm}^{-1}$ .

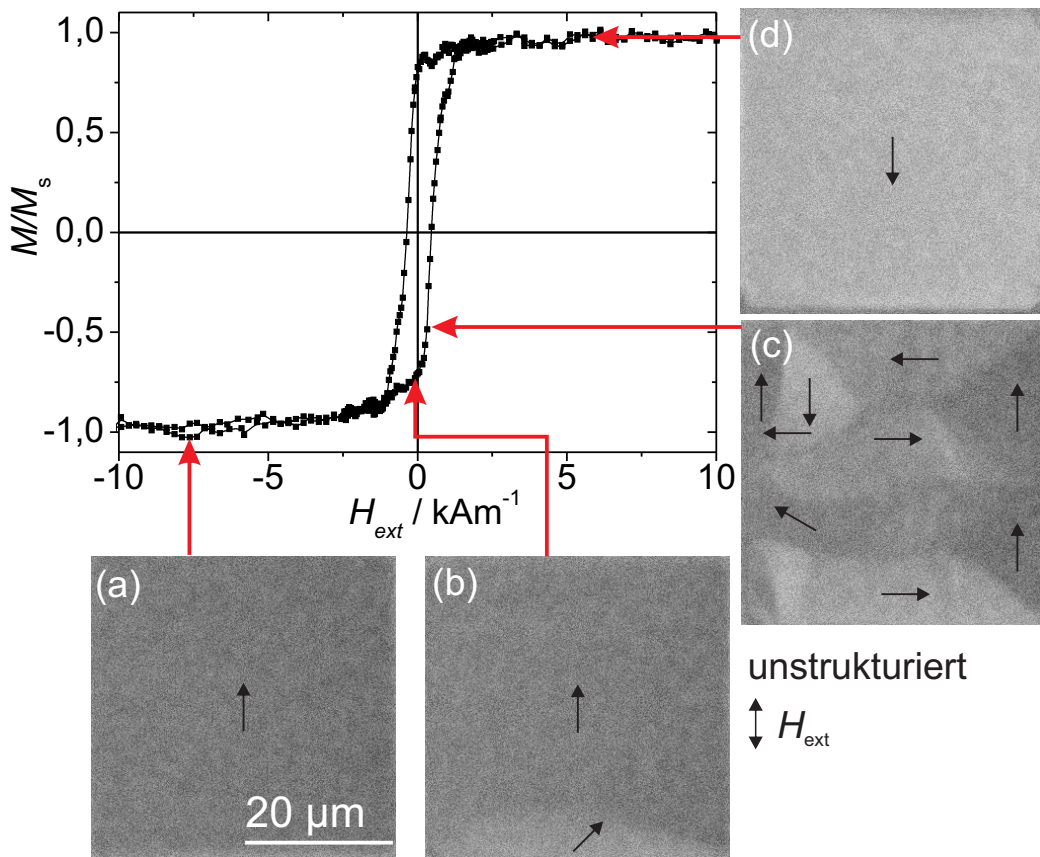


Abbildung 5.12: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurve eines unstrukturierten quadratischen Elements und die dazugehörigen Domänenkonfigurationen.

Das Ummagnetisierungsverhalten streifenstrukturierter Elemente wird, wie in Abschnitt 5.2 modelliert, maßgeblich von den Kenngrößen Streifenbreite und  $M_{SN}/M_{SH}$  beeinflusst. Die in Abb. 5.13 dargestellten Hysteresekurven zeigen sowohl in der Simulation als auch im Experiment ein zweistufiges Schaltverhalten mit vergleichbarer Änderung der Magnetisierung (Stufenhöhe). Anhand der magneto-optischen Domänenaufnahmen ist erkennbar, dass von magnetischer Sättigung kommend im Gegenfeld zuerst die Magnetisierung in den  $M_{SN}$ -Streifen schaltet [5.13 (b) und (c)]. Wird das Gegenfeld weiter erhöht, schaltet auch  $\vec{M}_{SH}$ . Das Schaltfeld von  $\vec{M}_{SH}$  ist im Vergleich zur Simulation deutlich niedriger, was auf unterschiedliche Ummagnetisierungsmechanismen zurück zu führen ist. In der Simulation wird von homogen magnetisierten

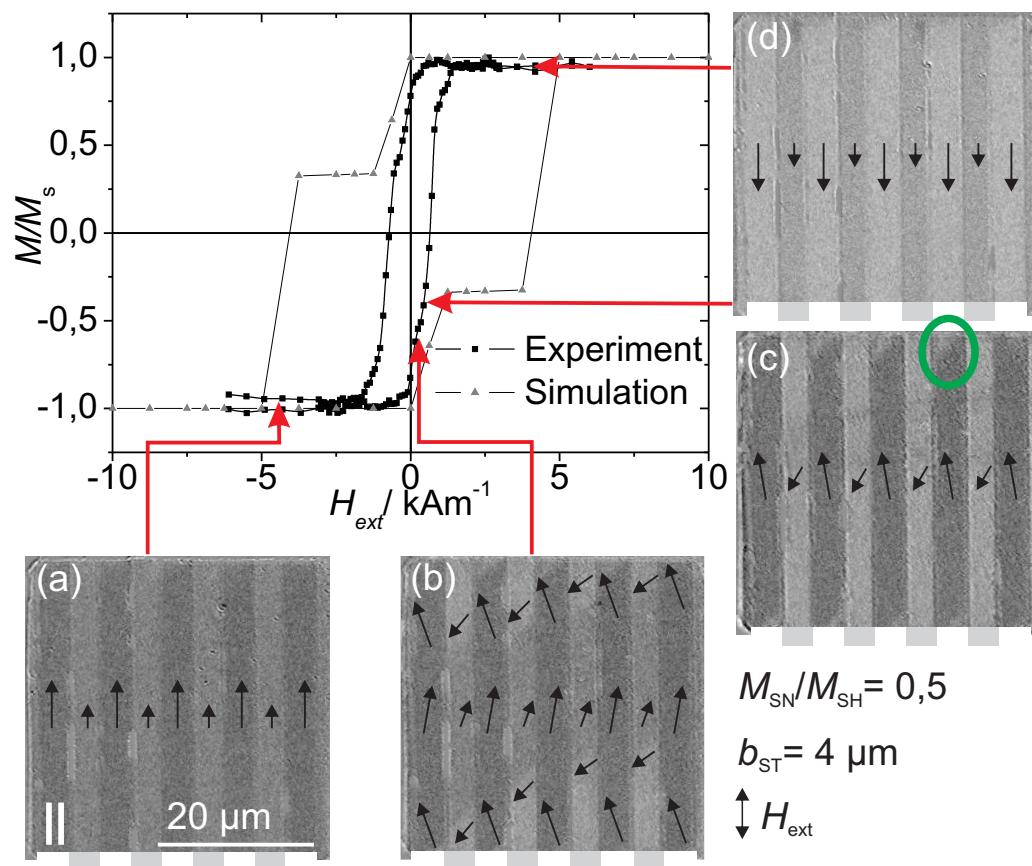


Abbildung 5.13: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurve mit  $H_{ext}$  parallel zur Streifenlängsachse und die dazugehörigen Domänenkonfigurationen. In Aufnahme (c) ist exemplarisch eine nukleierte Domäne in den  $M_{SH}$ -Streifen markiert.



Streifen ausgegangen, die sich über kohärente Drehung ummagnetisieren. Dieser Ummagnetisierungsvorgang stellt aufgrund der hohen Streufeldenergie für  $\vec{M}_{SH}$  senkrecht zur Streifenlängsachse das maximal mögliche Schaltfeld dar. Im Experiment nukleieren an den äußeren Begrenzungen der  $M_{SH}$ -Streifen Domänen, die sich durch den Streifen bewegen können und diesen dadurch ummagnetisieren, siehe Markierung in Abb. 5.13 (c). Die Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Streifenlängsachse beschränken sich während der Ummagnetisierung auf den Bereich der Domänenwand, so dass die zur Ummagnetisierung nötigen externen Magnetfelder deutlich reduziert sind.

Für eine Streifenbreite  $b_{st} = 1 \mu m$  ist, wie bei dem Graph in Abb. 5.14 zu sehen, das Schaltfeld für  $M_{SH}$  im Vergleich zu  $b_{st} = 4 \mu m$  deutlich erhöht. Dies gilt sowohl für die Simulation als auch für das Experiment und begründet sich auf für  $\vec{M}_{SH}$  senkrecht zur Streifenlängsachse höheren Streufeldern  $H_d$  bei kleineren Streifenbreiten.

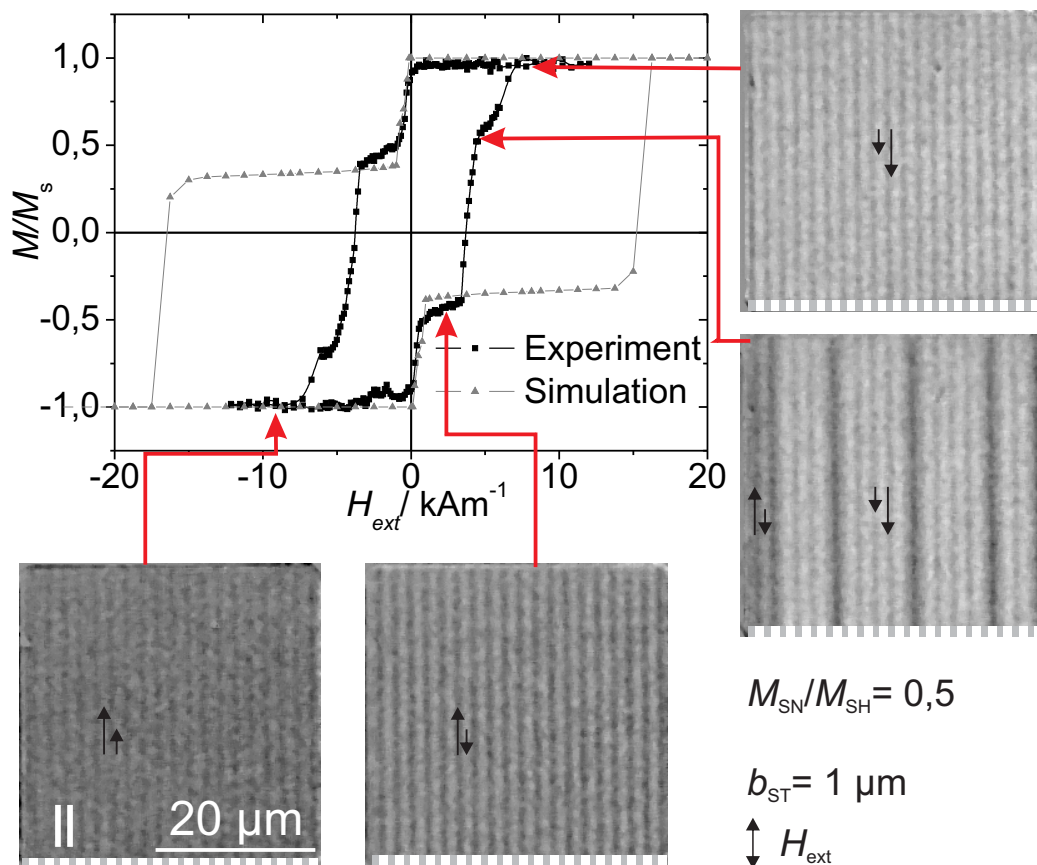


Abbildung 5.14: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurve mit  $H_{ext}$  parallel zur Streifenlängsachse und dazugehörige Domänenkonfigurationen.

Ein weiterer interessanter Effekt ist die Verteilung des Schaltfeldes im Experiment. Von Sättigung kommend beginnen im Gegenfeld bei  $H_{\text{ext}} = 3,5 \text{ kAm}^{-1}$  die Schaltprozesse in den  $M_{\text{SH}}$ -Streifen, bis  $\vec{M}_{\text{SH}}$  in nur noch wenigen Streifen in die Ausgangsrichtung zeigt. In diesen Streifen schaltet  $\vec{M}_{\text{SH}}$  erst bei  $H_{\text{ext}} = 6,0 \text{ kAm}^{-1}$ , bis das Element endgültig bei  $H_{\text{ext}} = 7,5 \text{ kAm}^{-1}$  gesättigt ist. Um die Ursache dieser Verteilung festzustellen, wurden innere Hysteresen gemessen, bei denen nur wenige Streifen schalten. Eine solche Hysterese ist in Abb. 5.15 dargestellt. Die

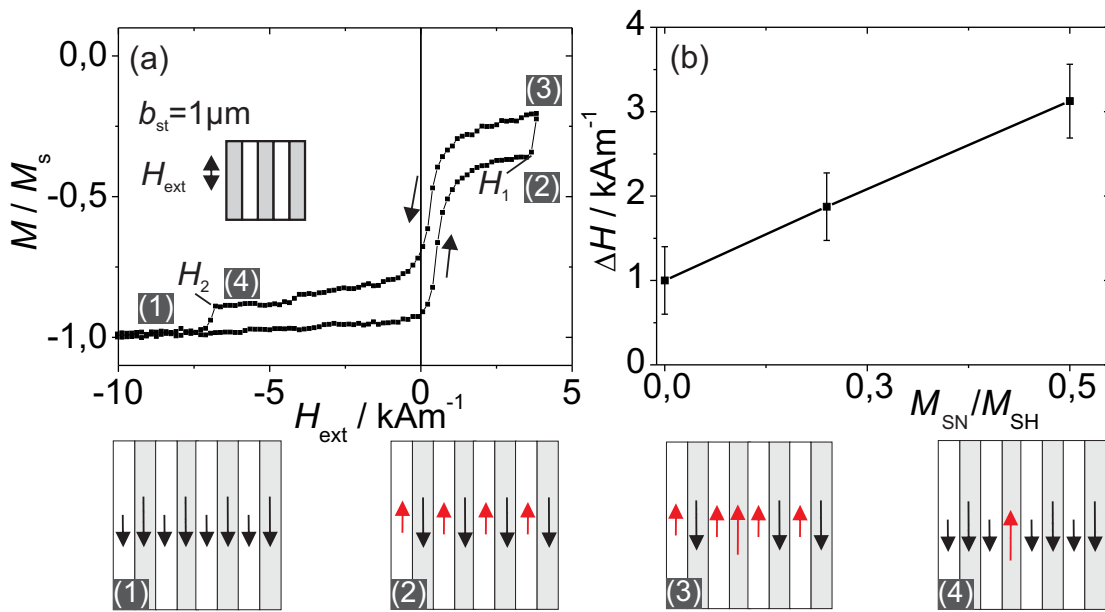


Abbildung 5.15: (a): Magneto-optisch gemessene innere Hysterese parallel zu den Streifen mit den Schaltfeldern  $H_1$  und  $H_2$ . Die Skizzen 1-4 zeigen schematisch die Magnetisierungs-konfigurationen der einzelnen Streifen. (b): Differenz der Schaltfelder  $\Delta H = H_1 - H_2$  in Abhängigkeit von  $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}}$

unterschiedlichen Beträge der Schaltfelder  $H_1$  und  $H_2$  zeigen deutlich, dass die Verteilung der Schaltfelder maßgeblich von der Magnetisierungskonfiguration des gesamten Elements beeinflusst wird. Die Magnetisierungen innerhalb der Streifen sind von negativer Sättigung kommend parallel zueinander ausgerichtet [Skizze 5.15 (1)]. Im positiven Gegenfeld orientiert sich  $\vec{M}_{\text{SN}}$  zuerst in Richtung des externen Feldes, so dass eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen entsteht [Skizze 5.15 (2)]. Bei  $H_{\text{ext}} = H_1 = 3,5 \text{ kAm}^{-1}$  schaltet  $\vec{M}_{\text{SH}}$  in wenigen Streifen in Richtung des externen Feldes [Skizze 5.15 (3)]. Wird das Feld anschließend reduziert, richtet sich die Magnetisierung in den  $M_{\text{SN}}$ -Streifen parallel zu  $\vec{M}_{\text{SH}}$  aus, so dass nur der geschaltete Anteil von  $\vec{M}_{\text{SH}}$  in positive Feldrichtung zeigt [Skizze 5.15 (4)]. In dieser Konfiguration werden die wenigen rot markierten Magnetisierungskomponenten durch das

Streifeld aller anderen Komponenten stabilisiert. Dieses wirkt wie ein effektives entmagnetisierendes Feld, das dem externen Feld entgegenwirkt. Somit ist ein höheres externes Magnetfeld von  $H_2 = -7,0 \text{ kAm}^{-1}$  notwendig, um die rot markierten Magnetisierungen in negative Feldrichtung zu schalten. Die Größe des effektiven Feldes ist proportional zu der Differenz  $\Delta H = ||H_2| - |H_1||$ . Diese sinkt, wie in Abb. 5.15 (b) gezeigt, mit niedrigerem  $M_{SN}/M_{SH}$ -Verhältnis, da sich das Element bei  $M_{SN}/M_{SH} \rightarrow 0$  wie ein Feld Austausch entkoppelter, isolierter Streifen verhält. Nichtsdestotrotz ist auch bei  $M_{SN}/M_{SH} = 0$  die Differenz  $\Delta H > 0$ , was auf eine Streufeldwechselwirkung zwischen den Streifen zurück zu führen ist [81],[82].

Ein weiterer sichtbarer Effekt der inneren Hysterese in Abb. 5.15 (a) ist die Verschiebung der Schaltfelder von  $\vec{M}_{SN}$  in eine Feldrichtung. Dieser sogenannte Exchange-Spring-Effekt beruht auf der Tatsache, dass in dem speziellen Element bei  $H_{\text{ext}} = 0$  die zusätzliche Wandenergie für antiparallele Ausrichtung von  $\vec{M}_{SN}$  und  $\vec{M}_{SH}$  größer ist als der Gewinn an Streufeldenergie. Die Bedingung, dass der Aufwand an Wandenergie größer als die reduzierte Streufeldenergie ist, trifft nicht für alle experimentell gemessenen Elemente zu. In Abb. 5.16 ist das auf Seite 43

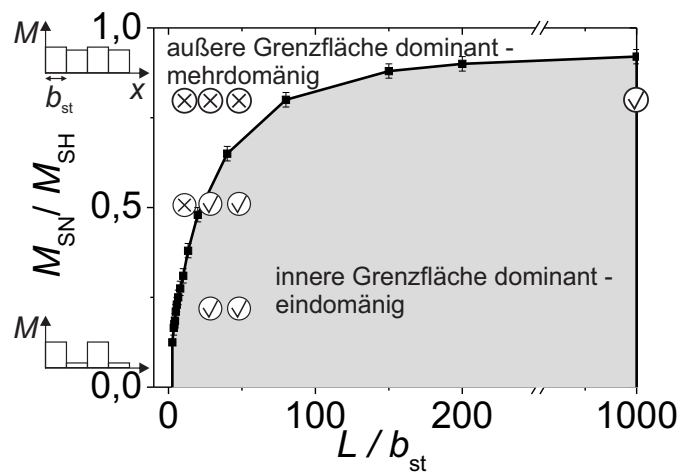


Abbildung 5.16: Abhängigkeit der Magnetisierungskonfiguration im Nullfeld von dem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen  $M_{SN}/M_{SH}$  und dem Aspektverhältnis  $L/b_{st}$ . Die Haken zeigen Konfigurationen quadratischer Elemente mit Exchange-Spring-Effekt und die Kreuze quadratische Elemente ohne. Der Punkt bei  $L/b_{st} = 1000$  ist entnommen aus [15]

dargestellte Phasendiagramm mit experimentellen Daten versehen. Die Haken stehen für Elemente, bei denen der Exchange-Spring-Effekt gemessen wurde und die Kreuze für Elemente, bei denen der Effekt nicht auftritt. Die Messwerte stimmen sehr gut mit dem simulierten Pha-



sendiagramm überein und bestätigen damit das vorgestellte Modell. Die Ummagnetisierung bei externen Feldern senkrecht zur Streifenachse bei  $b_{st} = 4 \mu\text{m}$  passt qualitativ mit der Theorie zusammen. Sowohl im Experiment als auch in der Simulation wird die Hysterese von Drehprozessen dominiert, wodurch diese nahezu geschlossen sind. Im Domänenbild (a) in Abb. 5.17 zeigen  $\vec{M}_{SN}$  und  $\vec{M}_{SH}$  senkrecht zu den Streifen. Der Kontrastunterschied zwischen den Streifen entsteht durch die unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen und den damit verbundenen unterschiedlichen Kerr-Rotationen. In Bild (b) ist der Kontrastunterschied zwischen den Streifen deutlich kleiner, was auf eine Drehung von  $\vec{M}_{SH}$  (großer Pfeil), wie in Abb. 5.7 (d-f) beschrieben, hinweist. In Bild (c) ist die Magnetisierung  $\vec{M}_{SN}$  (kleiner Pfeil) um  $180^\circ$  ge-

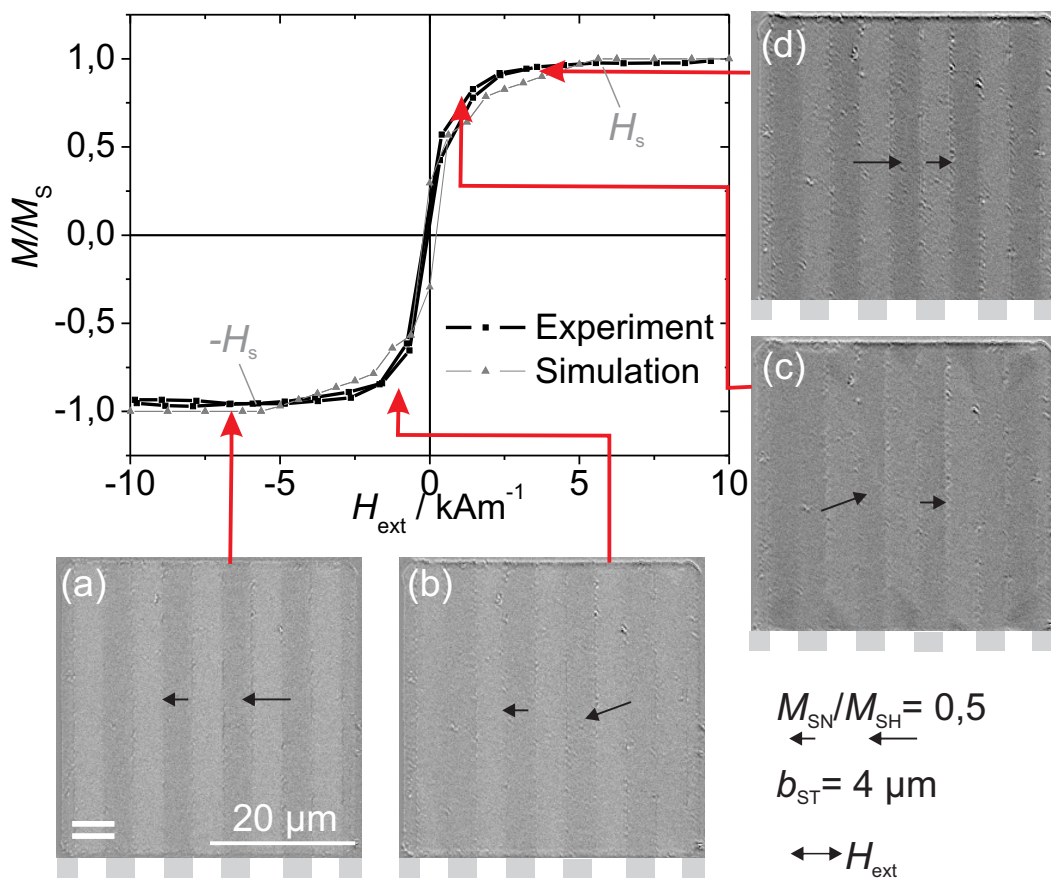


Abbildung 5.17: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurve mit  $H_{ext}$  senkrecht zur Streifenlängsachse und dazugehörige Domänenkonfigurationen.

dreht.  $\vec{M}_{SH}$  ordnet sich so an, dass an der inneren Grenzfläche nur geringe Streufelder entstehen. Die Aufnahme (d) zeigt den magnetisch gesättigten Zustand in Gegenrichtung zu Bild (a). In diesem erscheinen die  $M_{SH}$ -Streifen aufgrund der höheren Sättigungsmagnetisierung dunkler. Das Feld  $H_s$ , bei dem der gesättigte Zustand erreicht wird, ist im Vergleich zur Simulation

nicht als Knick in der  $M(H)$ -Kurve erkennbar. Es existiert vielmehr ein Übergang zweiter Ordnung mit einem Sättigungsfeld vergleichbar zur Simulation. Dieser Übergang kann mit einer inhomogenen Verteilung von  $\vec{M}_{\text{SH}}$  im ungesättigten Zustand erklärt werden. Das Domänenbild in Abb. 5.18 (a) und die Vergrößerung in (b) zeigen eine deutliche Änderung von  $\vec{M}_{\text{SH}}$  über die Breite des Streifens. An den Streifenkanten ist die Magnetisierung sichtbar ausgelenkt und in der Mitte zeigt die Magnetisierung parallel zum externen Feld. Durch die Drehung von  $\vec{M}$  nahe der Streifenkanten ist das entmagnetisierende Feld im Zentrum des Elements geringer [83]. Demnach ist in der Mitte der Streifen  $\vec{M}_{\text{SH}}$  schon vor dem simulierten Sättigungsfeld von  $H_s = 6,0 \text{ kAm}^{-1}$  in Richtung des externen Feldes orientiert. Für  $\vec{M}_{\text{SH}}$  nahe der Streifenränder sättigt die Magnetisierung ungefähr beim simulierten Wert von  $H_s = 6,0 \text{ kAm}^{-1}$ . Der exakte Wert lässt sich aufgrund der begrenzten Auflösung des Mikroskops und von Bildartefakten an den Streifenkanten nicht bestimmen.

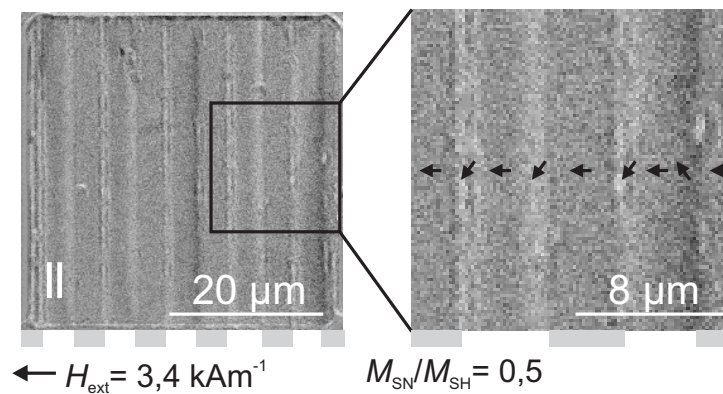


Abbildung 5.18: Magneto-optische Domänenaufnahmen mit der Kerr-Empfindlichkeit senkrecht zum externen Feld.

Die Bildartefakte an den Kanten entstehen durch Lackreste und unterschiedliche Höhen der einzelnen Streifen durch einen implantationsbedingten Sputterabtrag. Dieser beträgt bei einer Cr-Dosis von  $7,7 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$  ( $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,5$ )  $4,5 \pm 0,5 \text{ nm}$ , wie in der AFM-Aufnahme in Abb. 5.19 zu sehen ist. Die Auswirkungen des Sputterabtrags auf die magnetischen Eigenschaften sind aufgrund der in Abb. 5.18 dargestellten Drehung von  $\vec{M}_{\text{SH}}$  und der damit verbundenen Reduzierung des entmagnetisierenden Feldes im Zentrum der Streifen gering. Bei einer Dosis von  $2,0 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$  ( $M_{\text{SN}}/M_{\text{SH}} = 0,8$ ) liegt der Sputterabtrag im Rahmen der Oberflächenrauigkeit und konnte daher nicht mit dem AFM gemessen werden.

Für geringere Streifenbreiten von  $b_{\text{st}} = 1 \text{ µm}$  ist das Sättigungsfeld im Experiment und in der Simulation im Vergleich zu  $b_{\text{st}} = 4 \text{ µm}$  erhöht, was analog zum Schaltverhalten der Hysteresekur-

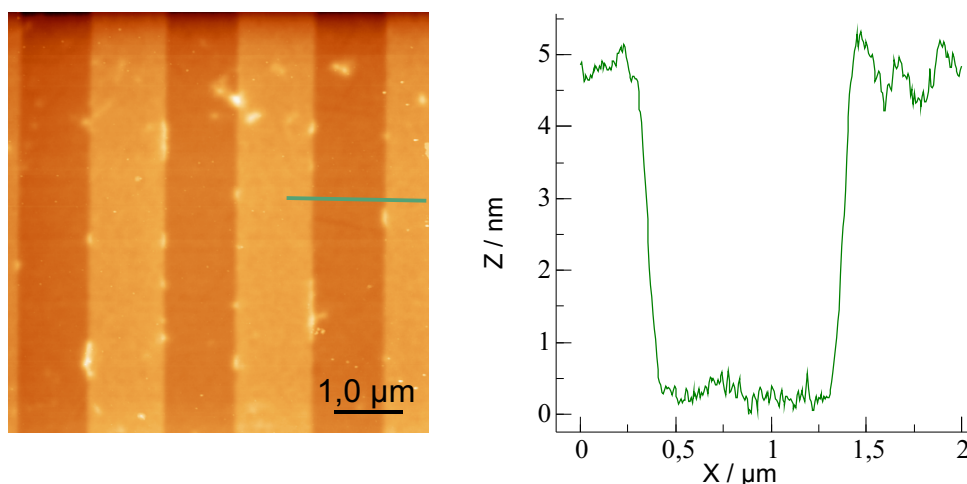


Abbildung 5.19: AFM-Aufnahme und Höhenprofil eines Elements mit  $b_{st} = 1 \mu\text{m}$  und  $M_{SN}/M_{SH} = 0,5$ .

ven in Abb. 5.13 und Abb. 5.14, auf höhere Streufelder für  $\vec{M}$  senkrecht zur Streifenlängsachse zurück zu führen ist. In den Domänenaufnahmen Abb. 5.20 (a) und (d) sind die Magnetisierungen in Richtung des externen Feldes gesättigt. Der Kontrastunterschied zwischen den Streifen ergibt sich durch die unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen. In den Aufnahmen (b) und (c) ist kein Helligkeitsunterschied zwischen den Streifen erkennbar. In diesen Fällen sind entlang der Empfindlichkeitsrichtung die Magnetisierungskomponenten beider Streifen ungefähr gleich groß. Dies gilt auch für den Zustand im Nullfeld, bei dem keine remanente Magnetisierung senkrecht zur Streifenlängsachse gemessen wird.

Abschließend lässt sich feststellen, dass der Einfluss externer Grenzflächen und damit verbundener Streufelder auf das Hystereseverhalten sehr stark von der Größe der Elemente und der internen Strukturierung abhängt. Die Wirkung von Größen- und Strukturänderungen auf das Hystereseverhalten der vorgestellten Elemente kann mit dem vorgestellten analytischen Modell sehr gut abgeschätzt werden. Die Parameter können dabei so variiert werden, dass Effekte wie der Exchange-Spring-Effekt oder definierte zweistufige Permeabilitäten verstärkt oder vermindert werden.

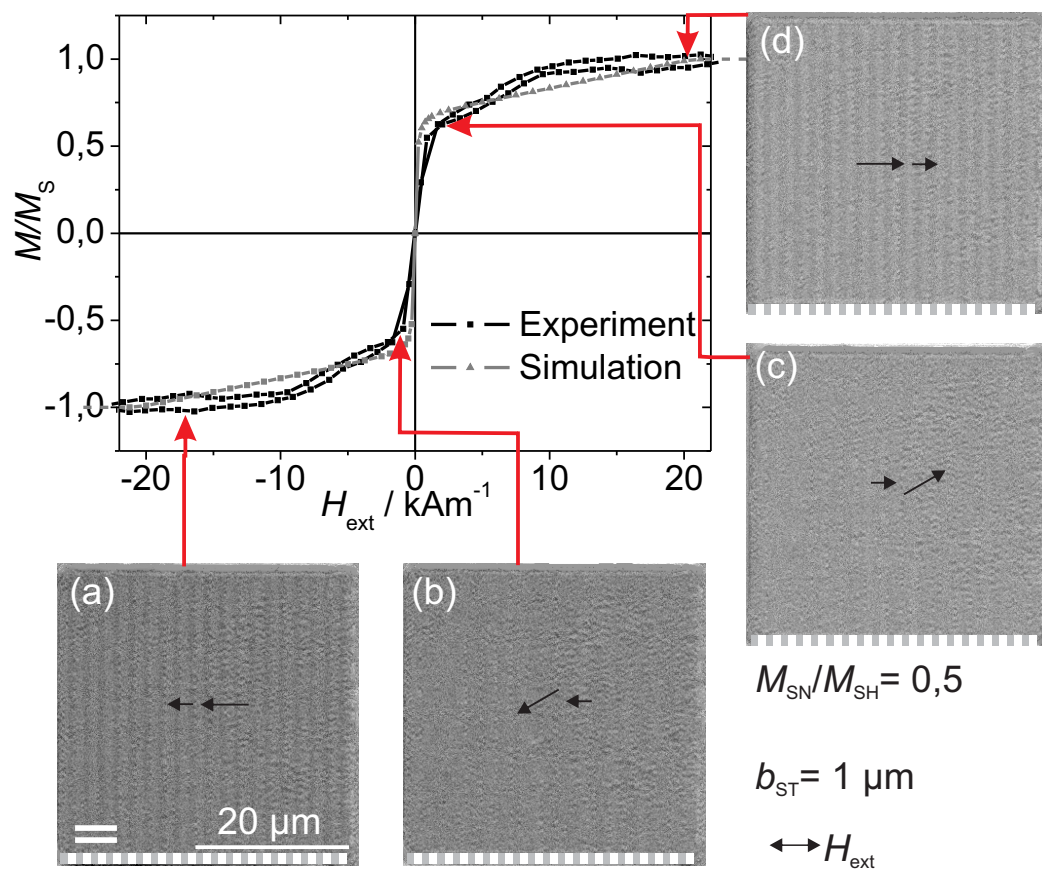


Abbildung 5.20: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurve mit  $H_{\text{ext}}$  senkrecht zur Streifenlängsachse und die dazugehörigen Domänenkonfigurationen.

## 6 Variation der Nukleationsbedingungen magnetischer Vortizes

Magnetische Vortizes sind vielversprechende Strukturen für die magnetische Datenspeicherung, da pro Vortex zwei Bit (Drehsinn der Magnetisierung in der Ebene und die Orientierung des Vortexkerns) gespeichert werden können [84],[85]. Es existiert jedoch eine kritische Elementgröße, unterhalb derer die magnetischen Vortizes nicht mehr nukleieren (siehe Kap. 2.2). Im Folgenden wird eine Methode dargestellt, deren Anwendung die Nukleation von Vortizes in weichmagnetischen Elementen kleiner ein Mikrometer begünstigt. Dies eröffnet die Möglichkeit, in kleineren Elementen als vorher möglich, Vortexzustände zu nukleieren und damit die Datenspeicherdichte zu erhöhen.

### 6.1 Modellierete mikromagnetische Eigenschaften

Ist ein mikroskopisches Element im eindomänen Zustand, entsteht ein magnetischer Vortex über die Nukleation an den Elementkanten, wenn das externe Magnetfeld vom Sättigungsfeld aus reduziert wird [86],[87]. Der Grundzustand zylindrischer Elemente in der  $x - z$ -Ebene für Magnetfelder oberhalb des Vortexnukleationsfeldes ist der sogenannte "Spreizzustand", dargestellt in Abb. 6.1 [34]. In diesem Zustand sind die Magnetisierungskomponenten entlang der  $z$ -Richtung (über die Schichtdicke) an der Elementhalbierenden gespiegelt. Die mittlere  $z$ -Komponente der Magnetisierung  $M$  ist daher Null. Der Kern einer magnetischen Vortexstruktur zeigt jedoch nur in eine  $z$ -Richtung, wobei die positive und die negative  $z$ -Richtung in einem Vortexkern gleichberechtigt sind. Daher muss in einem zylindrischen Element die Symmetrie des "Flower"-Zustandes gebrochen werden, bevor ein Vortex nukleieren kann. Das bedeutet, dass für die Nukleation eines Vortex die Magnetisierung nahe der Elementkante in einen Zwischenzustand mit entweder positiver oder negativer  $z$ -Richtung übergehen muss. Dieser Übergang wirkt wie eine Energiebarriere für die Nukleation des Vortex, was durch mikromagnetisch

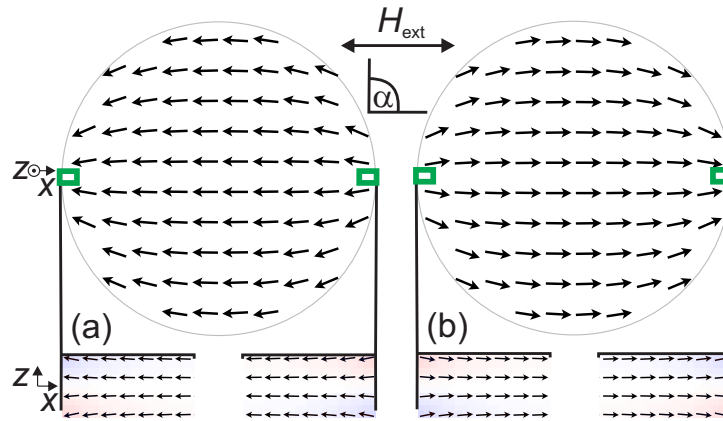


Abbildung 6.1: Numerisch gerechnete Magnetisierungskonfiguration eines Eindomänenzustandes in einem Zylinder (Kantenwinkel  $\alpha = 90^\circ$ ) mit einem Durchmesser von 300 nm und einer Dicke von 20 nm. Das äußere Magnetfeld beträgt  $H_{\text{ext}} = -50 \text{ kAm}^{-1}$  in (a) und  $H_{\text{ext}} = 50 \text{ kAm}^{-1}$  in (b)

gerechnete Hysteresekurven mit äußerem Magnetfeld in der  $x - y$ -Ebene bestätigt wird [88]. Die gerechneten Hysteresekurven für ein zylindrisches Element mit einem Durchmesser von 300 nm und magnetischen Eigenschaften von  $A = 1.3 \text{ Jm}^{-1}$  und  $M_s = 800 \text{ kAm}^{-1}$  in Abb. 6.3 (a) zeigen keine Nukleation der Vortexstruktur, obwohl diese in Abwesenheit eines äußeren Feldes energetisch günstiger ist, siehe Abb. 6.3 (c). Die in (c) dargestellten Berechnungen ergeben, dass der Vortexzustand im Feldbereich  $-4,5 \text{ kAm}^{-1} \leq H_{\text{ext}} \leq 4,5 \text{ kAm}^{-1}$  stabil ist. Demnach ist die Nukleation des Vortexzustandes in zylindrischen Elementen erschwert.

Es existieren verschiedene Ansätze, die dafür verantwortliche Nukleationsbarriere zu minimieren. Eine Möglichkeit ist die Bildung lateral asymmetrischer Strukturen, deren Wahrscheinlichkeit zur Nukleation des Vortex stark von der Orientierung des äußeren Magnetfelds abhängt [89]. In dieser Arbeit wird die Symmetrie in  $z$ -Richtung durch die Bildung von zylindrischen Elementen mit abgeschrägten Kanten gebrochen. Dadurch existiert an den Elementkanten jeweils eine mittlere  $z$ -Komponente von  $\vec{M}$ , an der ein Vortex ohne den Übergang in einen Zwischenzustand nukleieren kann [90]. Die Größe der  $z$ -Komponente hängt von der Richtung der Magnetisierung zur Elementkante und vom Kantenwinkel  $\alpha$  ab, wie in Abb. 6.2 (a) und (b) dargestellt. Die mittlere  $z$ -Komponente von  $M$  erreicht ihr Maximum in den grün markierten Bereichen in Abb. 6.2 (a) und (b) bei  $\alpha = 45^\circ$ . Die mikromagnetisch gerechneten Hysteresekurven in Abb. 6.3 zeigen, dass der Kantenwinkel (und damit der Betrag von  $M_z$ ) maßgeblich die Nukleationsbedingungen für magnetische Vortizes beeinflusst. Wird das externe Feld vom Sättigungsfeld aus reduziert, nukleiert der Vortex zuerst in der Scheibe mit  $\alpha = 45^\circ$ , anschlie-

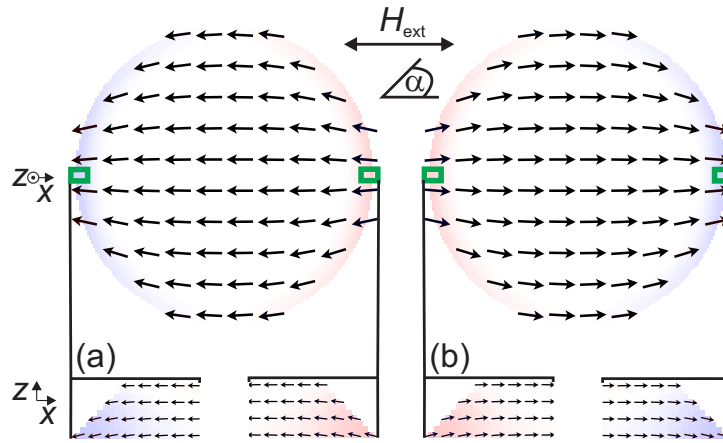


Abbildung 6.2: Numerisch gerechnete Magnetisierungskonfiguration eines Eindomänenzustandes in einem Zylinder mit abgeschrägten Kanten (Kantenwinkel  $\alpha = 45^\circ$ ). Das äußere Magnetfeld  $H_{\text{ext}}$  beträgt  $-50 \text{ kAm}^{-1}$  in (a) und  $50 \text{ kAm}^{-1}$  in (b)

ßend bei  $\alpha = 60^\circ$  und gar nicht bei  $\alpha = 90^\circ$ . Die errechneten Gesamtenergien in Abb. 6.3 zeigen, dass diese für den eindomänen- und den Vortexzustand nahezu unabhängig von der Schräge der Kanten sind. Der numerisch gerechnete Nukleationsprozess in Abb. 6.4 verdeutlicht, dass ein Vortex am Rand des Elements nukleiert. Daher kann auf eine Minderung der Barriere für die Nukleation von Vortizes bei Scheiben mit schrägen Kanten geschlossen werden. Die niedrige Nukleationsbarriere für  $\alpha = 45^\circ$  spiegelt sich auch im niedrigeren Vortex-Annihilationsfeld wider, da der Prozess der Vortex-Annihilation über die gleichen Zwischenzustände wie der Nukleationsprozess abläuft. Daher muss bei hohen mittleren  $M_z$  eine niedrigere Energiebarriere für die Annihilation überwunden werden, woraus das reduzierte Annihilationsfeld bei  $\alpha = 45^\circ$  resultiert. Der Vortexzustand ist anhand der Berechnungen in Abb. 6.3 (d) im Feldbereich  $-4,2 \text{ kAm}^{-1} \leq H_{\text{ext}} \leq 4,2 \text{ kAm}^{-1}$  stabil. Demnach wird die Nukleations- und die Annihilationsbarriere durch abgeschrägte Kanten nicht aufgehoben. Dadurch können die Orientierung des Vortexkerns und der Drehsinn auch bei externen Feldspitzen erhalten bleiben und der "gespeicherte" Zustand bleibt erhalten.



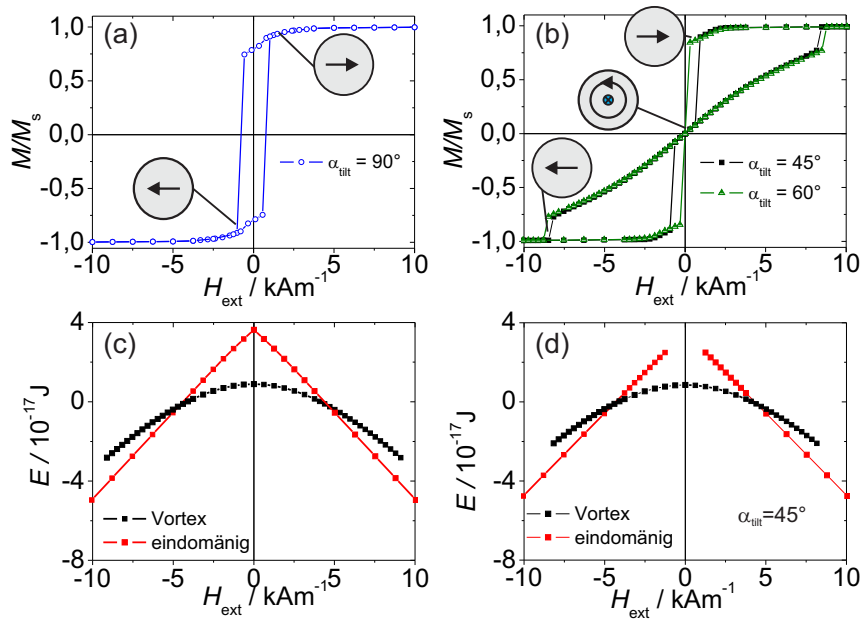


Abbildung 6.3: Mikromagnetisch gerechnete Hysteresekurven einer zylindrischen Scheibe (Durchmesser = 300 nm, Dicke = 20 nm) (a) und einer Scheibe mit unterschiedlichen Kantenwinkeln (b). Die Graphen (c) und (d) zeigen die dazugehörigen Gesamtenergien des Vortex- und des Eindomänenzustands.

## 6.2 Herstellung von ferromagnetischen Kegelscheiben

Die Nanosphärenlithografie ist die in der Arbeit verwendete Methode, um die aus den Modellen gewonnenen Ergebnisse auf reale Proben zu übertragen. Mit der Nanosphärenlithografie können sowohl magnetisch isolierte Elemente, als auch ausgedehnte Flächen aus dicht gepackten Elementen hergestellt werden [48],[91],[92],[93],[94]. In Abb. 6.5 wird das verwendete Grundprinzip der Herstellung einer einlagigen Nanosphärenschicht als Lithografiemaske dargestellt. Eine Suspension, bestehend aus Ethanol und  $\text{SiO}_2$ -Nanosphären mit einem mittleren Durchmesser von 300 nm (*microparticles*) wird mit einer Pipette auf die ferromagnetische Schicht getropft. Aufgrund der niedrigen Oberflächenspannung des Ethanols und der Neigung des Substrats bildet sich auf dem Substrat ein dünner Flüssigkeitsfilm mit einem Tropfen am unteren Ende, siehe Abb. 6.5 (a). Der Flüssigkeitsanteil der Suspension verdampft und während des Verdampfens zieht sich der obere Meniskus immer weiter in Richtung des Tropfens zurück. Die in Abschnitt 2.4.2 besprochenen Kapillarkräfte ziehen die Nanosphären während des Verdampfens zusammen und es entsteht in Abhängigkeit von der Konzentration der Sphären in der Suspension eine geschlossene, einlagige Nanosphärenschicht. Für die Herstellung einer "geschlossenen",



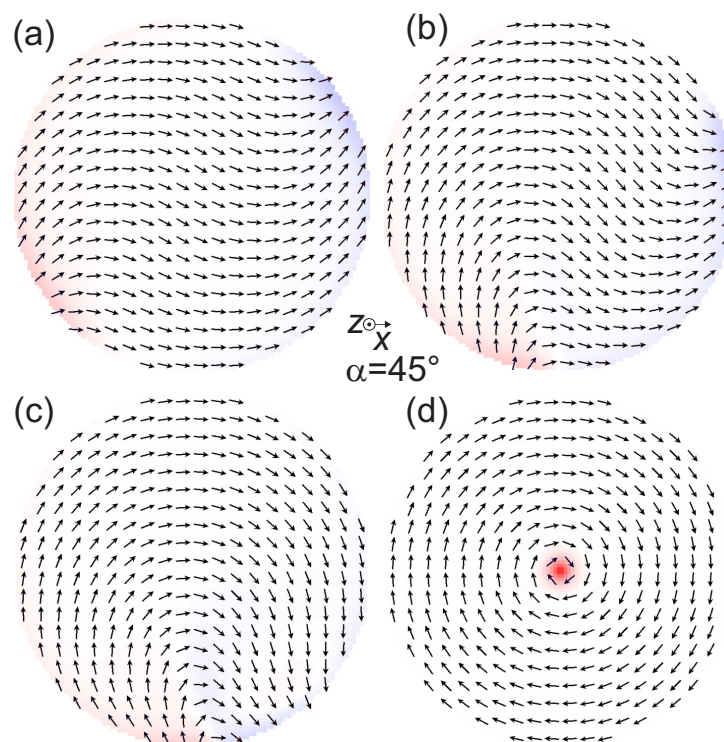


Abbildung 6.4: (a)-(d): Mikromagnetisch simulierte Nukleation eines Vortex in einer Scheibe mit  $\alpha = 45^\circ$  in Abhängigkeit von der Zeit. Der Beginn des Nukleationsprozesses ist in (a) dargestellt und der nukleierte Vortex in (d)

einlagigen Schicht wurde in dieser Arbeit eine Konzentration von  $c_s = 2,5$  Masseprozent verwendet. Die Ordnung der Nanosphärenschicht hängt maßgeblich von der Gleichmäßigkeit der

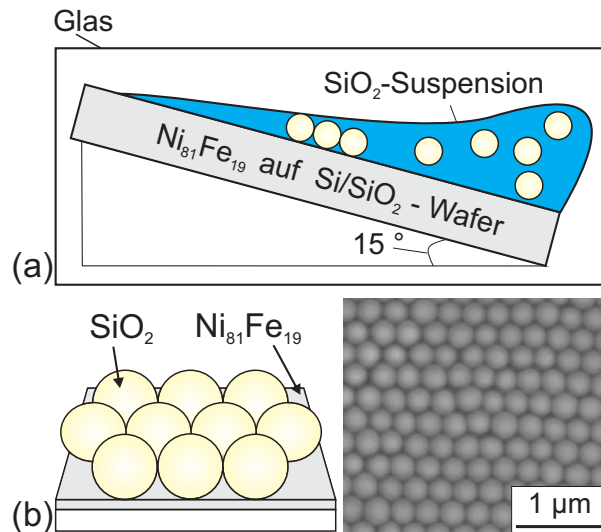


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung der Abscheidung von  $\text{SiO}_2$ -Nanosphären auf dem Substrat (a) und der resultierenden, dichtgepackten Monolage (b). Das rechte Teilbild in (b) zeigt eine REM-Aufnahme nach der Abscheidung.

Meniskusbewegung und der Größenverteilung der Nanokugeln ab. Unregelmäßigkeiten in der Meniskusbewegung können durch Partikel auf der Substratoberfläche und starke Luftzirkulation entstehen. Um die Anzahl der Partikel auf dem Substrat zu reduzieren, wurden alle Experimente in einer Flow-Box durchgeführt. Die Luftzirkulation wurde minimiert, indem vor der Abscheidung ein nur unten geöffnetes Glasgefäß über das Substrat gestellt wurde. Der Meniskus konnte sich daher sehr gleichmäßig nach unten bewegen und es entstand eine hexagonal geordnete Struktur, wie in Abb. 6.5 (b) links dargestellt. Die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme in Abb. 6.5 (b) zeigt eine Draufsicht der hexagonal geordneten Nanosphärenschicht auf dem Substrat. Nach der Abscheidung wurden die Proben in einem "microsys 500" Ätzsystem von *roth & rau AG, Germany* mit Ar-Ionen geätzt. Die Beschleunigungsspannung betrug 500 V bei einer Ätzdauer von 5 Minuten. Durch das Ätzen wird der unmaskierte Teil des ferromagnetischen Materials abgetragen, siehe Abb. 6.6 (a). Durch die Ätzbedingungen ist sichergestellt, dass die Scheiben magnetisch isoliert sind. Gleichzeitig sinkt durch den Ätzangriff der Durchmesser der Sphären, so dass sich der Durchmesser der ferromagnetischen Elemente vom Substrat weg verkleinert [Abb. 6.6 (b)]. Zur weiteren Charakterisierung wurden nach dem Ätzen die Nanosphären in einem Ultraschallbad abgelöst [Abb. 6.6 (c)]. Anschließend wurde der Kantenwinkel mittels TEM bestimmt. Dazu wurde eine Querschnittslamelle aus der Probe präpariert und ana-

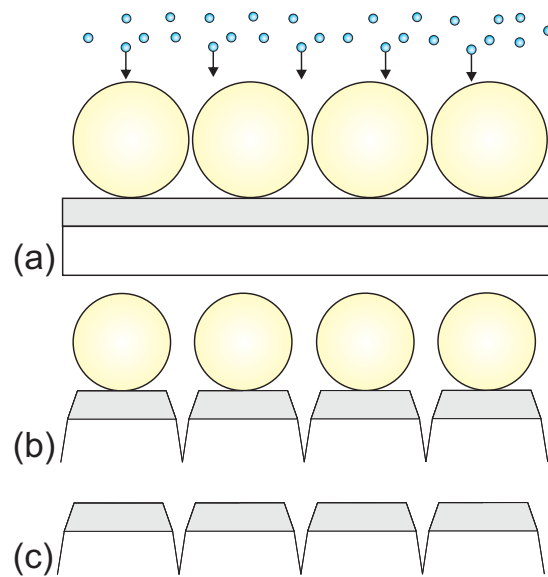


Abbildung 6.6: Prinzipskizze zur Herstellung der Kegelscheiben: Der mit Nanosphären maskierte Wafer wird mit Argon-Ionen geätzt (a). Durch das Ätzen sinkt der Durchmesser der Nanosphären, was sich ebenfalls auf den Durchmesser der Elemente auswirkt (b). Nach dem Ätzen werden die Nanosphären entfernt (c).

lysiert. Eine exemplarische TEM-Aufnahme ist in Abb. 6.7 gezeigt. Der Kantenwinkel  $\alpha$  wurde an drei weiteren Elementen untersucht und beträgt  $\alpha = 50 \pm 2^\circ$ , was nahe an den optimalen Wert für die Nukleation magnetischer Vortizes von  $\alpha = 45^\circ$  heran kommt.

### 6.3 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

Nachdem der Bestimmung der Kantenwinkel wurden die magnetischen Hystereseeigenschaften sowohl an einer Gruppe von magnetisch isolierten (Abb. 6.8 schwarz), als auch von dicht ge-

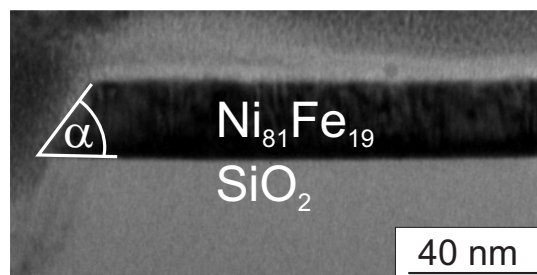


Abbildung 6.7: TEM-Querschnittsaufnahme einer Kegelscheibe. Bild aufgenommen von Dr. T. Gemming, IFW-Dresden.

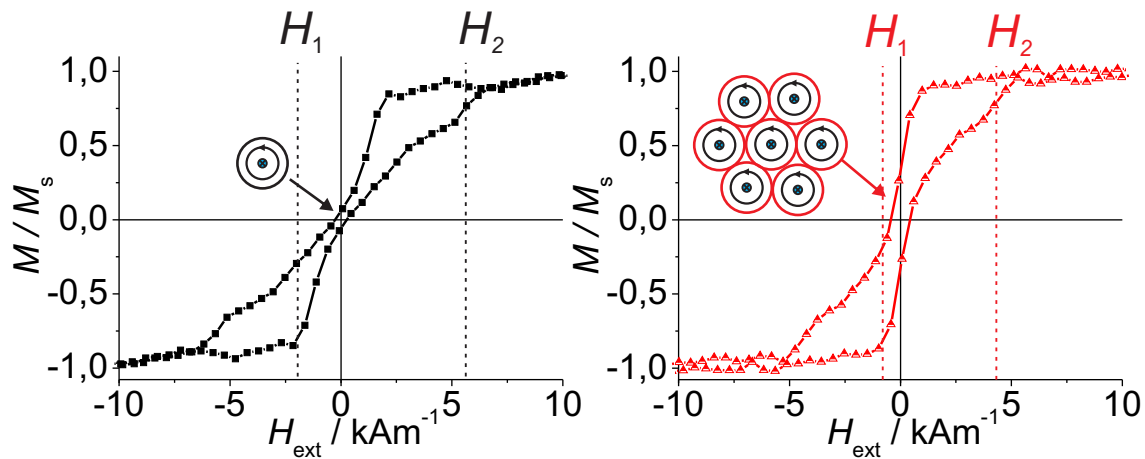


Abbildung 6.8: Magneto-optisch gemessene Hysteresekurven von magnetisch isolierten Kegelscheiben (schwarz) und hexagonal dicht gepackten Kegelscheiben (rot).

packten Kegelscheiben (Abb. 6.8 rot) im Kerr-Mikroskop gemessen. Die Hysteresekurve für die isolierten Elemente ist typisch für einen Ummagnetisierungsvorgang über den Vortex-Zustand, wie schon bei den numerischen Simulationen in Abb. 6.3 gezeigt. Erkennbar ist dies an der steilen Flanke bei  $H_{\text{ext}} = H_1$ , was dem Vortex-Nukleationsfeld entspricht, einer Remanenz  $M_r(H_{\text{ext}} = 0)$  von null und dem weiteren Magnetisierungsverlauf bis  $H_{\text{ext}} = H_2$ . In diesem Bereich ( $0 \geq H_{\text{ext}} \geq H_2$ ) wandert der Vortex vom Zentrum der Kegelscheibe zum Rand, bis dieser bei  $H_2$  annihiliert. Die Hysteresekurve für die dicht gepackten Elementen zeigt qualitativ den gleichen Verlauf, so dass auch in diesem Fall von einer Nukleation magnetischer Vortizes während der Ummagnetisierung ausgegangen werden kann. Unterschiede zwischen den beiden Hysteresen zeigen sich im Wert der Nukleations- und Annihilationsfelder  $H_1$  und  $H_2$ . Die Differenz der beiden Felder ist bei den isolierten Kegelscheiben deutlich erhöht. Dies bedeutet, dass die Stabilität der Vortexstruktur bei vereinzelt, magnetisch isolierten Elementen höher ist als bei dicht gepackten Elementen. Die Ursache dafür liegt an dem höheren Gewinn an Streufeldenergie pro Element bei der Nukleation eines Vortex in magnetisch isolierten Elementen [95],[96].

Bei dicht gepackten Kegelscheiben (Abstand  $\ll$  Durchmesser) kann im eindomänigen Zustand ein Teil des magnetischen Flusses über benachbarte Scheiben weitertransportiert werden, wodurch das Volumen des generierten Streufelds pro Element und somit die spezifische Streufeldenergie  $e_d$  sinkt. Der damit verbundene, niedrigere Gewinn an Streufeldenergie bei der Nukleation eines Vortex verschiebt  $H_1$  und  $H_2$  in Richtung Nullfeld. Dennoch ist der Vortexzustand über einen großen Feldbereich stabil, was die Möglichkeit eröffnet, die Elementgröße weiter zu

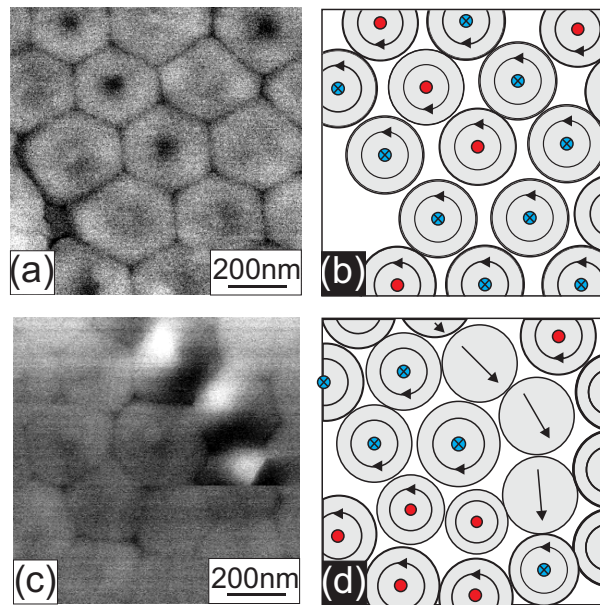


Abbildung 6.9: (a): Magnetische-Kraftmikroskopie-Aufnahmen eines hexagonal geordneten Kegelscheibenverbundes. Die magnetischen Vortizes befinden sich im Zentrum der Kegelscheiben. Die skizzierte Magnetisierungskonfiguration (b) zeigt die Orientierung der Vortexkerne und mögliche Drehrichtungen der Magnetisierung. Das MKM-Bild (c) zeigt eine Reihe von Kegelscheiben im Eindomänenzustand, umgeben von Scheiben im Vortexzustand (d).

reduzieren.

Zur besseren Auflösung des Vortexzustandes wurden die Kegelscheiben zusätzlich mit magnetischer Kraftmikroskopie (MKM) untersucht. Mit der MKM wird die Magnetisierungskonfiguration in der Probe indirekt über dipolare Wechselwirkungen gemessen. Die Messdaten in Abb. 6.9 (a) zeigen helle oder dunkle Kontrastbereiche in der Mitte der Elemente. Diese repräsentieren die Vortexkerne, da im Vortexzustand der Fluss geschlossen ist und nur im Vortexkern Streufelder nach außen dringen. Je nach Orientierung des Vortexkerns wirken die Streufelder auf die Spitze anziehend oder abstoßend, was das Auftreten von hellen und dunklen Kontrasten in den Kegelscheibenmitten erklärt [25],[97]. Die Asymmetrie im Kontrast des Vortexkerns und die sichtbare hexagonale Wabenstruktur sind das Resultat zusätzlicher Permeabilitäts- und Hysteresekontraste, die typischerweise in MKM-Bildern von weichmagnetischen Schichten beobachtet werden [98].

Die Orientierung der Vortexkerne im MKM-Bild ist schematisch in Abb. 6.9 (b) dargestellt. Die generierten Streufelder am Vortexkern sind unabhängig vom Drehsinn der Magnetisierung

in der Kegelscheibe. Daher kann dieser nicht aus den Messdaten bestimmt werden. Abbildung 6.9 (c) zeigt eine MKM-Messung von einigen Kegelscheiben im Eindomänenzustand, die von Kegelscheiben im Vortexzustand umgeben sind. Die magnetischen Ladungen sind im Eindomänenzustand an den Seitenkanten lokalisiert, sodass in einer Kegelscheibe sowohl helle als auch dunkle magnetische Kontraste sichtbar sind. Diese Kontraste sind weitaus stärker als der Kontrast des Vortexkerns. Dies ist ein weiteres Indiz für die Existenz eines Vortexzustands in allen anderen Kegelscheiben.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Auswirkungen von Größe und Form magnetisch heterogener Elemente auf das Ummagnetisierungsverhalten untersucht. Zu Beginn wurde der Einfluss der Grenzflächen zwischen den magnetisch heterogenen Bereichen analysiert. Dazu wurde auf einem makroskopischen Element periodisch die magnetische Anisotropie moduliert. Das dafür entwickelte Verfahren der indirekten Ionenimplantation ist ein neuer Ansatz, die magnetischen Eigenschaften weichmagnetischer Schichten lokal zu modifizieren, ohne die intrinsischen Eigenschaften zu verändern. Der für das Verfahren verwendete Schichtstapel besteht aus einer amorphen, magnetostriktiven und weichmagnetischen  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht auf einem oxidierten Si-Wafer und einer  $\text{SiO}_2$ -Deckschicht. Die Deckschicht wurde lokal mit hochenergetischen Co-Ionen implantiert. Durch die Implantation wird die Deckschicht verdichtet. Diese ist mechanisch mit der ferromagnetischen Schicht und dem Wafer verbunden und kann daher nicht frei kontrahieren. Dadurch werden zusätzliche Spannungen im System generiert. Mit gezielt strukturierter Implantation ist es gelungen, Spannungsgradienten zu induzieren und damit die Anisotropie lokal zu modifizieren. Dabei zeigt sich, dass das Verhältnis zwischen Grenzfläche und Volumen der magnetisch heterogenen Anteile eine maßgebliche Rolle spielt. Bei einem hohen Volumenanteil ist der Einfluss der Grenzflächen auf die Anisotropie des Gesamtsystems gering. Die Koerzitivfeldstärke wird im Vergleich zur homogenen Schicht erhöht, da die Grenzflächen Pinning-Zentren für Domänenwände darstellen. Bei einem hohen Grenzflächenanteil dominiert der Einfluss der Grenzflächen die Anisotropie. Es entstehen hybrid-magnetische Elemente mit streifenweise um  $90^\circ$  modulierter leichter Achse der Magnetisierung. Dadurch können Magnetisierungsstrukturen generiert werden, die bei einer homogenen Schicht nicht möglich sind. Auch die Remanenz, sowie die Koerzitiv- und Sättigungsfelder können gezielt über die Bildung Anisotropie-modulierter Strukturen eingestellt werden.

Der Einfluss lateraler Begrenzungen auf die magnetischen Eigenschaften heterogener Strukturen wurde an quadratischen Elementen mit streifenweise modulierter Sättigungsmagnetisierung analysiert. Dazu wurde ein analytisches Modell entwickelt, mit dem die Gesamtenergie des

Elements in Abhängigkeit von der Magnetisierung innerhalb der Streifen errechnet und darüber die Gleichgewichtsmagnetisierung bei gegebenem externen Magnetfeld bestimmt werden kann. Anhand des Modells zeigt sich, dass die Gleichgewichtsmagnetisierung zum Einen von dem Verhältnis der inneren Grenzflächen zur lateralen Begrenzungsfläche abhängt. Zum anderen ist der Unterschied zwischen den Sättigungsmagnetisierungen der Streifen entscheidend. Bei einem geringen Unterschied in  $M_s$  und/oder einem kleinen Anteil innerer Grenzflächen bestimmen die lateralen Begrenzungen die magnetischen Eigenschaften und das quadratische Element verhält sich ähnlich wie ein homogenes, unstrukturiertes Element. Steigt der Unterschied in  $M_s$  oder der Anteil innerer Grenzflächen, so bestimmen diese die magnetischen Eigenschaften und interessante Effekte, wie der laterale Exchange-Spring-Effekt treten in den gerechneten Hysteresekurven auf.

Die modellierten Eigenschaften wurden mit experimentellen Daten verglichen. Dazu wurde eine 20 nm dicke  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schicht in quadratische Elemente strukturiert und die Modulation der Sättigungsmagnetisierung über eine lokale Implantation von Cr realisiert. Die gemessenen Hysteresekurven stimmen dabei qualitativ und in Teilen auch quantitativ mit den modellierten Kurven überein. Der Übergang zwischen Magnetisierungskonfigurationen, die hauptsächlich von den lateralen Begrenzungen beeinflusst werden, hin zu Konfigurationen, bestimmt durch die internen Grenzflächen, kann auch im Experiment nachvollzogen werden. Auch Effekte, wie der laterale Exchange-Spring-Effekt konnten reproduziert werden. Unterschiede ergaben sich lediglich in den Schalt- und Sättigungsfeldern, was maßgeblich auf Nukleationsprozesse von magnetischen Domänen und inhomogene Magnetisierungskonfigurationen nahe der Grenzflächen zurück zu führen ist. Aufbauend auf dieser Arbeit können noch zusätzliche Domänenkonfigurationen, wie die Landastruktur, mit in das Modell integriert werden, um die Vorhersage des Schaltverhaltens weiter zu verbessern.

Simulierte und gemessene Hysteresekurven an kreisförmigen  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Scheiben zeigen, dass die Form der lateralen Grenzflächen eine entscheidende Rolle spielt. So nukleiert der magnetische Vortextzustand leichter in Scheiben mit abgeschrägten Kanten. Dies ist auf eine reduzierte Nukleationsbarriere durch den Symmetriebruch in abgeschrägten Kanten zurück zu führen. Durch die gesenkte Nukleationsbarriere kann die Wahrscheinlichkeit der Nukleation des Vortextzustands in Nanoscheiben deutlich erhöht werden, was der Möglichkeit der Miniaturisierung und damit der Anwendung in der Speichertechnologie zu Gute kommt.

Abschließend wird mit der vorgelegten Dissertation gezeigt, dass die Eigenschaften weichma-



gnetischer, heterogener Strukturen mehr sind als die Summe der einzelnen Materialparameter. Viel mehr bestimmen die Form des Elements, das Verhältnis der Grenzflächen zwischen den magnetisch heterogenen Bereichen zum Gesamtvolumen und Nukleationsmechanismen an den Elementgrenzen die magnetischen Eigenschaften. Werden all diese Einflussfaktoren kontrolliert, so können hybride magnetische Materialien hergestellt werden, deren magnetische Eigenschaften die der einzelnen Komponenten bei Weitem übertreffen. Der nächste Schritt ist es die dynamischen Eigenschaften der Proben zu untersuchen. Durch die Anisotropiemodulation oder die Modulation von  $M_s$  sind mehrere Resonanzfrequenzen in einer Probe zu erwarten. Erste Untersuchungen am zeitaufgelösten MOKE bestätigen diese Vermutung.

## Literaturverzeichnis

- [1] GRÜNBERG, P. ; SCHREIBER, R. ; PANG, Y. ; BRODSKY, M.B. ; SOWERS, H.: Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. In: *Physical Review Letters* 57 (1986), Nr. 19, S. 2442–2445
- [2] BAIBICH, M.N. ; BROTO, J.M. ; FERT, A. ; VAN DAU, F.N. ; PETROFF, F. ; ETIENNE, P. ; CREUZET, G. ; FRIEDERICH, A. ; CHAZELAS, J.: Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. In: *Physical Review Letters* 61 (1988), Nr. 21, S. 2472–2475
- [3] BINASCH, G. ; GRÜNBERG, P. ; SAURENBACH, F. ; ZINN, W.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. In: *Physical Review B* 39 (1989), Nr. 7, S. 4828–4830
- [4] PARKIN, S.S.P. ; MORE, N. ; ROCHE, K.P.: Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. In: *Physical review letters* 64 (1990), Nr. 19, S. 2304–2307
- [5] IKEDA, S. ; MIURA, K. ; YAMAMOTO, H. ; MIZUNUMA, K. ; GAN, H. D. ; ENDO, M. ; KANAI, S. ; HAYAKAWA, J. ; MATSUKURA, F. ; OHNO, H.: A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction. In: *Nature materials* 9 (2010), Nr. 8, S. 1–4
- [6] SLATER, J.C.: The Ferromagnetism of Nickel. In: *Physical Review* 49 (1936), S. 537
- [7] HEISENBERG, W.: Zur Theorie des Ferromagnetismus. In: *Z. Phys.* 49 (1928), S. 619–636
- [8] SLONCZEWSKI, J.C. ; PETEK, B. ; ARGYLE, B.E.: Micromagnetics of laminated Permalloy films. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 24 (1988), Nr. 3, S. 2045–2054
- [9] HERZER, G.: Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 25 (1989), Nr. 5, S. 3327–3329
- [10] MCCORD, J.: Irregular domain patterns in structured magnetic thick films, AIP, 2004, S. 6855–6857

- [11] MEIKLEJOHN, W.H. ; BEAN, C.P.: New magnetic anisotropy. In: *Physical Review* 102 (1956), Nr. 5, S. 1413–1414
- [12] SKUMRYEV, V. ; STOYANOV, S. ; ZHANG, Y. ; HADJIPANAYIS, G. ; GIVORD, D. ; NOGUES, J.: Beating the superparamagnetic limit with exchange bias. In: *Nature* 423 (2003), Nr. 6942, S. 850–853
- [13] FULLERTON, Eric E. ; JIANG, J. S. ; GRIMSDITCH, M. ; SOWERS, C. H. ; BADER, S. D.: Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers. In: *Physical Review B* 58 (1998), Nr. 18, S. 12193–12200
- [14] MCCORD, J. ; HENRY, Y. ; HAUET, T. ; MONTAIGNE, F. ; FULLERTON, E. ; MANGIN, S.: Mechanism of chirality reversal for planar interface domain walls in exchange-coupled hard/soft magnetic bilayers. In: *Physical Review B* 78 (2008), Nr. 9, S. 94417
- [15] MCCORD, J. ; SCHULTZ, L. ; FASSBENDER, J.: Hybrid Soft-Magnetic Lateral Exchange Spring Films Prepared by Ion Irradiation. In: *Advanced Materials* 20 (2008), Nr. 11, S. 2090–2093
- [16] MCCORD, J. ; SCHÄFER, R. ; THEIS-BRÖHL, K. ; ZABEL, H. ; SCHMALHORST, J. ; HÖINK, V. ; BRÜCKL, H. ; WEIS, T. ; ENGEL, D. ; EHRESMANN, A.: Domain propagation in He-ion-bombarded magnetic wires with opposite exchange bias. In: *49th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials* Bd. 97, AIP, 2005, S. 10K102
- [17] MCCORD, J. ; MÖNCH, I. ; FASSBENDER, J. ; GERBER, A. ; QUANDT, E.: Local setting of magnetic anisotropy in amorphous films by Co ion implantation. In: *Journal of Applied Physics* 42 (2009), Nr. 5, S. 055006
- [18] FASSBENDER, J. ; MCCORD, J.: Control of saturation magnetization, anisotropy, and damping due to Ni implantation in thin  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  layers. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), Nr. 25, S. 252501
- [19] KRUGLYAK, V. V. ; DEMOKRITOV, S. O. ; GRUNDLER, D.: Magnonics. In: *Journal of Applied Physics* 43 (2010), Juli, Nr. 26, S. 264001
- [20] NEUSSER, S. ; GRUNDLER, D.: Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale. In: *Advanced Materials* 21 (2009), Nr. 28, S. 2927–2932
- [21] UHLIG, W. C. ; SHI, J.: Systematic study of the magnetization reversal in patterned Co and NiFe Nanolines. In: *Applied Physics Letters* 84 (2004), Nr. 5, S. 759

- [22] UHLIG, W.C. ; UNGURIS, J.: Size-dependent transition from shape to exchange dominated magnetic nanostructure. In: *Journal of Applied Physics* 99 (2006), Nr. 8, S. 08G302
- [23] KLÄUI, M ; VAZ, C A F. ; LOPEZ-DIAZ, L ; BLAND, J A C.: Vortex formation in narrow ferromagnetic rings. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 15 (2003), Juni, Nr. 21, S. R985–R1024
- [24] VAZ, C. A. F. ; ATHANASIOU, C. ; BLAND, J. A. C. ; ROWLANDS, G.: Energetics of magnetic ring and disk elements: Uniform versus vortex state. 73 (2006), Nr. 5, S. 54411
- [25] SHINJO, T. ; OKUNO, T. ; HASSDORF, R. ; SHIGETO, K. ; ONO, T.: Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy. In: *Science* 289 (2000), Nr. 5481, S. 930–932
- [26] KITTEL, C.: Physical Theory of Ferromagnetic Domains. In: *Reviews of Modern Physics* 21 (1949), Oktober, Nr. 4, S. 541–583
- [27] CULLITY, B. D. ; GRAHAM, C. D.: Chapter 7: Magnetic Anisotropy. In: *Introduction to Magnetic Materials Second Edition*. Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, 2009. – ISBN 978-0-471-47741-9, S. 197–238
- [28] CULLITY, B. D. ; GRAHAM, C. D.: Chapter 10: Induced Magnetic Anisotropy. In: *Introduction to Magnetic Materials Second Edition*. Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, 2009. – ISBN 978-0-471-47741-9, S. 335–358
- [29] O’HANDLEY, R.C.: Chapter 6: Magnetic Anisotropy. In: *Modern Magnetic Materials*. New York : John Wiley & Sons, 2000. – ISBN 0-471-15566-7, S. 179–237
- [30] CULLITY, B. D. ; GRAHAM, C. D.: Chapter 8: Magnetostriction and the Effects of Stress. In: *Introduction to Magnetic Materials Second Edition*. Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, 2009. – ISBN 978-0-471-47741-9, S. 241–273
- [31] COWBURN, R. P. ; WELLAND, M. E.: Phase transitions in planar magnetic nanostructures. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), Nr. 16, S. 2041
- [32] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: Chapter 3: Domain Theory. In: *Magnetic Domains*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. – ISBN 978-3-540-64108-7, S. 99–335
- [33] AHARONI, A.: Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. In: *Journal of Applied Physics* 83 (1998), Nr. 6, S. 3432
- [34] RAVE, W. ; HUBERT, A.: Magnetic ground state of a thin-film element. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 36 (2000), Nr. 6, S. 3886–3899

- [35] METLOV, K. L.: Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 242-245 (2002), S. 1015–1017
- [36] NÉEL, L.: Energie des parois de bloch das les couches minces . In: *Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l Acadamie des Sciences* 241 (1955), S. 553–536
- [37] BROWN, W.F. ; LABONTE, A. E.: Structure and Energy of One-Dimensional Domain Walls in Ferromagnetic Thin Films. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), Nr. 4, S. 321–343
- [38] HUBERT, A.: Stray-Field-Free and Related Domain Wall Configurations in Thin Magnetic Films (II). In: *physica status solidi (b)* 38 (1970), Nr. 2, S. 699–713
- [39] MIDDLEHOEK, S.: Domain Walls in Thin Ni-Fe Films. In: *Journal of Applied Physics* 34 (1963), Nr. 4, S. 1054–1059
- [40] METHFESSEL, S. ; MIDDELHOEK, S. ; THOMAS, H.: Domain Walls in Thin Ni-Fe Films. In: *IBM Journal of Research and Development* 4 (1960), Nr. 2, S. 96 –106
- [41] METLOV, K. L.: Simple analytical description for the cross-tie domain wall structure. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), Nr. 16, S. 2609
- [42] METLOV, K. L.: Cross-Tie Domain Wall Ground State in Thin Films. In: *Journal of Low Temperature Physics* 139 (2005), April, Nr. 1, S. 207–219
- [43] COWBURN, R. P. ; KOLTISOV, D. K. ; ADEYEYE, A. O. ; WELLAND, M. E. ; TRICKER, D. M.: Single-Domain Circular Nanomagnets. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), August, Nr. 5, S. 1042–1045
- [44] WACHOWIAK, A. ; WIEBE, J. ; BODE, M. ; PIETZSCH, O. ; MORGENSTERN, M. ; WIESENDANGER, R.: Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores. In: *Science (New York, N.Y.)* 298 (2002), Nr. 5593, S. 577–80
- [45] HILLERINGMANN, U.: Ionenimplantation. In: *Silizium-Halbleitertechnologie*. Stuttgart Leipzig : Teubner-Verlag, 1999. – ISBN 3–519–10149–1, S. 97–111
- [46] FASSBENDER, J. ; MCCORD, J.: Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320 (2008), Nr. 3-4, S. 579–596
- [47] MARTIN, N.: *Diplomarbeit - Herstellung und Charakterisierung hybrider amorph-teilkristalliner magnetischer Schichten*. TU Dresden, Dez. 2007

- [48] MICHELETTO, R. ; FUKUDA, H. ; OHTSU, M.: A Simple Method for the Production of a Two-Dimensional, Ordered Array of Small Latex Particles. In: *Langmuir* 11 (1995), September, Nr. 9, S. 3333–3336
- [49] DENKOV, N. ; VELEV, O. ; KRALCHEVSKI, P. ; IVANOV, I. ; YOSHIMURA, H. ; NAGAYAMA, K.: Mechanism of formation of two-dimensional crystals from latex particles on substrates. In: *Langmuir* 8 (1992), Dezember, Nr. 12, S. 3183–3190
- [50] KRALCHEVSKI, P. ; PAUNOV, V. N. ; DENKOV, N. D. ; IVANOV, I. B. ; NAGAYAMA, K.: Mechanism of formation of two-dimensional crystals from latex particles on substrates. In: *Langmuir* 8 (1992), Nr. 12, S. 3183–3190
- [51] HAIDER, M. ; ROSE, H. ; UHLEMANN, S. ; KABIUS, B. ; URBAN, K.: Towards 0,1 nm resolution with the first spherically corrected transmission electron microscope. In: *Journal of Electron Microscopy* 47 (1998), Nr. 5, S. 395–405
- [52] WILLIAMS, D. B. ; CARTER, C. B.: Part 3: Imaging. In: *Transmission electron microscopy: A Textbook for Materials Science*. New York : Springer, 2009. – ISBN 978–3–519–03221–2, S. 369–579
- [53] BINNIG, G. ; QUATE, C. F. ; GERBER, Ch.: Atomic Force Microscope. In: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), Nr. 9, S. 930–933
- [54] GARCIA, R. ; PEREZ, R.: Dynamic atomic force microscopy methods. In: *SURFACE SCIENCE REPORTS* 47 (2002), Nr. 6-8, S. 197–301
- [55] MARTIN, Y. ; WICKRAMASINGHE, H. K.: Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000 Å resolution. In: *Applied Physics Letters* 50 (1987), Nr. 20, S. 1455–1457
- [56] KERR, J.: Mechanism of formation of two-dimensional crystals from latex particles on substrates. In: *Philosophical Magazine* 3 (1877), Nr. 19, S. 321–343
- [57] WEINBERGER, P.: John Kerr and his effects found in 1877 and 1878. In: *Philosophical Magazine Letters* 88 (2008), Nr. 12, S. 897–907
- [58] ARGYRES, P. N.: Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics. In: *Physical Review* 97 (1955), Nr. 1, S. 334
- [59] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: Chapter 2: Domain Observation Techniques. In: *Magnetic Domains*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. – ISBN 978–3–540–64108–7, S. 11–98

- [60] COOPER, B.R.: Theory of the Interband Ferromagnetic Kerr Effect in Nickel. In: *Physical Review* 139 (1965), Nr. 5a, S. 1504–1514
- [61] SCHULTZ, L. ; AHN, K. Y.: Experimental investigation of the interaction potential of domain walls with localized stress fields in epitaxial garnet films. In: *Journal of Applied Physics* 50 (1979), Nr. 11, S. 7862–7864
- [62] GLASMACHERS, S. ; FROMMBERGER, M. ; MCCORD, J. ; QUANDT, E.: Influence of strain on the high-frequency magnetic properties of FeCoBSi thin films. In: *physica status solidi (a)* 201 (2004), Nr. 15, S. 3319–3324
- [63] EERNISSE, Errol P.: Compaction of ion-implanted fused silica. In: *Journal of Applied Physics* 45 (1974), Nr. 1, S. 167–174
- [64] <http://www.srim.org>
- [65] BERRY, B. S. ; PRITCHET, W. C.: Internal stress and internal friction in thin-layer micro-electronic materials. In: *Journal of Applied Physics* 67 (1990), Nr. 8, S. 3661
- [66] WORTMAN, J. J. ; EVANS, R. A.: Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), Nr. 1, S. 153
- [67] <http://www.ctcms.nist.gov/oof/oof2/>
- [68] TIMOSHENKO, S. P. ; GOODIER, J. N.: Chapter 2: Plane Stress and Plane Strain. In: *Theory of Elasticity*. Hightstown, New Jersey : McGraw-Hill Higher Education, 1970. – ISBN 978–0070858053, S. 15–34
- [69] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: Chapter 5: Domain Observation and Interpretation. In: *Magnetic Domains*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. – ISBN 978–3–540–64108–7, S. 373–492
- [70] KRUGLYAK, V. V. ; KEATLEY, P. S. ; NEUDERT, A. ; HICKEN, R. J. ; CHILDRESS, J. R. ; KATINE, J. A.: Imaging Collective Magnonic Modes in 2D Arrays of Magnetic Nanoelements. In: *Physical Review Letters* 104 (2010), Nr. 2, S. 1–4
- [71] HA, J. K. ; HERTEL, R. ; KIRSCHNER, J.: Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks. In: *Physical Review B* 67 (2003), Nr. 22, S. 224432
- [72] BAILLEUL, M. ; OLLIGS, D. ; FERMON, C.: Micromagnetic Phase Transitions and Spin Wave Excitations in a Ferromagnetic Stripe. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), September, Nr. 13, S. 137204

- [73] GOOLAUP, S. ; SINGH, N. ; ADEYEYE, A. O. ; NG, V. ; JALIL, M. B.: Transition from coherent rotation to curling mode reversal process in ferromagnetic nanowires. In: *The European Physical Journal B* 44 (2005), April, Nr. 2, S. 259–264
- [74] DESIMONE, A. ; KOHN, R. V. ; MÜLLER, S. ; OTTO, F. ; SCHÄFER, R.: Low energy domain patterns in soft ferromagnetic films. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 242-245 (2002), S. 1047–1051
- [75] FASSBENDER, J ; BORANY, J von ; MÜCKLICH, A ; POTZGER, K ; MÖLLER, W ; MCCORD, J ; SCHULTZ, L ; MATTHEIS, R: Structural and magnetic modifications of Cr-implanted Permalloy. In: *Physical Review B* 73 (2006), Nr. 18, S. 184410
- [76] PÜTTER, S ; MIKUSZEIT, N ; VEDMEDENKO, E Y. ; OEPEIN, H P.: The effect of tilted edges on the shape anisotropy and stray field coupling of uniformly magnetized rectangular elements. In: *Journal of Applied Physics* 106 (2009), Nr. 4, S. 43916
- [77] MALEK, Z. ; KAMBERSKY, V.: On the Theory of the Domain Structure of Thin Films of Magnetically Uni-Axial Materials. In: *Czech. Journ. Phys.* 8 (1958), Nr. 1, S. 416–421
- [78] KOOY, C. ; ENZ, U.: Experimental and Theoretical Study of the Domain Configuration in Thin Layers of BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>. In: *Philips Res. Repts* 15 (1960), Nr. R388, S. 7–29
- [79] RAVE, W. ; SCHÄFER, R. ; HUBERT, A.: Quantitative Observation of Magnetic Domains with the Magneto-Optical Kerr Effect. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 65 (1987), S. 7–14
- [80] SCHÄFER, R. ; SCHINNERLING, S.: Bulk domain analysis in FeSi-crystals. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 215-216 (2000), Nr. 1, S. 140–146
- [81] WOLF, M. ; PATSCHURECK, C. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Array anisotropy in structured thin film arrays: Influence on the magnetodynamics. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 65 (2011), Nr. 12, S. 1703–1707
- [82] ZIGHEM, F. ; MAURER, T. ; OTT, F. ; CHABOUSSANT, G.: Dipolar interactions in arrays of ferromagnetic nanowires: A micromagnetic study. In: *Journal of Applied Physics* 109 (2011), Nr. 1, S. 013910
- [83] AHARONI, A. ; PUST, L. ; KIEF, M.: Comparing theoretical demagnetizing factors with the observed saturation process in rectangular shields. In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Nr. 9, S. 6564



- [84] ZHU, J. G. ; ZHENG, Y. ; PRINZ, G. A.: Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory (invited). In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Nr. 9, S. 6668–6673
- [85] VAN WAEYENBERGE, B ; PUZIC, A ; STOLL, H ; CHOU, K W. ; TYLISZCZAK, T ; HERTEL, R ; FAHNLE, M ; BRUCKL, H ; ROTT, K ; REISS, G ; NEUDECKER, I ; WEISS, D ; BACK, C H. ; SCHUTZ, G: Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. In: *Nature* 444 (2006), Nr. 7118, S. 461–464
- [86] LEONEL, S. A. ; MARQUES, I. A. ; COURA, P. Z. ; COSTA, B. V.: A model for vortex formation in magnetic nanodots. In: *Journal of Applied Physics* 102 (2007), Nr. 10, S. 104311
- [87] LAU, J. W. ; MCMICHAEL, R. D. ; SCHOFIELD, M. a. ; ZHU, Y.: Correlation of edge roughness to nucleation field and nucleation field distribution in patterned Permalloy elements. In: *Journal of Applied Physics* 102 (2007), Nr. 2, S. 023916
- [88] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [89] ZHU, F Q. ; CHERN, G W. ; TCHERNYSHYOV, O ; ZHU, X C. ; ZHU, J G. ; CHIEN, C L.: Magnetic Bistability and Controllable Reversal of Asymmetric Ferromagnetic Nanorings. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 2, S. 27205
- [90] MCMICHAEL, R. D. ; MARANVILLE, B. B.: Edge saturation fields and dynamic edge modes in ideal and nonideal magnetic film edges. In: *Physical Review B* 74 (2006), Nr. 2, S. 24424
- [91] WEEKES, S. M. ; OGRIN, F. Y. ; MURRAY, W. A.: Fabrication of Large-Area Ferromagnetic Arrays Using Etched Nanosphere Lithography. In: *Langmuir* 20 (2004), Nr. 25, S. 11208–11212
- [92] YANG, S. ; JANG, S. G. ; CHOI, D. ; KIM, S. ; YU, H. K.: Nanomachining by colloidal lithography. In: *Small (Weinheim an der Bergstrasse, Germany)* 2 (2006), Nr. 4, S. 458–75
- [93] JEONG, J. ; KIM, S. ; KIM, S. ; BLAND, J. A. C. ; SHIN, S. ; YANG, S.: Fabrication of hexagonal lattice Co/Pd multilayer nanodot arrays using colloidal lithography. In: *Small* 3 (2007), Nr. 9, S. 1529–33
- [94] WEEKES, S. M. ; OGRIN, F. Y. ; MURRAY, W. A. ; KEATLEY, P. S.: Macroscopic Arrays of Magnetic Nanostructures from Self-Assembled Nanosphere Templates. In: *Langmuir*

23 (2007), Nr. 3, S. 1057–1060

- [95] GUSLIENKO, K. ; NOVOSAD, V. ; OTANI, Y. ; SHIMA, H. ; FUKAMICHI, K.: Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. In: *Physical Review B* 65 (2001), Dezember, Nr. 2, S. 024414
- [96] NOVOSAD, V. ; GUSLIENKO, K. Y. ; SHIMA, H. ; OTANI, Y. ; KIM, S. G. ; FUKAMICHI, K. ; KIKUCHI, N. ; KITAKAMI, O. ; SHIMADA, Y.: Effect of interdot magnetostatic interaction on magnetization reversal in circular dot arrays. In: *Physical Review B* 65 (2002), Nr. 6, S. 60402
- [97] GARCÍA-MARTÍN, J. M. ; THIAVILLE, A. ; MILTAT, J. ; OKUNO, T. ; VILA, L. ; PIRAUX, L.: Imaging magnetic vortices by magnetic force microscopy: experiments and modelling. In: *Journal of Applied Physics* 37 (2004), Nr. 7, S. 965–972
- [98] HUBERT, A. ; RAVE, W. ; TOMLINSON, S.L.: Imaging magnetic charges with magnetic force microscopy. In: *physica status solidi (b)* 204 (1997), Nr. 2, S. 817–828

## Eigene Veröffentlichungen

**MARTIN, N.** ; MCCORD, J. ; GERBER, A. ; STRACHE, T. ; GEMMING, T. ; MÖNCH, I. ; FARAG, N. ; SCHÄFER, R. ; FASSBENDER, J. ; QUANDT, E. ; SCHULTZ, L.: Local stress engineering of magnetic anisotropy in soft magnetic thin films. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), Nr. 6, S. 062506

LYUBINA, J. ; SCHÄFER, R. ; **MARTIN, N.** ; SCHULTZ, L. ; GUTFLEISCH, O.: Novel Design of  $\text{La(Fe,Si)}_{13}$  Alloys Towards High Magnetic Refrigeration Performance. In: *Advanced Materials* 22 (2010), Nr. 33, S. 3735–3739

**MARTIN, N.** ; BIGALL, N. C. ; MÖNCH, I. ; GEMMING, T. ; EYCHMÜLLER, A. ; MATTHEIS, R. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Enhanced Nucleation of Vortices in Soft Magnetic Materials Prepared by Silica Nanosphere Lithography. In: *Advanced Functional Materials* 21 (2011), Nr. 5, S. 801–807

**MARTIN, N.** ; MÖNCH, I. ; SCHÄFER, R. ; FASSBENDER, J. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Influence of dipolar energy on the magnetization reversal in magnetization-modulated thin film systems: Model and experiment. In: *Physical Review B* 83 (2011), Nr. 17, S. 174423

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am IFW-Dresden und dem HZDR verfasst. Daher danke ich allen Mitarbeitern in beiden Instituten, die durch ihre Hilfe zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein herzlichster Dank gilt Prof. Ludwig Schultz und Prof. Jürgen Fassbender für die Übernahme der Gutachten und die Möglichkeit, am IFW und HZDR zu promovieren. Für die Möglichkeiten, an internationalen Konferenzen teilzunehmen und dass die Türen zu Ihnen immer offen sind, möchte ich ebenfalls danken.

Ein ganz besonderer Dank geht an Dr. Jeffrey McCord, der immer ein offenes Ohr und gute Tipps für meine Anliegen hat. Ohne seine Kommentare und manchmal auch kritischen Rückfragen wäre ich nicht so weit gekommen. Ich hoffe, dass wir noch lange voneinander hören. Ebenso danke ich Dr. Schäfer für konstruktive Diskussionen und die Faszination für das Verständnis magnetischer Mikrostrukturen.

Claudia Patschureck und Dr. Andreas Neudert danke ich für viele Anmerkungen und angeregte Diskussionen in Bezug auf Domänenmodelle und mikromagnetische Simulationen. Ein Dank geht auch an Thomas Strache für die Organisation der Ionenimplantation, Dr. Gemming für die TEM-Aufnahmen, Dr. Mönch für alles, was mit fotolithografischen Masken zu tun hat, Dr. Chris Bunce und Sebastian Wintz für eine sehr angenehme Büroatmosphäre und Dr. Nadja Bigall für die Einführung in die suspensionsbasierte Abscheidung von Mikrokugeln.

Weiterhin möchte ich Stefan Pofahl und Andreas Henschke für die Unterstützung bei technischen Fragen danken. Prof. Eckhard Quandt, Dr. Roland Mattheis, Andreas Gerber und Norbert Michalke danke ich für die Abscheidung der Wafer und Sieglinde Pichl für die Beschichtung nichtleitender Proben mit Gold.

Heidrun Fritzsche gebührt mein innigster Dank.

Juliane Thielsch und Claudia Patschureck möchte ich für alle gemeinsamen Unternehmungen und die Freundschaft danken. Das bleibt bitte auch so! :-)

Natürlich danke ich auch sehr meinen Eltern, denn schließlich bin ich durch Sie zu einem großen Teil zu dem geworden, was ich bin.

Last but not least danke ich Familie Klumbies, Familie Fritzsche, Richard Pfeifer, Thomas Freudenberg Anja Backen und allen weiteren Freunden, die mir auch neben der Promotion immer zur Seite standen.