

Strominduzierte Magnetisierungsdynamik  
in einkristallinen Nanosäulen

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität zu Köln

vorgelegt von

Ronald Lehndorff

aus Konstanz

2008

Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. Daniel E. Bürgler

Prof. Dr. Liu Hao Tjeng

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 21.11.2008

# Abstract

This thesis presents experiments on the current-driven magnetization dynamics in nanopillars containing single-crystalline iron and silver layers. Spin-polarized currents are on the one hand origin of the giant magnetoresistance (GMR). Due to spin accumulation at the interfaces the current perpendicular to the plane (CPP) geometry results in special properties of the GMR. On the other hand, these currents give rise to the spin transfer torque (STT) by direct transfer of spin angular momentum to the magnetizations. This STT induces fundamentally new magnetization dynamics.

The special properties of CPP-GMR and STT at the iron-silver interface are revealed by measurements of GMR, current-induced switching, and current-driven high-frequency excitations. They follow from a strong spin-dependence of the interface resistance. Results from nanopillars of a diameter of 70 nm are compared with models and computer simulations. Two-step magnetization switching and low-field high-frequency excitations are presented that arise from the interplay of the crystalline anisotropy of bodycentered-cubic iron layers and the STT.

The current-induced magnetization dynamics of inhomogeneously magnetized elements are studied in nanopillars of 230 nm diameter. The vorticity of a magnetic vortex state can be imprinted by preparation at dc currents of different sign due to the Oersted field around the pillar. The vorticity is distinguishable by different resistance levels and qualitative changes in current-driven high-frequency excitations. Even a phase-locking of the vortex oscillations to external signals is possible because of the vortex' nonlinear properties.



# Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt Experimente zur strominduzierten Magnetisierungsdynamik in Nanosäulen, die einkristalline Schichten aus Eisen und Silber enthalten. Spinpolarisierte Ströme erzeugen in diesen Strukturen einerseits den Riesenmagnetowiderstandseffekt (giant magnetoresistance: GMR), der aufgrund des Stromflusses senkrecht zur Schichtebene (current perpendicular to plane: CPP) durch Spinakkumulation an den Grenzflächen spezielle Eigenschaften aufweist. Andererseits erzeugen sie durch direkten Übertrag von Spindrehimpuls an die Magnetisierungen den sogenannten Spin Transfer Torque (STT), der zu grundlegend neuer Magnetisierungsdynamik führt.

Die speziellen Eigenschaften des CPP-GMR und des STT der Eisen-Silber-Grenzfläche sind in Messungen des GMR, des strominduzierten Magnetisierungsschaltens und der stromgetriebenen Hochfrequenzanregungen erkennbar. Sie folgen aus der starken Spinabhängigkeit des Grenzflächenwiderstandes. Die Messergebnisse an Nanosäulen mit 70 nm Durchmesser werden mit Modellrechnungen und Computersimulationen verglichen. Es können dabei zweischrittiges Magnetisierungsschalten und Hochfrequenzanregungen bei niedrigen Magnetfeldern nachgewiesen werden, die erst durch das Wechselspiel zwischen der Kristallanisotropie der kubisch-raumzentrierten Eisen-schichten und dem STT ermöglicht werden.

In Nanosäulen von 230 nm Durchmesser wird die strominduzierte Magnetisierungsdynamik in inhomogen magnetisierten Nanoelementen untersucht. Der Drehsinn des magnetischen Vortexzustandes kann bei seiner Präparation durch Ströme verschiedenen Vorzeichens eingestellt werden, da diese ein um die Säule geschlossenes Oerstedfeld erzeugen. Verschiedene resultierende Widerstandsniveaus und qualitative Unterschiede in stromgetriebenen Hochfrequenzanregungen des Vortexzustandes machen die Drehsinne unterscheidbar. Die nichtlinearen Eigenschaften der stromgetriebenen Hochfrequenzanregungen machen sogar ein Phase-locking der Vortexoszillation an ein äußeres Hochfrequenzsignal möglich.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Ferromagnetismus in nanoskaligen Elementen . . . . .	4
2.1.1	Statische magnetische Grundzustände . . . . .	7
2.1.2	Magnetisierungsdynamik . . . . .	11
2.1.3	Die Dynamik magnetischer Vortices . . . . .	13
2.2	Spinströme in magnetischen Schichten . . . . .	14
2.2.1	Riesenmagnetowiderstand . . . . .	14
2.2.2	Spin Transfer Torque . . . . .	16
2.2.3	Gemeinsame Beschreibung von GMR und STT . . . . .	19
2.3	Ferromagnetische Resonanz . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>26</b>
3.1	Probenpräparation . . . . .	26
3.1.1	Schichtwachstum . . . . .	26
3.1.2	Strukturierung . . . . .	28
3.2	Messmethoden . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Messungen und Ergebnisse</b>	<b>34</b>
4.1	Eindomänige Nanoelemente . . . . .	34
4.1.1	Riesenmagnetowiderstand . . . . .	35
4.1.2	Strominduziertes Schalten . . . . .	38
4.1.3	Mikrowellenanregungen . . . . .	43
4.1.4	Der Einfluss thermischer Energie . . . . .	46
4.1.5	Parallel geschaltete eindomänige Nanoelemente . . . . .	47
4.2	Elemente mit inhomogener Magnetisierung . . . . .	53
4.2.1	Riesenmagnetowiderstand . . . . .	54
4.2.2	Strominduziertes Schalten . . . . .	58
4.2.3	Mikrowellenanregungen . . . . .	66
4.2.4	Spin Torque FMR . . . . .	71





# Kapitel 1

## Einleitung

Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandseffektes (giant magnetoresistance: GMR) in den Arbeitsgruppen von Peter Grünberg im Forschungszentrum Jülich und Albert Fert an der Universität Paris-Sud im Jahr 1988 [1, 2] hat nicht nur durch die Verwendung dieses Effektes in Millionen von Festplattenleseköpfen weite Kreise gezogen, sondern sie hat außerdem noch ein neues Forschungsfeld angestoßen, die „Spintronik“. Dieser zusammengesetzte Begriff bezeichnet die Nutzung des Elektronenspins zusätzlich zur Ladung des Elektrons zur Datenverarbeitung und -speicherung in einer neuen Form der Elektronik. Durch die Verwendung dieser zweiten, grundlegenden Eigenheit des Elektrons sollen neue, erweiterte Funktionalitäten geschaffen werden. Die „Spintronik“ umfasst viele Teilbereiche von der Forschung an neuen Materialien wie verdünnten, magnetischen Halbleitern oder halbmetallischen, ferromagnetischen Heuslerlegierungen bis zum Entwurf und Bau von kompletten Bauelementen wie Spintransistoren oder nichtflüchtigen, magnetischen Schnellzugriffsspeichern [3].

Das Forschungsthema dieser Dissertation ordnet sich in das Feld der Spintronik ein und bleibt dabei sehr nah am GMR. Im Jahr 1996 veröffentlichten L. Berger und J. Slonczewski theoretische Berechnungen, in denen sie den Einfluss von außerordentlich hohen Stromdichten auf die Magnetisierungen in einem GMR-Schichtsystem aus zwei magnetischen Schichten mit einer nichtmagnetischen, metallischen Zwischenschicht untersuchten [4, 5]. Es stellte sich heraus, dass in Äquivalenz zum dritten Newton'schen Axiom „*actio = reactio*“, nicht nur die Ausrichtung der Magnetisierungen den Strom beeinflussen (GMR-Effekt), sondern auch der Strom die Ausrichtung der Magnetisierungen verändern kann. Dies beruht auf dem Übertrag von Spindrehimpuls von einem spinpolarisierten Strom auf eine Magnetisierung

und wird als Spin Transfer Torque <sup>1</sup> (STT) bezeichnet. Die technologisch hochinteressanten Auswirkungen dieses Effektes beinhalten das Schalten und die Anregung von andauernden, hochfrequenten Oszillationen der Magnetisierung.

Um die benötigten hohen Stromdichten und einen Stromfluss senkrecht zu den magnetischen Schichten experimentell zu realisieren, ist es nötig Säulen oder Punktkontakte mit Durchmessern im Submikrometerbereich herzustellen. Die Herausforderung, solche Strukturen zu verwirklichen, nahmen verschiedene Forschungsgruppen an und so veröffentlichten Katine *et al.* von der Cornell University und Grollier *et al.* von der Unité Mixte de Physique CNRS/Thales in den Jahren 2000/01 die ersten Nachweise von strominduziertem Magnetisierungsschalten [6, 7]. Im Jahr 2003 wiederum gelang Kiselev *et al.* zum ersten Mal der Nachweis von Hochfrequenzsignalen, die durch die stromgetriebene Oszillation der Magnetisierung bei starken äußeren Magnetfeldern hervorgerufen werden [8].

Ein großer Anteil der Forschung auf diesem Gebiet hat einen starken Bezug zu den Anwendungen, die auf der einen Seite das strominduzierte Schalten magnetischer Schnelzugriffsspeicher (magnetic random access memory: MRAM) beinhaltet und auf der anderen die Nutzbarmachung der HF-Signale von Spin Torque Oszillatoren (STO). Dabei geht es hauptsächlich um die Minimierung der kritischen Ströme zum Schalten und die Maximierung von Hochfrequenzleistung. Interessant ist aber auch die vollkommen neuartige Magnetisierungsdynamik, die der STT hervorrufen kann. Mit der Verwendung eines gut modellierbaren Systems ist über einen Vergleich mit numerischen Simulationen Erkenntnisgewinn bezüglich der grundlegenden Eigenschaften des STT möglich. Zu diesem Zweck wählte ich als Ausgangspunkt für die Herstellung von Nanosäulen einkristallin gewachsene Schichtsysteme, deren Ordnung auch den Strukturierungsprozess überdauert. Mit der wohlbekannten magnetokristallinen Anisotropie von kubisch-raumzentrierten Eisenschichten, glatten Grenzschichten und definierten Geometrien stellte ich faktisch Modellsysteme zum Studium des Spin Transfer Torque her.

Diese Dissertation hat im Ergebnisteil zwei Schwerpunkte. Im ersten werden die Messergebnisse von Nanosäulen mit rundem Querschnitt von 70 nm Durchmesser und einer Schichtabfolge von 2 nm Eisen, 6 nm Silber und 20 nm Eisen präsentiert. Die 20 nm dicke Eisenschicht wird in diesen Strukturen ausgedehnt belassen. Die scheibenförmigen Nanomagnete von 70 nm Durchmesser und 2 nm Dicke haben durch die Austauschenergie eine sehr homogene Magnetisierungsverteilung. Durch einen Vergleich mit Simulatio-

---

<sup>1</sup>Für dieses Drehmoment gibt es keine allgemein übliche, deutsche Bezeichnung, daher wird der Begriff „Spin Transfer Torque“ im ganzen Text verwendet.

nen der Magnetisierungsdynamik werden Rückschlüsse auf die Eigenschaften des STT der Eisen-Silber-Grenzfläche gewonnen. Im direkten Zusammenhang stehend, können aus den gleichen Experimenten auch zum GMR dieser Grenzfläche Erkenntnisse erzielt werden. Des Weiteren werden spezielle dynamische Zustände der Magnetisierung nachgewiesen, die nur aufgrund der magnetokristallinen Anisotropie auftreten und eine Erzeugung von Mikrowellensignalen bei sehr kleinen äußeren Magnetfeldern erlauben.

Im zweiten Teil wird die strominduzierte Magnetisierungsdynamik von vergleichsweise großen und dicken magnetischen Elementen untersucht. Die Säulen haben hier einen Durchmesser von 230 nm und die Schichtabfolge ist 20 nm Eisen, 6 nm Silber, 2 nm Eisen. In diesem Fall wird nur die 20 nm dicke Eisenschicht strukturiert. Die resultierenden Nanomagnete können ausgeprägt inhomogene Magnetisierungszustände aufweisen, wie z.B. eine Vortexstruktur, bei der der magnetische Fluss in der Ebene ringförmig geschlossen ist und in der Mitte des Wirbels eine starke senkrechte Komponente besitzt. Der Einfluss der Oerstedfelder (von einem elektrischen Strom erzeugte Magnetfelder), die ringförmig um die Säule laufen, ist in diesen Strukturen sehr stark. Abhängig vom Typ der Messung dominieren teilweise der STT und dann wieder die Oerstedfelder die beobachteten Effekte. Die Dynamik der magnetischen Vortices wird im Detail auf ihre Abhängigkeiten von äußeren Magnetfeldern, Gleich- und Wechselströmen untersucht.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Ferromagnetismus in nanoskaligen Elementen

Der Ferromagnetismus in nanoskaligen Elementen wird durch das Zusammenspiel verschiedener Energien bestimmt. Die wichtigsten sind dabei die Austauschenergie, die Streufeldenergie, die Kristallanisotropieenergie und die thermische Energie. Die Ursprünge dieser Energien und wie sie das magnetische Verhalten von Nanoelementen beeinflussen, wird im folgenden Abschnitt besprochen.

**Die Austauschenergie** ist der Ursprung des Ferromagnetismus in Festkörpern. In den 3d-Metallen Fe, Co und Ni bewirkt die Austauschwechselwirkung eine parallele Ausrichtung der Spins der delokalisierten Valenzelektronen aufgrund des Pauli-Prinzips und der Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen. Das Pauli-Prinzip sagt aus, dass sich zwei Fermionen nicht im gleichen Zustand befinden dürfen. Das heißt, zwei Elektronen mit gleichem Spin können nicht gleichzeitig am gleichen Ort sein, sie müssen entweder verschiedene Spins haben, oder an unterschiedlichen Orten sein. Durch die Coulombwechselwirkung aber ist die Energie von zwei Elektronen mit verschiedenem Spin am gleichen Ort höher, als mit gleichem Spin an verschiedenen Orten.

Werden die Energieniveaus des Festkörpers nicht mit jeweils zwei Elektronen unterschiedlichen Spins besetzt, steigt allerdings die kinetische Energie des Elektronengases. Daher ist die ferromagnetische Ordnung nur in nur solchen Metallen verwirklicht, in denen der Gewinn an Austauschenergie größer ist, als der Anstieg der kinetischen Energie. Dazu muss das sogenannte Stoner-Kriterium erfüllt sein, das besagt, dass das Produkt aus dem Austauschkorrelationsintegral und der Elektronendichte an der Fermikante

größer als 1 ist [9].

Die Austauschenergie bevorzugt eine parallele Ausrichtung aller Spinnomente im Ferromagnet. Jede lokale Abweichung kostet Energie, die Gesamtaustauschenergie in einem Volumen  $V$  kann mit dem folgenden Integral berechnet werden [10]:

$$E_A = A \int_V (\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 dV. \quad (2.1)$$

Dabei sind  $m_{x,y,z}$  die drei normalisierten Komponenten der Magnetisierung und  $A$  die Austauschkonstante. Sie beschreibt die materialspezifische Steifigkeit der Magnetisierung und beträgt für bcc-Eisen  $2.0 \cdot 10^{-11}$  J/m, für Permalloy ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ )  $1.0 \cdot 10^{-11}$  J/m.

**Die Streufeldenergie** ist ein Resultat der magnetischen Feldenergiedichte

$$E_M = \vec{H} \cdot \vec{B} \quad (2.2)$$

mit dem Magnetfeld  $\vec{H}$  [A/m] und der magnetischen Induktion  $\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H})$  [T]=[Vs/m<sup>2</sup>]. Die Streufeldenergie ergibt sich aus der Tatsache, dass sich das magnetische Feld im Inneren eines Ferromagneten dort in den Außenraum fortsetzt, wo es mit einer senkrechten Komponente auf die Grenzfläche trifft. Dementsprechend lässt sie sich durch Integration der Feldenergiedichte über den Raum außerhalb des magnetischen Elementes berechnen. Einen analytischen Ausdruck für die Feldverteilung zu finden ist dabei eine Herausforderung, weshalb stattdessen oftmals numerische Methoden verwendet werden.

Während die Energie des Magnetfeldes im Inneren des Ferromagneten unabhängig von der Ausrichtung der Magnetisierung ist, wenn kein externes Feld anliegt, kann sie im Außenraum minimiert werden, wenn möglichst wenig magnetischer Fluss aus der Probe austritt, das Streufeld also klein ist. Die Austauschenergie im Inneren der Probe wiederum hängt aber von der Magnetisierungskonfiguration ab und bevorzugt eine gleichförmige Ausrichtung. Das Verhältnis dieser beiden Energien hängt im Wesentlichen von der Form und der Größe der betrachteten Elemente ab und bestimmt den statischen, magnetischen Grundzustand.

**Die Kristallanisotropieenergie** als Resultat der Kristallordnung und der Spin-Bahn-Wechselwirkung zwischen dem Spin und dem Bahndrehimpuls des Elektrons tritt speziell in einkristallinen Materialien auf. Sie spiegelt die Symmetrie des Kristalls wieder, so dass beispielsweise in kubisch-raumzentriert gewachsenem Eisen die (001)-Kristallachsen energetisch günstige Richtungen für die Magnetisierung sind und (111)-Achsen energetisch ungünstige. Nach Potenzen der normierten Magnetisierungskomponenten

$m_{x,y,z} = M_{x,y,z}/M_S$  entwickelt, lässt sich die Kristallanisotropieenergiedichte wie folgt ausdrücken:

$$E_K(m_x, m_y, m_z) = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \dots \quad (2.3)$$

Dabei beschreiben die Faktoren  $K_1$  und  $K_2$  die Stärke der Beiträge zur Kristallanisotropieenergie. In [11] sind für Eisen im Volumen die Werte  $K_1 = 5,2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  und  $K_2 = -1,8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  bei 4 K angegeben. Der zweite Term beinhaltet höhere Potenzen von  $m_{x,y,z}$  als der erste. Der maximale Beitrag des zweiten Terms mit den angegebenen Werten für  $K_{1,2}$  ist daher 26 mal kleiner als der maximale Beitrag des ersten Terms und damit praktisch irrelevant. Die Anisotropieenergie im Eisen wird besonders in Kapitel 4.1 von Bedeutung sein. Eine grafische Darstellung der kubischen Kristallanisotropie ist in Abbildung 2.1 in Form einer Energieoberfläche für die Magnetisierung in Abhängigkeit von ihrer Ausrichtung relativ zu den Kristallachsen gegeben. Da in dieser Arbeit nur dünne Elemente betrachtet werden, ist eine Auslenkung der Magnetisierung aus der Schichtebene durch die Formanisotropie stark unterdrückt. Die halbtransparente Schnittfläche in Abbildung 2.1 zeigt die daraus resultierende relevante, vierfache Anisotropie in der Schichtebene.

**Die thermische Energie** ist keine direkte Eigenschaft der betrachteten magnetischen Elemente, aber ihr Verhältnis zu den vorher erwähnten Energien ist im Experiment von Interesse. Ähnlich wie in der Anwendung von magnetischen Elementen in der Speicherindustrie, so ist auch für die Experimente in dieser Arbeit wichtig, dass die thermische Energie in einem bestimmten Verhältnis zur Anisotropieenergie oder der Energiebarriere zwischen energetisch ähnlichen Magnetisierungszuständen steht. Während allerdings für magnetische Speicher bei Raumtemperatur oder Arbeitstemperatur die Ungleichung  $K \cdot V/k_B T > 40$  einen Datenerhalt über mindestens zehn Jahre sichern soll, reicht es im Experiment, wenn der magnetische Zustand über einige Minuten erhalten bleibt. Wenn allerdings nur die Kristallanisotropieenergie die Stabilisierung eines scheibenförmigen Nanoelements von 70 nm Durchmesser und 2 nm Dicke gewährleisten soll, so kann das bedeuten, dass Messungen bei wenigen Kelvin vorgenommen werden müssen (siehe Kap. 4.1.4). Die thermische Energie für die Magnetisierung eines solchen Elements ist bei Raumtemperatur  $E_{\text{th}} = k_B \cdot 293 \text{ K} = 4,0 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ . Die Kristallanisotropieenergie beträgt dagegen mit  $K = 52 \text{ kJ/m}^3$  für bcc-Eisen, dem Volumen  $V = 7,7 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3$  und einem Faktor 0,25 aus den Potenzen von  $m_{x,y,z}$  in Gleichung 2.3  $E_K = 0,25 \cdot K \cdot V = 1,0 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Bei Raumtemperatur ergibt dies ein Verhältnis  $K \cdot V/k_B T \approx 24$ .

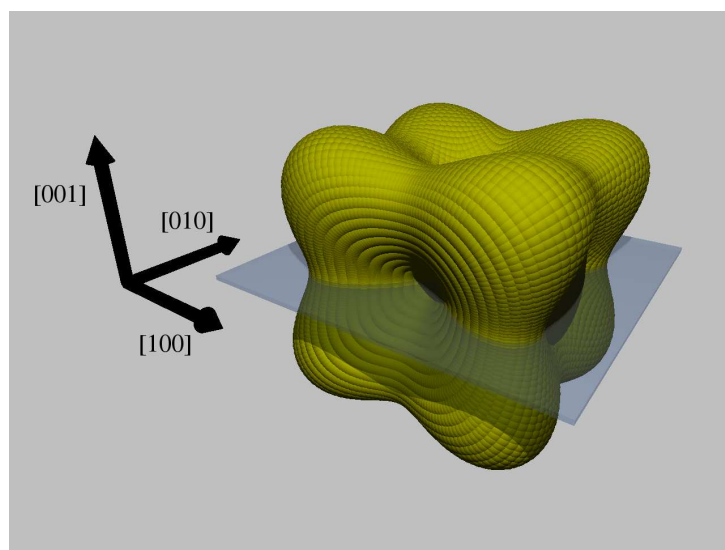


Abbildung 2.1: Darstellung der kubischen Anisotropie in Volumeneisen mit den im Text angegebenen Werten für die Parameter  $K_1$  und  $K_2$ . Abhängig von der Ausrichtung der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen ist die Energie als Abstand der Oberfläche vom Zentrum der Figur gezeichnet. Die Schnittebene (001) zeigt die resultierende, vierfache Anisotropie in der Schichtebene eines dünnen magnetischen Elementes.

### 2.1.1 Statische magnetische Grundzustände

Die Nanoelemente, die in dieser Arbeit betrachtet werden, haben einen runden Querschnitt, sind aus dünnen Schichten von 2 bis 20 nm Dicke herausgeätzt und ihre Ausdehnung in der Ebene (70 bis 230 nm Durchmesser) ist groß gegen ihre Dicke. Solche Elemente lassen sich in drei Gruppen einteilen. Die Elemente mit der kleinsten lateralen Ausdehnung von weniger als 150 nm sind aufgrund der Austauschenergie praktisch homogen in der Schichtebene magnetisiert (siehe Abb. 2.2(a)). Die Formanisotropie verhindert eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene, wenn keine starke Kristallanisotropie oder Oberflächenanisotropie vorhanden ist. Die Magnetisierungsverteilung in der Ebene ist aufgrund der Formähnlichkeit zu einem Ellipsoid nahezu homogen.

Bei größeren Elementen mit lateralen Abmessungen von mehr als 150 nm aber weniger als einigen Mikrometern kann ein inhomogener Magnetisierungszustand energetisch vorteilhaft sein. Die niedrigste Energie wird durch einen Vortexzustand der Magnetisierung erreicht, der den magnetischen Fluss in der Probe schließt und fast kein Streufeld erzeugt. In diesem Fall wäre die

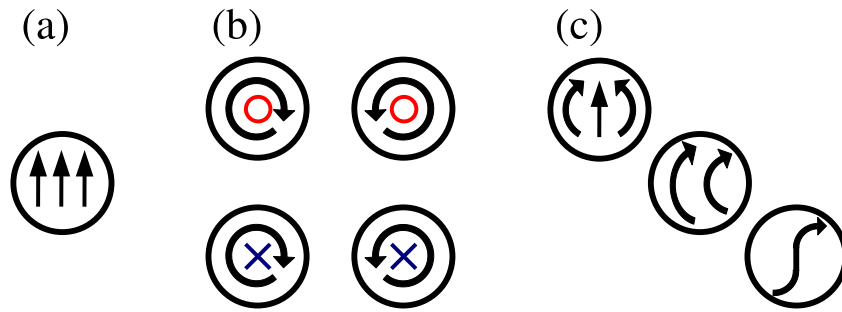


Abbildung 2.2: Skizzen statischer magnetischer Grundzustände in runden Nanoscheiben (Draufsicht). In (a) ist die homogene Magnetisierungsverteilung zu erkennen, wie sie in dünnen und kleinen Scheiben vorwiegt. In größeren und dickeren Scheiben gibt es die Vortexstruktur mit ihren vier energetisch identischen Zuständen in (b), die aus den Möglichkeiten links- und rechtszirkular geschlossener Magnetisierung sowie auf- und abwärts magnetisiertem Kern zusammengesetzt sind. Unter dem Einfluss äußerer Magnetfelder können in großen Elementen desweiteren noch Onion-, C- und S-Zustände (c) resultieren.

Streifeldenergie einer homogen magnetisierten Probe höher als die Austauschenergie des inhomogenen Vortexzustandes. Dieser Zustand kann durch vier verschiedene – aber energetisch gleichwertige – Konfigurationen erreicht werden, wie in Abbildung 2.2(b) dargestellt. Dabei kann der Drehsinn der Magnetisierung in der Ebene entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn weisen und unabhängig davon der Kern des Vortex entweder nach oben oder nach unten magnetisiert sein. Energetisch ungünstigere, aber doch typische Zustände in diesen Elementen, speziell unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes, sind sogenannte Onion-, C- und S-Zustände (siehe Abb. 2.2(c)), wobei die Bezeichnungen jeweils der Form der Magnetisierungsausrichtungen entlehnt sind.

Bei noch größeren Elementen mit Abmessungen im Mikrometerbereich kann schließlich eine Vielzahl energetisch ähnlicher Zustände existieren, da die Abmessungen des Elements jetzt die Existenz von Domänenwänden im Inneren erlauben, die Domänen verschiedener Magnetisierungsrichtung voneinander abtrennen. In dünnen Schichten existieren typischerweise Néel-Wände, bei denen sich die Magnetisierung in der Schichtebene dreht, um Streifelder zu vermeiden. Die charakteristischen Längen, die eine derartige Domänenwand prägen, sind die Austauschlängen, die einmal durch die Streifeldenergie bestimmt sein kann  $\lambda_S = \sqrt{2A/\mu_0 M_S^2}$ , oder aber durch die



Anisotropieenergie  $\lambda_K = \sqrt{A/K_1}$  [12]. Für bcc-Eisen beträgt  $\lambda_S \approx 2$  nm und  $\lambda_K \approx 20$  nm. Hier ist offensichtlich die zweite Länge relevanter.

### Energieabschätzung homogener Zustand gegen Vortexzustand

Die Grenze zwischen diesen Fällen hängt von Dicke und Radius der magnetischen Scheiben ab, sowie von der Sättigungsmagnetisierung und der Austauschkonstante. Eine Betrachtung der Streufeld- und der Austauschenergien homogener magnetisierter Scheiben und solcher im Vortexzustand lässt eine Berechnung der Phasengrenze zwischen diesen Zuständen zu. In [13] wurde diese Rechnung für konzentrisch angeordnete Ringe von Spins durchgeführt. Realistischer ist aber die Betrachtung eines Magnetisierungsvektorfeldes, womit man zu einem ähnlichen und mit experimentellen Resultaten vereinbaren Ergebnis kommen kann, wie ich im Folgenden zeigen werde.

In *homogen magnetisierten Scheiben* ist die Austauschenergie vernachlässigbar, da praktisch keine Verzerrung der Magnetisierung vorliegt. Die Streufeldenergie berechnet sich aus dem Volumenintegral über die magnetische Feldenergiedichte (Gl. 2.2) über den Raum außerhalb der Scheibe. Da die Streufeldverteilung nicht einfach analytisch darstellbar ist, muss man hier einige stark vereinfachende Annahmen machen, um wenigstens zu einem qualitativen Ergebnis zu kommen. Dafür schneidet man ein Stück der Höhe  $t$  aus einem unendlich langen zylindrischen Magneten, der quer zur Längsachse magnetisiert ist. Dann erstreckt sich der magnetische Fluss nur in der Scheibenebene. Außerdem konstruiert man ein Volumen um die Scheibe, so dass die Feldstärke in diesem Volumen konstant ist und der Fluss um die Scheibe geschlossen wird. Die Streufeldenergie vereinfacht sich damit zum Produkt aus der Feldenergiedichte  $\vec{B} \cdot \vec{H}$  und dem zuvor konstruierten Volumen, das proportional zur Dicke  $t$  und dem Quadrat des Radius  $R$  ist. Es gilt also  $V = c_1 \cdot t \cdot R^2$ , wobei die Konstante  $c_1$  die genaue Geometrie der Volumens  $V$  beschreibt. Die Energie der homogen magnetisierten Scheibe ist somit

$$E_{H, \text{ges}} = E_{H,M} = c_1 t R^2 \mu_0 M_s^2. \quad (2.4)$$

Der *Vortexzustand* bringt vor allem Austauschenergie mit sich, da die Magnetisierung sehr inhomogen ist. Um diesen Energieanteil zu berechnen, nimmt man vereinfachend eine kreisförmig in der Ebene geschlossene Magnetisierungsverteilung entsprechend

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin(\phi) \\ \cos(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

an. Dabei geht man zu Zylinderkoordinaten über. An dieser Stelle wird die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Scheibenebene vernachlässigt, die

nur im Vortexkern groß ist. Mit dieser Verteilung integriert man Gleichung 2.1. Es folgt

$$E_{V, A} = A \int_V \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial m_x}{\partial \phi} \right)^2 + \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial m_y}{\partial \phi} \right)^2 \rho \, d\rho d\phi dz \quad (2.6)$$

$$= A \int_V \frac{1}{\rho^2} (\cos^2(\phi) + \sin^2(\phi)) \rho \, d\rho d\phi dz \quad (2.7)$$

$$= A \int_V \frac{1}{\rho} d\rho d\phi dz = 2 \cdot A\pi t \log(R/R_0). \quad (2.8)$$

Der Vortexkern mit dem Radius  $R_0$  wird bei der Integration ausgespart, da hier das Integral divergiert. Der Hauptanteil der Energie ist in diesem Bereich sowieso durch das Streufeld gegeben und hier ist auch die Abweichung zwischen der reellen Magnetisierungsverteilung und der Annahme in Gleichung 2.5 am größten.

Das Streufeld im Vortexzustand ist zwar minimiert, da der Fluss in der Scheibenebene geschlossen ist, aber der Fluss, der im Vortexkern senkrecht aus der Scheibe austritt, kann nicht vernachlässigt werden. Wenn die Scheibe einen deutlich größeren Radius aufweist als der Vortexkern, ist dieser Anteil unabhängig von den Dimensionen der Scheibe. Die Abmessung des Vortexkerns und die Sättigungsmagnetisierung bestimmen dann die Streufeldenergie. Die genaue Geometrie ist in der Konstante  $c_2$  enthalten. Es gilt also

$$E_{V, M} = c_2 R_0^3 \mu_0 M_s^2. \quad (2.9)$$

Die Gesamtenergie des Vortexzustandes ist damit

$$E_{V, \text{ges}} = 2 \cdot A\pi t \log(R/R_0) + c_2 R_0^3 \mu_0 M_s^2. \quad (2.10)$$

Durch Gleichsetzen der Energie des homogenen Zustands (Gl. 2.4) mit der Gesamtenergie des Vortexzustandes (Gl. 2.10) und Auflösen nach der Dicke  $t$  der Scheibe bekommt man

$$t = -\frac{a}{\log(R/R_0) - bR^2} \quad (2.11)$$

$$\text{mit } a = c_1 \frac{\mu_0 M_S^2 R_0^3}{2\pi A} \quad (2.12)$$

$$\text{und } b = c_2 \frac{\mu_0 M_S^2}{2\pi A}. \quad (2.13)$$

Wählt man in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen  $R_0 = 10 \text{ nm}$  [14] und passt die unbekanntenen Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  an die experimentellen Daten aus [15] an, erhält man eine gute Übereinstimmung mit den

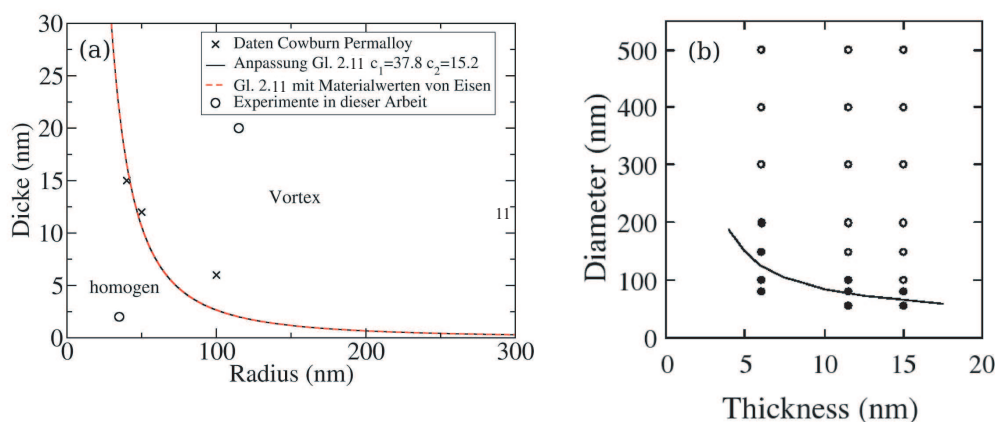


Abbildung 2.3: (a) zeigt das Ergebnis der Abschätzung der Austausch- und Streufeldenergien (Gl. 2.11) von homogen magnetisierten Scheiben und solchen mit einem magnetischen Vortex. Dargestellt ist die Phasengrenze zwischen den zwei Zuständen, oberhalb der Linie ist der Vortexzustand energetisch bevorzugt. Die unbekanntenen Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  werden durch Anpassung an die experimentellen Daten aus [15] gewonnen, wo Permalloy-Nanoelemente untersucht wurden. Ersetzt man die Materialparameter von Permalloy durch die von Eisen, erhält man die rote gestrichelte Linie, die praktisch nicht von der schwarzen Linie abweicht. Abbildung (b) zeigt die Ergebnisse aus [15]. Zu beachten ist, dass die Achsen vertauscht sind gegenüber (a) und dass hier der Durchmesser anstelle des Radius verwendet wird. Die Symbole sind experimentelle Ergebnisse, gefüllte Symbole sind homogen magnetisierte Elemente, offene Symbole sind Vortexzustände. Die Linie zeigt die Phasengrenze als Ergebnis mikromagnetischer Simulationen.

Resultaten der Experimente und mikromagnetischen Simulationen aus dieser Referenz. Dies ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Ersetzt man die Materialparameter von Permalloy, wie es dort verwendet wurde, durch die Parameter von Eisen, das in dieser Arbeit verwendet wird, so ergibt sich kein deutlicher Unterschied im Verlauf der Phasengrenze.

## 2.1.2 Magnetisierungsdynamik

Die Magnetisierungsdynamik eines Makrospins wird durch die phänomenologische Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung 2.14 beschrieben [16, 17]. Ein Makrospin ist dabei eine klassische Größe äquivalent zu einem Drehimpuls, welche die Magnetisierung eines homogen magnetisierten Elementes oder ein

kleines Teilvolumen eines Magnetisierungsvektorfeldes beschreiben kann.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (2.14)$$

Diese Gleichung besitzt zwei Terme, die die zeitliche Änderung des Magnetisierungsvektors  $\vec{M}$  beschreiben. Der erste Term führt zu einer Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors um ein effektives, zeitabhängiges Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$ ;  $\gamma$  ist das gyromagnetische Verhältnis. Der zweite Term bewirkt eine Dämpfung des Magnetisierungsvektors mit der Gilbert-Dämpfungs-konstante  $\alpha > 0$ , die proportional zur „Geschwindigkeit“  $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$  des Magnetisierungsvektors ist und seine Ausrichtung parallel zum effektiven Magnetfeld erzwingen will.

Das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  lässt sich aufgrund der thermodynamischen Relation  $dF = -\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \cdot d\vec{M}$  [18] aus der freien Energiedichte gewinnen:

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}}. \quad (2.15)$$

Die freie Energiedichte muss dann alle relevanten Beiträge wie Zeeman-Energie, Austauschenergie, Kristallanisotropieenergie, magnetoelastische und weitere Energien enthalten.

Wird das betrachtete magnetische Element zusätzlich von einem spinpolarisierten Strom durchflossen, so muss zu Gleichung 2.14 noch der sogenannte Slonczewski-Term

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \frac{\chi}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}) \quad (2.16)$$

hinzugefügt werden, der das strominduzierte Drehmoment beschreibt (genaue Erläuterung in Kapitel 2.2.2 und 2.2.3). Der Vorfaktor  $\chi$  beschreibt die Effizienz des Spin Transfer Torque. In ihn gehen dabei sowohl die Dichte des spinpolarisierten Stromes, als auch viele weitere teils material- und geometrieabhängige Parameter und die Vektoren  $\vec{M}$  und  $\vec{p}$  ein (siehe Gl. 2.30). Der Vektor  $\vec{p}$  steht für die Magnetisierungsrichtung der zweiten magnetischen Schicht, die als Polarisator für den Strom dient. So ergibt sich letztendlich folgende Formel für die strominduzierte Dynamik eines Makrospins

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\chi}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}), \quad (2.17)$$

die durch den zusätzlichen Term vollkommen neue dynamische Zustände zulässt. Die Untersuchung der Eigenheiten der strominduzierten Magnetisierungsdynamik sind das Ziel dieser Dissertation.

### 2.1.3 Die Dynamik magnetischer Vortices

Die dynamischen Eigenschaften magnetischer Vortices werden durch die Thiele-Gleichung beschrieben [19]. Diese wurde aus der allgemeineren Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung 2.14 abgeleitet und hat folgende Form:

$$\vec{G} \times \frac{d\vec{X}}{dt} - \frac{\partial W(\vec{X})}{\partial \vec{X}} = 0. \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\vec{G} = -G\hat{z}$  der Gyrovektor mit der Gyrokonstanten  $G$ ,  $\vec{X} = (X, Y)$  ist die Position des Vortexkerns und  $W(\vec{X})$  die potentielle Energie des Vortex. Der erste Term der Gleichung 2.18 beschreibt eine Kreisbewegung des Vortex um seine Ruheposition und der zweite Term die rücktreibende Kraft, die den Vortex wieder in seine Ruheposition zwingen will.

Der Gyrovektor ist eine Eigenschaft des Vortex, die auf seine inhomogene Magnetisierungsverteilung zurückgeht. Für eine unendlich ausgedehnte, magnetische Scheibe der Dicke  $t$  mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  gilt nach Thiele [19]:

$$G = 4\pi t M_S / \gamma. \quad (2.19)$$

Die potentielle Energie kann für kleine Auslenkungen des Vortex um seine Ruheposition als

$$W(\vec{X}) = W(0) + 1/2\kappa\vec{X}^2 \quad (2.20)$$

beschrieben werden [20]. Die Ersetzungen  $d\vec{X}/dt = \vec{\omega} \times \vec{X}$  mit  $\vec{\omega} = \omega\hat{z}$  für die Kreisbewegung des Vortex mit der Kreisfrequenz  $\omega$  und  $\partial W(\vec{X})/\partial \vec{X} = \kappa\vec{X}$  vereinfachen die Bewegungsgleichung 2.18 zu

$$G\omega\vec{X} - \kappa\vec{X} = 0. \quad (2.21)$$

Damit ergibt sich die Eigenfrequenz der Kreisbewegung eines Vortex zu

$$\omega_0 = \kappa/G. \quad (2.22)$$

Dieses Ergebnis gilt nur, wenn die Magnetisierungsverteilung des Vortex während der Bewegung unverändert bleibt, da ansonsten der Gyrovektor keine Konstante ist. Kommt der Vortex während der Bewegung dem Rand der magnetischen Scheibe nahe, so ist eine Veränderung der Magnetisierungsverteilung unvermeidbar. Ebenso kann bei kleinen lateralen Abmessungen der magnetischen Scheibe die Magnetisierungsverteilung schon im statischen Fall von der Verteilung in der unendlich ausgedehnten Scheibe verschieden sein.

Die potentielle Energie des Vortex ist zusätzlich ortsabhängig in dem Sinne, dass  $W(0)$  und  $\kappa$  sich verändern, wenn der Vortex aus der Mitte der

magnetischen Scheibe versetzt wird. Dies kann durch Anlegen eines äußeren Feldes in der Scheibenebene erreicht werden. Die Eigenfrequenz des Vortex hängt dabei nicht direkt vom magnetischen Feld ab, solange es nur Komponenten parallel zur Scheibenebene hat [19]. So kann also  $\kappa(\vec{X}_0)$  durch Messen der Resonanzfrequenz des Vortex unter verschiedenen äußeren Magnetfeldern bestimmt werden.

## 2.2 Spinströme in magnetischen Schichten

### 2.2.1 Riesenmagnetowiderstand

Bei der Untersuchung von magnetischen Dünnschichtsystemen aus Eisen und Chrom wurde 1988 in den Arbeitsgruppen von Albert Fert an der Université Paris-Sud und von Peter Grünberg im Forschungszentrum Jülich der Riesenmagnetowiderstandseffekt (GMR) entdeckt [1, 2]. Dabei handelt es sich um eine Änderung des elektrischen Widerstandes abhängig von der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen in benachbarten Schichten. Dieser Effekt wurde sehr schnell aus der Grundlagenforschung in die Anwendung gebracht, wozu besonders die Forschung von Stuart Parkin am IBM Almaden Research Center (siehe z.B. [21, 22]) beitrug.

Der GMR ist einerseits größer als der anisotrope Magnetowiderstandseffekt (AMR) wodurch er geeignet war, diesen aus seinen Anwendungsreichen wie Festplattenleseköpfen und anderen Magnetfeldsensoren zu verdrängen. Andererseits ist er aber auch ein Grenzflächeneffekt, wohingegen der AMR ein Volumeneffekt ist. Dadurch ist der GMR deutlich besser zur Miniaturisierung von Magnetfeldsensoren geeignet, da die verwendeten Schichtdicken und damit der gesamte Sensor sehr klein gestaltet werden können. Mit diesem bedeutenderen Vorteil hat der GMR erheblich zur Erhöhung der Speicherdichten in magnetischen Festplattenlaufwerken beigetragen, da die Sensorabmessung wesentlich die Größe eines magnetischen Bits auf der Festplatte bestimmt. Die außerordentlich schnelle und umfassende Nutzung dieser Entdeckung aus der Grundlagenforschung in der Anwendung zeigt, wie wichtig neugiergetriebene Grundlagenforschung ist. Albert Fert und Peter Grünberg wurden im Jahr 2007 für die Entdeckung des GMR mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Die Nanoelemente werden in dieser Arbeit nicht mit direkten bildgebenden Verfahren untersucht, sondern indirekt durch die Nutzung des Riesenmagnetowiderstandseffektes. Ein magnetisches Nanoelement steht dabei mit einer nichtmagnetischen, metallischen Zwischenschicht einem zweiten magnetischen Nanoelement oder auch einer ausgedehnten Schicht gegenüber und

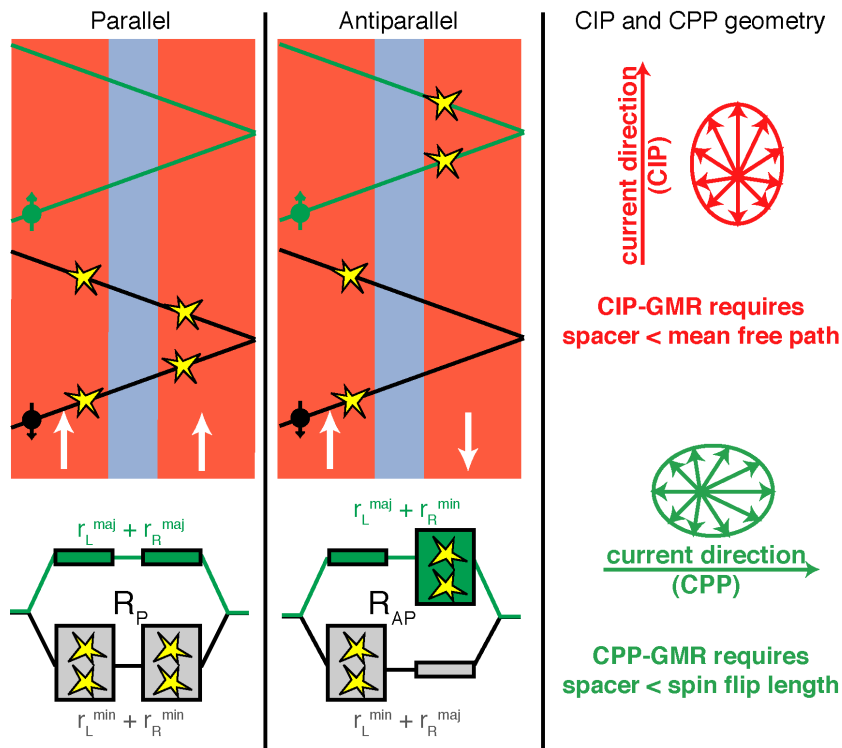


Abbildung 2.4: Prinzipskizze zur Erklärung des Riesenmagnetowiderstandseffekts. Bei paralleler Orientierung der Magnetisierungen (links) in beiden rot dargestellten magnetischen Schichten bilden die Majoritätsladungsträger einen niederohmigen Stromkanal. Bei antiparalleler Ausrichtung (rechts) existiert in beiden Stromkanälen eine stark streuende Grenzschicht, an der die jeweiligen Elektronen Minoritätscharakter haben. Die Richtung der Elektronendrift ist bei diesem Vorgang unerheblich. Die Abbildung wurde entnommen aus [23].

jede lokale Abweichung in der Magnetisierungsrichtung der beiden Elemente bewirkt eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes, der mit einem Stromfluss senkrecht zur Schichtebene gemessen wird.

Das Wirkprinzip des Riesenmagnetowiderstandes ist in Abbildung 2.4 skizziert. Spinabhängige Streuung der Elektronen besonders an den Grenzen zwischen den magnetischen Schichten (rot dargestellt) und der Zwischenschicht (blau) führt zu einer Erhöhung des Widerstandes, wenn die magnetischen Schichten antiparallel magnetisiert sind. Der Strom, der entsprechend dem Mott'schen Zweistrommodell in einem Ersatzschaltbild in zwei unabhängige Ströme für die Elektronen verschiedener Spinausrichtungen aufgespalten werden kann, hat bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen

im Kanal der Majoritätsladungsträger einen niederohmigen Pfad. Bei antiparalleler Ausrichtung aber werden die Elektronen beider Spinausrichtungen in jeweils einer Grenzschicht stark gestreut und der Gesamtwiderstand steigt. Diese Erklärung ist so gültig, egal ob der Stromfluss parallel zu den Schichten erfolgt (cip: current in plane) oder senkrecht dazu (cpp: current perpendicular to plane). Bei der zweiten Variante kommen bei genauer Betrachtung allerdings noch weitere Effekte ins Spiel, auf die in Kapitel 2.2.3 eingegangen wird.

### 2.2.2 Spin Transfer Torque

Ein Strom spinpolarisierter Elektronen von hinreichend hoher Dichte kann durch einen direkten Übertrag von Spindrehimpuls der Ladungsträger auf die Magnetisierung eines magnetischen Nanoelementes ein Drehmoment bewirken. Dieses wird als Spin Transfer Torque (STT) bezeichnet und wurde 1996 von L. Berger und J. Slonczewski unabhängig voneinander berechnet [4, 5]. Es ermöglicht verschiedene Effekte, die von hoher technologischer Relevanz im Bereich der Spintronik sind [3].

Einmal ermöglicht der STT das Schalten der Magnetisierung zwischen verschiedenen, stabilen Ausrichtungen. Dies wurde in den Jahren 2000/2001 zuerst experimentell nachgewiesen von Katine *et al.* und Grollier *et al.* [6, 7]. Dieser Effekt kann für magnetische Schnellzugriffsspeicher (MRAM) genutzt werden, in denen Daten in magnetischen Elementen gespeichert werden und der Zustand über den GMR oder auch den Tunnelmagnetowiderstand (TMR) ausgelesen wird. Während ein schwacher Strom zum Auslesen genutzt wird, kann ein starker Strom zum Schreiben der Informationen dienen. Das strominduzierte Schalten hat gegenüber einem feldinduzierten Schalten den Vorteil einer besseren Adressierbarkeit und Skalierbarkeit. Die bessere Adressierbarkeit resultiert aus der genauen örtlichen Begrenzung des Stromes im Gegensatz zu einem Magnetfeld. Die bessere Skalierbarkeit folgt daraus, dass das kritische Magnetfeld zum Schalten eines Elementes bei abnehmender Größe des Elementes etwa gleich bleibt oder sogar zunimmt, der benötigte Strom aber mit der Querschnittsfläche des Elementes abnimmt.

Existiert nur eine stabile Ausrichtung der Magnetisierung, so kann durch den spinpolarisierten Strom eine andauernde Präzession der Magnetisierung um diese Ausrichtung hervorgerufen werden, die über den GMR eine Erzeugung von Hochfrequenzsignalen ermöglicht. Der experimentelle Nachweis gelang Kiselev *et al.* im Jahr 2003 [8]. Die Frequenz lässt sich dabei sowohl über die Stromstärke als auch über das anliegende Magnetfeld in einem recht großen Bereich verändern. Dies öffnet mögliche Anwendungen in der Kommunikationstechnik, da solche magnetischen Elemente äußerst kleine und einfa-



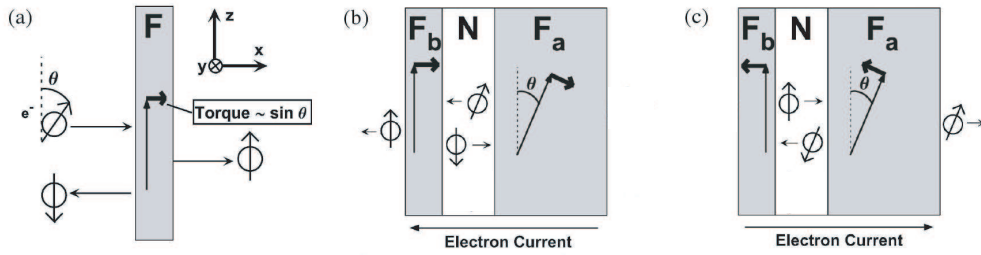


Abbildung 2.5: In (a) ist dargestellt, wie ein Strom spinpolarisierter Elektronen an einer magnetischen Schicht transmittiert oder reflektiert wird. Die Polarisierungsrichtung der einfallenden Elektronen ist nicht kollinear mit der Magnetisierung. In der Schicht  $F$  werden sie daher entsprechend ihrer Spinkomponenten bezogen auf eine Basis, die durch die Magnetisierungsrichtung von  $F$  gegeben ist, reflektiert oder transmittiert. Die transversale Komponente des Spindrehimpulses wird dabei in  $F$  absorbiert und wirkt als Drehmoment proportional zu  $\sin(\theta)$  auf die Magnetisierung dieser Schicht. Abbildung (b) und (c) zeigen die Situation in einem asymmetrischen Zweischichtsystem. Es ist zu erkennen, dass auf beide Schichten das gleiche Drehmoment wirkt und dass bei Stromrichtungsumkehr auch die Drehmomente umgekehrt werden. Durch die Asymmetrie des Systems soll die Magnetisierung von Schicht  $F_a$  fixiert werden, so dass nur die Magnetisierung von Schicht  $F_b$  durch den Spin Transfer Torque angeregt wird. Die Abbildungen wurden entnommen aus [24].

che, abstimmbare Hochfrequenzsignalerzeuger darstellen, die als Spin Torque Oszillatoren (STO) bezeichnet werden.

Abbildung 2.5(a) skizziert, was passiert, wenn ein Strom perfekt spinpolarisierter Elektronen in eine ferromagnetische Schicht  $F$  eindringt, deren internes Magnetfeld  $\vec{M}$  nicht parallel zur Spinquantisierungsachse  $\hat{S}$  der Elektronen ist. Der eingeschlossene Winkel wird mit  $\theta$  bezeichnet. Bezogen auf die Basiszustände, die durch das Magnetfeld  $\vec{M} \parallel \hat{z}$  vorgegeben werden, kann man die Elektronen als eine Superposition von Spins in  $+z$ -Richtung mit der Amplitude  $\cos(\theta/2)$  und in  $-z$ -Richtung mit der Amplitude  $\sin(\theta/2)$  betrachten. Wir nehmen an, dass die Schicht  $F$  ein perfekter Spinfilter ist, durch den Elektronen mit Spin parallel zur Magnetisierung komplett transmittiert, Elektronen mit Spin antiparallel zur Magnetisierung aber komplett reflektiert werden. Der transmittierte Strom ist dann ausschließlich in  $+z$ -Richtung polarisiert und der reflektierte Strom in  $-z$ -Richtung. Vergleicht man jetzt den Spin Erwartungswert der Elektronen, die in die Schicht  $F$  eindringen, mit dem der Elektronen, die wieder herauskommen, so fällt auf, dass ein gewisser Anteil fehlt. Der einfallende Strom hat eine Spinkomponente transversal

zur Magnetisierungsrichtung der Schicht F mit der Amplitude  $\sin(\theta)$ , die die transmittierten und reflektierten Ströme nicht haben. Diese Komponente des Spindrehimpulses muss während des Filterns von der Schicht F aufgenommen werden. Es wird als Drehmoment an die Magnetisierung abgegeben und ist proportional zum Strom durch die Schicht und proportional zum Sinus des Winkels  $\theta$  zwischen  $\vec{M}$  und  $\hat{S}$ .

In Abbildungen 2.5(b) und (c) ist die Situation für ein komplettes Dreischichtsystem aus Ferromagnet, nichtmagnetischem Metall und Ferromagnet ( $F_b/N/F_a$ ) dargestellt. Bei einem Fluss der Elektronen von rechts nach links (siehe Abb. 2.5(b)) werden die Elektronen in  $F_a$  spinpolarisiert. Beim Eindringen in  $F_b$  passiert das Gleiche wie zuvor besprochen, die Elektronen werden entsprechend ihrer Spinkomponenten reflektiert oder transmittiert. Dabei wirkt ein Drehmoment auf  $\vec{M}_b$ . Die reflektierten Elektronen treten wieder in  $F_a$  ein, so dass auch auf  $\vec{M}_a$  ein Drehmoment wirkt. Die Drehmomente auf die beiden magnetischen Schichten sind gleich groß und haben dieselbe Richtung. Wie durch die Dicke der Schichten angedeutet, muss hier eine Asymmetrie in das System eingeführt werden, so dass nur die Magnetisierung einer Schicht signifikant durch das Drehmoment beeinflusst wird. Dann kann ein Schalten der Magnetisierung  $\vec{M}_a$  parallel zu  $\vec{M}_b$  erreicht werden. Bei einer Umkehrung der Stromrichtung (siehe Abb. 2.5(c)) kehrt sich die Richtung der Drehmomente um und bei Fixierung von  $\vec{M}_b$  wird ein Schalten von  $\vec{M}_a$  in die antiparallele Ausrichtung erreicht. Im Folgenden wird oft von der „fixierten“ und der „freien“ magnetischen Schicht gesprochen, wobei diese Zuordnung teilweise nicht eindeutig ist. So ist eine dicke, magnetische Schicht oft weniger empfänglich für den Spin Transfer Torque, da dieser nur an der Grenzfläche wirkt, aber andererseits empfänglicher für ein Magnetfeld, da dieses auf die ganze Schichtdicke wirkt.

Um die Effekte des Spin Transfer Torque beobachten zu können, muss der Strompfad und somit die Größe der magnetischen Elemente stark eingeschränkt werden, damit die Auswirkungen der strominduzierten Magnetfelder (sog. Oerstedfelder) kleiner werden als der Spin Transfer Effekt. Das Oerstedfeld und damit das maximale Drehmoment auf eine Magnetisierung an der Oberfläche eines unendlich langen Drahtes mit rundem Querschnitt ist  $H_{Oe} \propto I/R$ , mit dem Strom  $I$ , der durch den Draht mit dem Radius  $R$  fließt. Der Spin Transfer Torque ist dagegen proportional zur Stromdichte in der Nanosäule, also  $L_{STT} \propto I/R^2$ . Bei konstantem Strom und abnehmendem Durchmesser der Säule steigt das Oerstedfeld langsamer an als der STT. Damit muss der STT unterhalb eines kritischen Durchmessers dominieren. Dieser Durchmesser liegt bei etwa 100 nm bis 1000 nm [5].

Bei genauer Betrachtung sind drei Ursachen für die auftretende Diskon-

tinuität des Spinstroms an der Grenzfläche zwischen nichtmagnetischem Metall und ferromagnetischem Metall auszumachen. Zuerst tritt der sogenannte *Spinfiltereffekt* auf, der auf spinabhängiger Reflektion und Transmission der Elektronen an der Grenzschicht beruht. Bei der Reflektion tritt außerdem noch eine *Rotation* der Elektronenspins auf, ein Phasensprung aufgrund eines komplexen Reflektionskoeffizienten. Da diese Rotation vom  $k$ -Vektor der Elektronen abhängt, mittelt sich die transversale Komponente der Spins der reflektierten Elektronen weg. Als drittes tritt noch *Spinpräzession* auf, wenn die Elektronen in den Ferromagneten eindringen, da die Fermivektoren für spin-up und spin-down Komponenten der Wellenfunktionen hier verschieden sind. Die Summe über alle eindringenden Elektronen mit verschiedenen  $k$ -Vektoren sorgt für eine verschwindende, transversale Komponente des transmittierten Spinstromes innerhalb der ersten Atomlagen des Ferromagnets. Diese Effekte sorgen zusammengenommen dafür, dass für konventionelle Ferromagneten wie Fe, Co und Ni praktisch die gesamte transversale Komponente des Spinstromes an der Grenzfläche des magnetischen Elementes absorbiert wird [25].

### 2.2.3 Gemeinsame Beschreibung von GMR und STT

Sowohl GMR als auch STT beruhen auf der Interaktion von spinpolarisierten Strömen und magnetischen Schichten. Es muss also möglich sein, diese Effekte in einem gemeinsamen Bild zu beschreiben. Mehrere Arbeitsgruppen haben dies auch unter verschiedenen Gesichtspunkten getan [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32]. Im Folgenden wird versucht, die qualitativen Zusammenhänge darzustellen. Dabei gehen wir von den quantenmechanischen Betrachtungen der mikroskopischen Vorgänge des Elektronentransports durch Ferromagnet-Nichtmagnet-Grenzflächen in Kapitel 2.2.2 über zur Betrachtung von diffusivem Transport in Systemen aus derartigen Materialien.

Ausschlaggebend für den Riesenmagnetowiderstand ist die Polarisierungsrichtung der Elektronen in der Zwischenschicht relativ zur Magnetisierungsrichtung der Schicht, in die sie eindringen. Da das Verhältnis zwischen Majoritäts- und Minoritätsladungsträgern den GMR bestimmen, ist es die parallele Komponente der Polarisierung relativ zur Magnetisierungsrichtung, die den Effekt beschreibt [33]. Wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, ist es wiederum die transversale Komponente der Polarisierung des Spinstromes, die den Spin Transfer Torque bewirkt. Die beiden Effekte sind damit komplementär zueinander. Es bleibt zuerst die Frage zu beantworten, wie Spinstrom entsteht und wie er in der Zwischenschicht aussieht.

**Die Entstehung spinpolarisierter Ströme** Es gibt unterschiedliche

Quellen für polarisierte Ladungsträger in den betrachteten Schichtsystemen aus ferromagnetischen und diamagnetischen Metallen. Die Kontinuitätsgleichung für elektrische Ströme  $\vec{j}(\vec{r})$

$$\nabla \cdot \vec{j} - \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2.23)$$

drückt die Erhaltung der Teilchenzahl  $n$  aus. Aus ihr folgt nahe am Gleichgewicht die phänomenologische Gleichung für den elektrischen Strom

$$\vec{j}(t) = (\sigma/e)\vec{E} + D\nabla\delta n \quad (2.24)$$

mit dem elektrischen Feld  $\vec{E}$ , der Leitfähigkeit  $\sigma$ , der Diffusionskonstante  $D$  und der Abweichung von der Gleichgewichtsteilchenzahl  $\delta n = n - n_{\text{eq}}$ . Analog gilt für Spinströme  $\vec{Q}(\vec{r})$  (eine Tensorgröße) die Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \vec{Q} + \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\frac{\delta \vec{m}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \vec{n}_{\text{ext}} \quad (2.25)$$

mit  $\nabla \cdot \vec{Q} = \partial_k Q_{ik}$ , der zeitlichen Änderung der Magnetisierung  $\frac{\partial \vec{m}}{\partial t}$ , der *Spinakkumulation*  $\delta \vec{m} = (|\vec{m}| - m_{\text{eq}})\hat{m}$ , der Spinfliprelaxationszeit  $\tau_{\uparrow\downarrow}$  und dem externen Drehmoment  $\vec{n}_{\text{ext}}$ . Diese Gleichung besagt, dass Änderungen der Magnetisierung  $\vec{m}$  in einem Volumen  $V$  nur durch Spinströme in dieses Volumen, Spinakkumulation auf der Zeitskala der Spinfliprelaxationszeit oder andere äußere Drehmomente (z.B. Landau-Lifshitz-Gilbert Drehmomente entsprechend Gl. 2.14) entstehen können. Daraus folgt die phänomenologische Gleichung

$$Q_{ik} = \bar{\sigma}_i E_k - \bar{\Lambda}_i \partial_k \delta n - \bar{D} \partial_k \delta m_i. \quad (2.26)$$

Vereinfachend werden die Vektoren  $\bar{\sigma} = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow})\hat{m}$  und  $\bar{\Lambda}$  (ebenfalls proportional zu  $\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}$ ) und der Skalar  $\bar{D}$  anstelle von Tensoren benutzt.  $\sigma_{\uparrow}$  und  $\sigma_{\downarrow}$  sind die Leitfähigkeiten für Majoritäts- und Minoritätselektronen. Spinströme können dieser Gleichung zufolge also durch elektrische Felder und Gradienten in der Elektronendichte entstehen, wenn die Leitfähigkeit und die Diffusionskonstante  $\bar{\Lambda}$  spinabhängig sind und durch Gradienten in der Spinakkumulation.

Da in einem nichtmagnetischen Metall  $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow}$  gilt, sind die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von Gleichung 2.26 Null. Ein Spinstrom kann daher im NM ausschließlich auftreten, wenn ein Gradient in der Spinakkumulation  $\delta \vec{m}(\vec{r})$  vorliegt. Das bedeutet aber auch, dass die Magnetisierung/Spindichte  $\vec{m}(\vec{r})$  und der Spinstrom  $\vec{Q}(\vec{r})$  nur indirekt miteinander

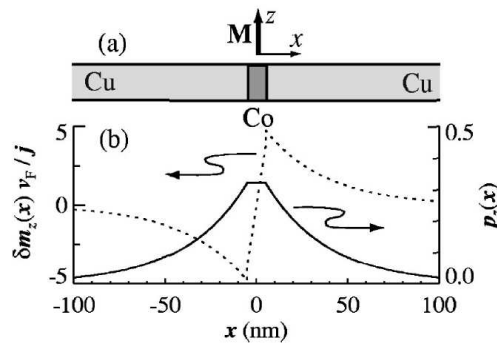


Abbildung 2.6: Dargestellt ist die Spinpolarisierung und die Spinakkumulation in einem Schichtsystem aus einer ferromagnetischen Schicht, die zwischen zwei nichtmagnetischen, metallischen Zuleitungen sitzt. In der magnetischen Schicht ist die Spinpolarisierung (schwarze Linie) aufgrund der Austauschspaltung der elektronischen Zustände gegeben. In den Zuleitungen klingt sie durch Spinflipstreuung ab. Die Spinakkumulation (gestrichelte Linie) ist ein Resultat eines Stromes unpolarisierter Elektronen in Richtung  $\hat{x}$  und bildet eine zweite Quelle für Spinströme. Die Abbildung wurde aus [27] entnommen.

verbunden sind. So muss die Polarisierungsrichtung des Stroms nicht kollinear mit der Magnetisierung sein. Die Argumentation in diesem Abschnitt folgt sehr nah Referenz [27].

**Spinpolarisierte Ströme in magnetischen Schichtstrukturen** Jede magnetische Schicht induziert einmal die ihr inhärente Ladungsträgerpolarisierung in die angrenzenden nichtmagnetischen Schichten, wo die Polarisierung mit der Spinflüplänge abklingt. Diese induzierte Magnetisierung  $m_{\text{eq}}$  ist symmetrisch links und rechts der magnetischen Schicht (siehe Abb. 2.6, schwarze Linie) und liefert einen ersten Beitrag zur Ladungsträgerpolarisierung im nichtmagnetischen Metall. Fließt zusätzlich ein Strom durch die Schichten, so erzeugt die unterschiedliche Leitfähigkeit für Majoritäts- und Minoritätsladungsträger  $\sigma_{\uparrow} > \sigma_{\downarrow}$  in der magnetischen Schicht einen weiteren Überschuss an Minoritätsladungsträgern vor der Schicht und an Majoritätsladungsträgern hinter der Schicht (und umgekehrt für  $\sigma_{\uparrow} < \sigma_{\downarrow}$ ). Diese Spinakkumulation  $\delta\vec{m} = (|\vec{m}| - m_{\text{eq}})\hat{m}$  klingt im nichtmagnetischen Metall ebenfalls mit der Spinflüplänge ab und erzeugt durch ihren Gradienten einen zweiten Beitrag zum Spinstrom im nichtmagnetischen Metall. Dies ist in Abbildung 2.6 mit einer gestrichelten Linie dargestellt.

Bei einem magnetischen Schichtsystem mit zwei ferromagnetischen Schichten ist die Spinpolarisierung in der Zwischenschicht ein Produkt der zwei vorher genannten Beiträge aus jeweils jeder der beiden Schichten. In

Abbildung 2.7 ist das am Beispiel einer Cu/Co<sub>1</sub>/Cu/Co<sub>2</sub>/Cu-Struktur mit  $\vec{m}_1 = \hat{z}$  und  $\vec{m}_2 = \hat{y}$  dargestellt. Das Abklingen der Polarisierung  $\vec{p}$  in den Zuleitungen ist in Abbildung 2.7(c) und (d) aufgrund der großen Spinflüplänge nicht zu erkennen. Sehr deutlich ist dagegen jeweils die Unstetigkeit an den Grenzschichten Co<sub>1</sub>/Cu und Cu/Co<sub>2</sub> zu sehen, die den STT erzeugt. In Abbildung 2.7(e) und (f) sind die Komponenten der Spinakkumulation  $\delta\vec{m}$  dargestellt. Die Komponente, die von der Schicht Co<sub>1</sub> verursacht wird, hat die Richtung  $\vec{m}_1 = \hat{z}$ , während die Schicht Co<sub>2</sub> eine Komponente  $-\vec{m}_2 = -\hat{y}$  induziert. Die Einflüsse der Spinakkumulation sind in den Erklärungen des GMR und des STT in den Kapiteln 2.2.1 und 2.2.2 nicht berücksichtigt. Vernachlässigt man sie, ergeben sich für die Abhängigkeit des GMR und des STT vom Winkel  $\vartheta$  zwischen den Magnetisierungen  $\vec{m}_1$  und  $\vec{m}_2$  folgende einfache Proportionalitäten:

$$r(\vartheta) \propto 1 - \cos^2(\vartheta/2) \quad (2.27)$$

und

$$L_{STT}(\vartheta) \propto \sin(\vartheta). \quad (2.28)$$

Mit Berücksichtigung der Spinakkumulation hat Slonczewski in Referenz [26] für ein symmetrisches System mit magnetischen Schichten identischer Dicke die folgenden Formeln für die Abhängigkeit des GMR mit Stromfluss senkrecht zur Schichtebene und des Spin Transfer Torque  $L_{STT}$  vom Winkel  $\vartheta$  zwischen den Magnetisierungen der zwei Schichten berechnet:

$$r(\vartheta) = \frac{R(\vartheta) - R(0^\circ)}{R(180^\circ) - R(0^\circ)} = \frac{1 - \cos^2(\vartheta/2)}{1 + \chi \cos^2(\vartheta/2)} \quad (2.29)$$

$$L_{STT}(\vartheta) = \frac{\hbar I P \Lambda}{4Ae} \frac{\sin(\vartheta)}{\Lambda \cos^2(\vartheta/2) + \Lambda^{-1} \sin^2(\vartheta/2)} \quad (2.30)$$

$$\text{mit } \Lambda^2 = \chi + 1 = AG \frac{R^+ + R^-}{2}. \quad (2.31)$$

$R(\vartheta)$  ist die Abhängigkeit des Widerstandes von  $\vartheta$ ,  $G = e^2 k_f^2 / \sqrt{3} \pi h$  ist die Leitfähigkeit der Zwischenschicht,  $A$  ist die Querschnittsfläche der Nanosäule,  $R^{+(-)}$  ist der Widerstand (Grenzflächen und Volumen) für spin-up (spin-down) Elektronen für eine Seite des Systems, und  $P = (R^- - R^+) / (R^- + R^+)$  ist die Spinpolarisierung. Die Parameter  $\chi$  und  $\Lambda$  sind jeweils ein Maß für die Abweichung vom symmetrischen Verhalten, das für  $\Lambda = 1$  ( $\chi = 0$ ) gegeben ist. Auch ein System mit ungleich dicken Schichten kann mit diesen Gleichungen beschrieben werden, wenn die Hauptbeiträge zu den Widerständen  $R^{+(-)}$  von den Grenzschichten kommen [34].  $\Lambda^2$  drückt das Verhältnis des mittleren Widerstandes einer magnetischen Schicht (inklusive Zuleitung) zum intrinsischen Zwischenschichtwiderstand aus. Wenn es von Eins abweicht, ist

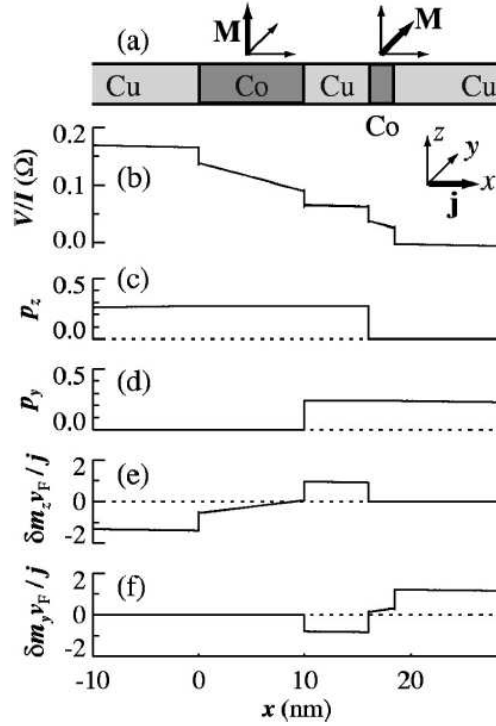


Abbildung 2.7: Dargestellt ist ein Schichtsystem mit zwei magnetischen Schichten (a) und der Spannungsverlauf (b), die Spinpolarisierung in ihren Komponenten  $p_z$  (c) und  $p_y$  (d) und die Spinakkumulation  $\delta \vec{m}$  ebenfalls in ihren entsprechenden Komponenten (e + f) in diesem System. Die Abbildung wurde ebenfalls aus [27] entnommen.

der gemittelte spinabhängige Widerstand ungleich dem Zwischenschichtwiderstand, was eine erhöhte Spinakkumulation hervorruft. Genauere Beschreibungen können in den Referenzen [25, 29, 35] und weiteren dort enthaltenen Referenzen gefunden werden.

Eine erhöhte Spinakkumulation führt dazu, dass die um  $90^\circ$  punkt- bzw. spiegelsymmetrischen Winkelabhängigkeiten von GMR und STT entsprechend Gleichungen 2.27 und 2.28 asymmetrisch werden. Dies ist in Abbildung 2.8 an Beispielen für den Parameter  $\Lambda$  dargestellt, die auch im Ergebnisteil dieser Arbeit von Relevanz sein werden.

In CPP-GMR Experimenten wurde die Asymmetrie des GMR schon nachgewiesen (siehe z. B. [31]) und es wurde auch der Versuch unternommen die Asymmetrien beider Effekte in einem Experiment nachzuweisen [36]. Die Autoren des letzten Artikels kamen aber zu dem Schluss, dass die symmetri-

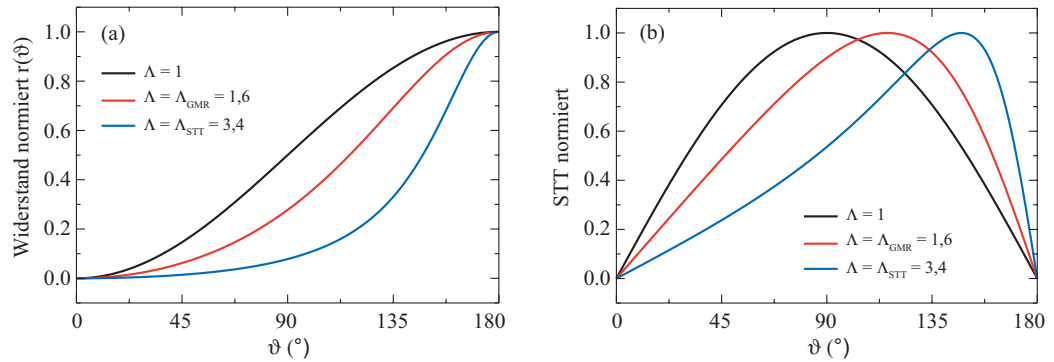


Abbildung 2.8: Die Abhängigkeiten von GMR und STT vom Winkel  $\vartheta$  zwischen  $\vec{m}_1$  und  $\vec{m}_2$  sind in Abbildungen (a) und (b) in Abhängigkeit von  $\Lambda$  dargestellt. Je größer dieser Parameter ist, desto stärker ist der Einfluss der Spinakkumulation auf die Spinpolarisierung des Stromes in der Zwischenschicht und desto mehr weichen GMR und STT von einem symmetrischen Verhalten um  $\vartheta = 90^\circ$  ab. Die Bezeichnungen  $\Lambda_{\text{GMR}}$  und  $\Lambda_{\text{STT}}$  beziehen sich auf experimentelle Ergebnisse aus Kapitel 4.1.

schen Winkelabhängigkeiten zur Beschreibung ihrer Messergebnisse ausreichen, was unter Umständen in der Materialwahl begründet sein mag. Nichtsdestotrotz wird häufig eine Asymmetrie des STT bei der Modellierung von strominduzierter Magnetisierungsdynamik verwendet. Uns ist ein Nachweis beider Asymmetrien in einem Experiment gelungen. Dies wird in Kapitel 4.1 beschrieben.

## 2.3 Ferromagnetische Resonanz

Die ferromagnetische Resonanz (FMR) ist eine Messmethode, die Materialeigenschaften von Ferromagneten durch resonante Absorption von elektromagnetischer Strahlung untersucht. Eigenschaften wie die Sättigungsmagnetisierung, das gyromagnetische Verhältnis, Anisotropien, die Wachstumsqualität dünner Schichten und Weiteres können damit studiert werden. Die klassische FMR verwendet als Messgröße die Absorption von Mikrowellenleistung durch die Probe in einem Hohlraumresonator. Diese Methode lässt allerdings nur bestimmte Anregungsfrequenzen zu, entsprechend den elektromagnetischen Moden im Resonator.

Zu breitbandigen Messmethoden gehört beispielsweise die sogenannte Stripline-FMR, bei der die Transmission von Mikrowellen über eine Streifenleitung gemessen wird. Die zu untersuchende Probe liegt auf der Streifenleitung und wird durch das hochfrequente Magnetfeld um die Leitung herum



angeregt. Die breitbandigen Transmissionseigenschaften der Streifenleitung ermöglichen zusammen mit einem Netzwerkanalysator Messungen in einem Frequenzbereich von 0,1 bis zu einigen 10 GHz.

Die Theorie der ferromagnetischen Resonanz beruht auf den Untersuchungen von L. D. Landau und E. M. Lifshitz [16], die zur Landau-Lifshitz Gleichung führten:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}). \quad (2.32)$$

Diese beschreibt die Präzession eines magnetischen Moments  $\vec{M}$  um das Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  und wurde später mit einem Dämpfungsterm zur bereits erwähnten Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung 2.14 erweitert. Für schwache Anregungen und daraus resultierende kleine Präzessionswinkel, ergibt sich die Kittel Formel für die Präzessionsfrequenz [37]:

$$\omega = \gamma H_{\text{eff}} = \gamma \sqrt{(H + H_{\text{an}} + H_d)(H + H_{\text{an}} + H_K + M_S)}. \quad (2.33)$$

Dabei wird das effektive Magnetfeld in seine weiteren Anteile wie das äußere Magnetfeld  $H$ , das Anisotropiefeld  $H_{\text{an}}$ , das Kopplungsfeld  $H_K$  und die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  aufgespalten.

Ein Nachteil der angesprochenen Methoden ist die mangelnde Nachweisgenauigkeit zur Untersuchung von einzelnen Nanoelementen. Daher wird in dieser Arbeit eine weitere Form der breitbandigen FMR an einzelnen magnetischen Nanosäulen verwendet, wobei der Spin Transfer Torque zur Anregung der ferromagnetischen Resonanz verwendet wird und die Mischspannung aus dem hochfrequenten Anregungsstrom und der zeitabhängigen Widerstandsveränderung der Probe als Messgröße dient. Mit einem Anregungsstrom  $I(t) = I_0 + \Delta I \cdot \sin(\omega t)$  und einer linearen Reaktion des Probenwiderstandes  $R(t) = R_0 + \Delta R \cdot \sin(\omega t + \delta)$  mit einer Phase  $\delta$  erhält man eine zusätzliche Gleichspannung, die vom Kosinus der Phase  $\delta$  abhängt:

$$V(t) = I(t) \cdot R(t) = I_0 \cdot R_0 + \Delta I \Delta R \cdot \cos(\delta) + \text{höhere Terme}. \quad (2.34)$$

Bei einer Messgenauigkeit der verwendeten Voltmeter (vgl. Kap. 3.2) und des Messaufbaus von etwa 100 nV kann man mit  $\Delta I = 1 \text{ mA}$  und  $\Delta R = 1 \text{ m}\Omega$  schon mit einem ausreichend großen Signal rechnen.

# Kapitel 3

## Experimentelle Methoden

### 3.1 Probenpräparation

Die Probenpräparation ist ein vielschrittiger Prozess, der mit der Herstellung eines Schichtsystems mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) beginnt. Aus diesem werden durch Lithographie in Verbindung mit Ätz- und weiteren Abscheidungsprozessen Leiterbahnen und Nanoelemente geformt.

#### 3.1.1 Schichtwachstum

Zur Schichtherstellung wird die Methode der Molekularstrahlepitaxie benutzt, die im Ultrahochvakuum stattfindet. Dabei wird Material in einem Tiegel entweder mittels einer Heizwendel oder eines auf das Material gerichteten Elektronenstrahls erhitzt und verdampft. Über die Heizleistung kann die Verdampfungsrate variiert werden. Ein Substrat wird in den Molekularstrahl gebracht, so dass die Moleküle auf dem Substrat niederschlagen und eine Schicht bilden. Die Temperatur des Substrates lässt sich regeln, womit die Mobilität der Moleküle auf der Probenoberfläche und damit das Schichtwachstum beeinflusst werden kann. Die Dicke der Schicht wird mittels eines Schwingquarzes gemessen, der sich wie das Substrat auch im Molekularstrahl befindet. Mit einer Blende vor der Probe kann der Prozess der Schichtabscheidung und damit die Schichtdicke gesteuert werden. Mit MBE können im Extremfall Bedeckungen im Bereich von Bruchteilen von einzelnen Atomlagen erzeugt werden.

Im gleichen Ultrahochvakuumssystem stehen mehrere Methoden zur Charakterisierung der Schichten zur Verfügung. Genutzt wurde einerseits niederenergetische Elektronenbeugung (LEED), bei der die Beugung von Elektronen an der Gitterstruktur der Probenoberfläche eine Aussage über deren Symmetrie und Qualität erlaubt. Andererseits wurde auch Augerelektronen-

spektroskopie (AES) verwendet. Dabei wird die Probe mit hochenergetischen Elektronen von wenigen keV beschossen, so dass in der Probe Elektronenlawinen ausgelöst werden. Die Energie der Elektronen, die wieder aus der Probe austreten, wird analysiert. Da diese Elektronen durch Stoßprozesse aus den Atomschalen gelöst werden, haben sie elementspezifische Energien. Damit lässt sich eine Aussage treffen über die Elemente, die in den obersten Atomlagen der Probe vorliegen.

In dieser Arbeit wird stets GaAs mit einer (100)-Oberfläche als Substrat verwendet. Dieses wird in Propanol im Ultraschallbecken gereinigt. Anschließend wird das Propanol aufgeköcht und die Probe entnommen. Nach Einschleusen in die Vakuumkammer wird das Substrat bei etwa 600° C für eine Stunde getempert, womit Sauerstoff aus der Oberfläche entfernt wird. Ob dieser Prozessschritt gelungen ist, wird durch AES geprüft. Lassen sich keine Elektronen mit der für Sauerstoff typischen Energie von 503 eV nachweisen, wird mit LEED die Struktur der Oberfläche geprüft.

Als erste Schicht wird 1 nm Fe aufgebracht, das als Keimschicht für die folgende 150 nm dicke Ag-Schicht dient. Fe benetzt die Oberfläche des Substrats, während Ag, direkt auf GaAs(100) aufgebracht, Inseln bilden würde. Die Ag-Schicht wird bei 100° C mit einer Rate von 1 nm/s aufgedampft und die fertige Schicht bei 300° C angelassen. Dies gewährleistet eine sehr gleichmäßige kubisch-flächenzentrierte Struktur des mit einer festen Orientierung relativ zur Gitterstruktur des GaAs [38]. Die Ag-Schicht dient einerseits als Vorlage für das Wachstum des folgenden magnetischen Schichtsystems, andererseits auch als untere Elektrode für die später herzustellende Mikrostruktur. Auch diese Schicht wird mittels LEED auf ihre Qualität geprüft.

Auf dieses Grundsystem wird jetzt das magnetische Schichtsystem aufgebracht, das untersucht werden soll. Als Beispiel wird hier das System beschrieben, das in Kapitel 4.1 verwendet wird. Der Unterschied zur Herstellung anderer Systeme besteht lediglich in den Dicken und Materialien. Bei Raumtemperatur werden nacheinander 20 nm Fe, 6 nm Ag und wieder 2 nm Fe aufgebracht. Das Eisen wird dabei mit einer Rate von 0,1 nm/s abgeschieden. Die Struktur dieser Schichten wird ebenfalls mit LEED geprüft. Das kubisch innenzentrierte Eisen wächst epitaktisch auf Ag, wobei die Kristallachsen um 45° verdreht sind. Die Gitterfehlanpassung liegt im kleinen einstelligen Prozentbereich. Das hiermit fertiggestellte magnetische Schichtsystem wird mit 50 nm Au abgedeckt, wodurch Oxidation des Eisens vermieden wird. Außerdem dient diese dicke Goldschicht im Strukturierungsprozess zur Kontaktierung der Nanosäulen.

### 3.1.2 Strukturierung

Die Strukturierung der Proben erfolgt im Reinraum des Instituts für Bio- und Nanosysteme des Forschungszentrum Jülich. Der erste Prozessschritt besteht in der Strukturierung der unteren Leiterbahnen. Hierzu wird mittels optischer Lithographie eine Maske (Abb. 3.1, grüne Flächen) auf die Probe aufgebracht und durch Ionenstrahlätzen (IBE) alles unabgedeckte Metall bis zum Substrat entfernt. Danach wird die Maske in Lösungsmittel im Ultraschallbecken wieder entfernt.

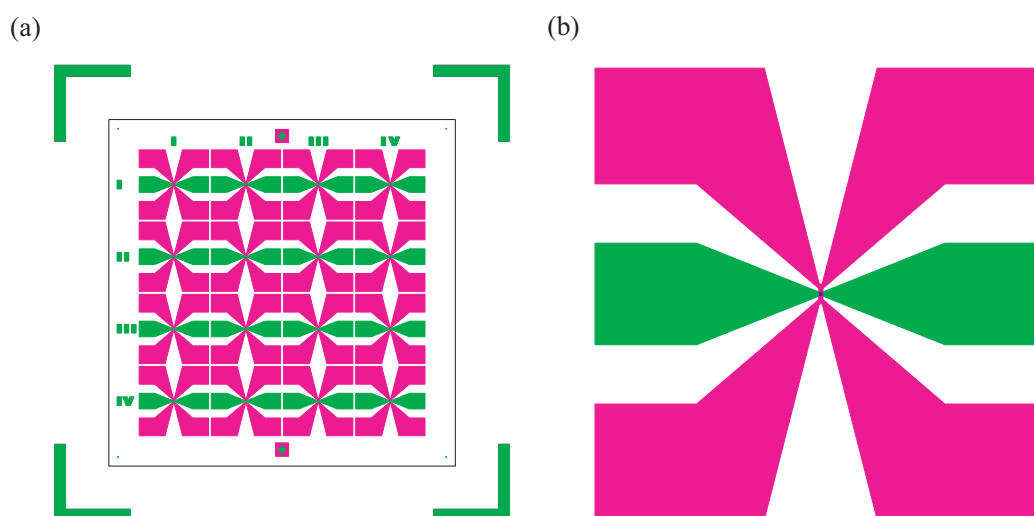


Abbildung 3.1: (a) Die komplette Maske für die optische Lithographie mit überlagerten Ebenen für die untere Elektrode (grün), die obere Elektrode (magenta) und die Kontaktfenster (blau). Die Abmessung innerhalb der Winkel beträgt  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ . (b) Vergrößerte Abbildung einer einzelnen Struktur mit den gleichen Farben wie in (a). Hier ist das Kontaktfenster mit den Abmessungen  $10\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$  im  $15\text{ }\mu\text{m}$  breiten Überlappbereich der Elektroden gerade so zu erkennen (vgl. Abb. 3.3 und 4.8).

Im nächsten Schritt wird durch Elektronenstrahlolithographie die Maske zum Ätzen der Nanosäulen hergestellt. Der verwendete Elektronenstrahllack besteht aus Hydrogen Silsesquioxane (HSQ), der unter dem Namen FOx-12 als aufschleuderbares Oxid (flowable oxide) vertrieben wird. Bei Belichtung mit einem Elektronenstrahl oder Aufheizen auf etwa  $300^\circ\text{C}$  wird diese Wasserstoff-Silizium-Sauerstoff-Verbindung zu einem amorphen Siliziumoxid umgewandelt. Entwicklung mit „Microposit MF CD-26“ löst den unbelichteten Lack von der Probe. Der Ionenstrahlätzprozess wurde speziell zur Herstellung kleinster Strukturen optimiert, deren Charakterisierung in Kapitel 4.1 beschrieben wird. In diesem Fall hat die Lackmaske für die Nanosäulen einen

runden Querschnitt und einen Durchmesser von 50 nm (siehe Abb. 3.2(a)). Masken mit geringerem Durchmesser bleiben aufgrund des großen Verhältnisses von Höhe (Lackdicke etwa 150-200 nm) zu Durchmesser nicht aufrecht stehen. Der ursprüngliche Ätzprozess bestand darin, bei rotierender Probe unter einem Winkel von  $10^\circ$  zur Normalen/Drehachse bei 500 V Beschleunigungsspannung und 44 mA Strahlstrom mit Argon für zwei Minuten zu ätzen. Das Ergebnis sind Strukturen von 85 nm Durchmesser mit starken Redepositionen von geätztem Material an den Seiten der Säulen (siehe Abb. 3.2(b)). Nachträgliches Ätzen von einer Minute Dauer unter einem sehr hohen Winkel von  $80^\circ$  zur Normalen reduziert den Durchmesser der Strukturen auf 75 nm (siehe Abb. 3.2(c)). Allerdings bleibt hier fraglich, ob der Durchmesser der Struktur am unteren Ende, wo sich die magnetischen Schichten befinden, signifikant reduziert wird. Daher wurde der Prozess noch einmal verfeinert, indem zweimal nacheinander erst eine Minute unter  $10^\circ$ , dann 30 s unter  $80^\circ$  geätzt wurde. Dadurch wird der Durchmesser der Struktur bei halber Ätztiefe schon reduziert und im Endresultat wird ein Strukturdurchmesser von knapp 70 nm erreicht (siehe Abb. 3.2(d)). Die Ätztiefe ist dabei so bemessen, dass lediglich die obere Eisenschicht durchgeätzt wird, während sich die untere Eisenschicht komplett über die untere Elektrode erstreckt. Abbildung 3.3(a) und (b) stellen die Probe schematisch nach diesen Prozessschritten dar.

Jetzt werden die Nanosäulen durch Aufschleudern und Flutbelichten des Elektronenstrahllackes isoliert und damit auch die Oberfläche der Probe planarisiert. Die Dicke dieses Lackes beträgt etwa 200 nm. Das Aufbringen einer 50 nm dicken Schicht aus  $\text{Si}_3\text{N}_4$  mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PE-CVD) sorgt dafür, dass auch speziell an den 150 bis 300 nm hohen Elektrodenkanten eine gute Isolierung gegeben ist, da das  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dreidimensional aufwächst. Durch optische Lithographie im Umkehrverfahren wird ein  $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  großer Bereich oberhalb der Nanosäulen definiert (blaue Bereiche in Abb. 3.1) in dem durch IBE und reaktives Ionenätzen mit Trifluormethan die Isolierschichten gerade so weit wieder entfernt werden, dass die Spitzen der Nanosäulen wieder freigelegt werden (siehe Abb. 3.3(c + d) und Abb. 4.8). Dann wird wiederum die Lackmaske entfernt.

Zuletzt wird durch einen sogenannten Lift-off Prozess die obere Elektrode aus 5 nm Ti und 200 nm Au hergestellt. Dazu wird in einem Umkehrprozess eine Lackmaske (rote Bereiche in Abb. 3.1) mit überhängenden Rändern hergestellt, die die Bereiche der Probe frei lässt, in denen sich die obere Elektrode befinden soll. Auf die gesamte Probe wird Ti und Au aufgedampft. Durch die überhängenden Ränder der Lackmaske kann Lösungsmittel unter die Metallschichten gelangen, wo sich noch Lack befindet. Auf diese Weise wird das überschüssige Metall entfernt und damit ist der Strukturierungsprozess ab-

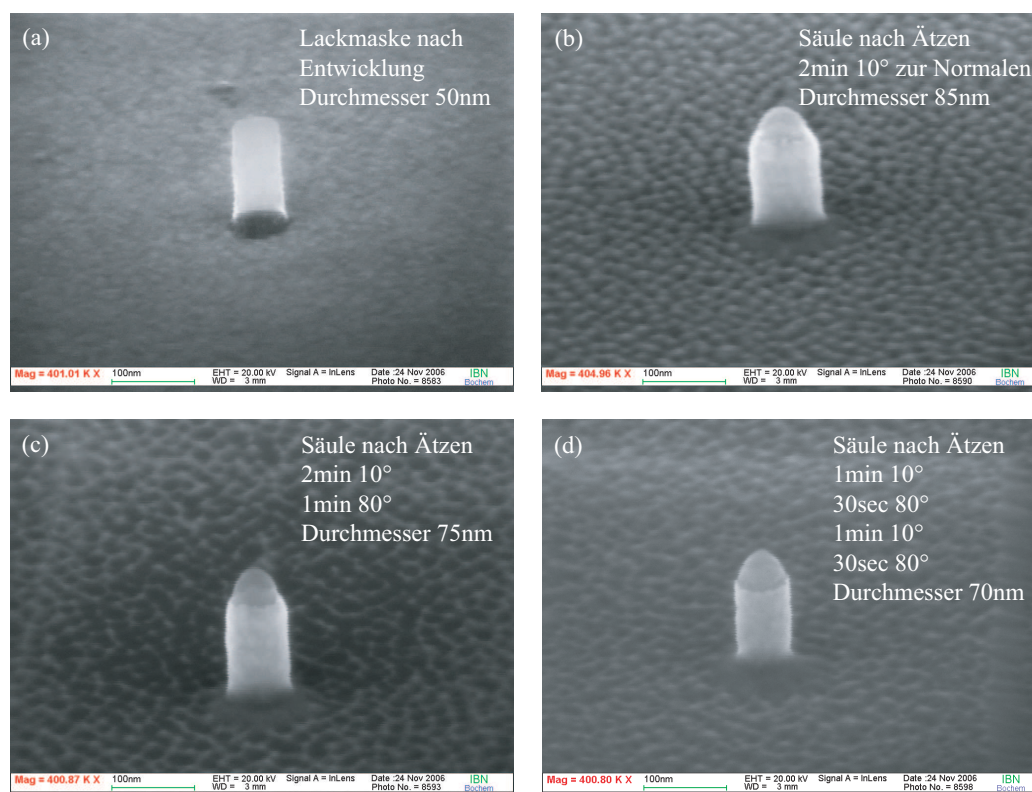


Abbildung 3.2: Elektronenmikroskopaufnahmen der Nanosäulen vor und nach dem Ätzen mit verschiedenen Rezepten. (a) Die Lackmaske nach der Elektronenstrahlbelichtung und dem Entwickeln des Lackes, Durchmesser 50 nm. (b) Ergebnis mit dem ursprünglichen einschrittigen Ätzen unter kleinem Winkel zur Normale, Durchmesser 85 nm. (c) Mit nachträglichem Ätzen unter hohem Winkel zur Verringerung der Redepositionen. (d) Vierschrittiges Ätzen abwechselnd unter kleinen und großen Winkeln, Strukturdurchmesser 70 nm.

geschlossen. Die fertige Probe ist in Abbildung 3.3(e) und (f) schematisch dargestellt.

## 3.2 Messmethoden

Die Charakterisierung der Proben erfolgt in einem Helium-Flusskryostat „Oxford Spectrostat“, der ein Abkühlen bis auf etwa 3 K erlaubt. Es existieren verschiedene Einsätze für diesen Kryostat, die teilweise nur für Gleichstrommessungen geeignet sind, oder aber mit geeigneten Hochfrequenzkabeln und Anschlüssen speziell für die Vermessung von Hochfrequenzeigenschaften gemacht sind. Der Probenraum des Kryostats befindet sich zwischen den

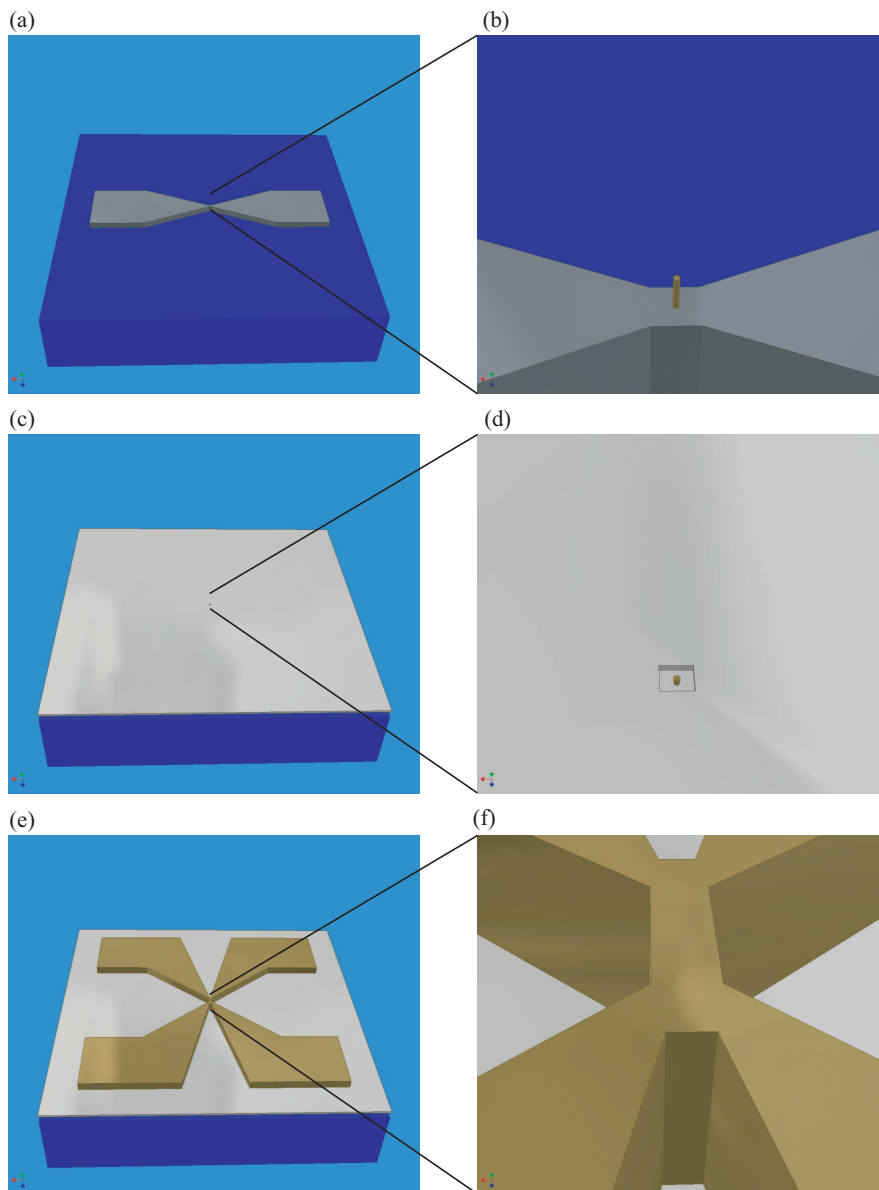


Abbildung 3.3: Darstellung der wichtigsten Schritte des Strukturierungsprozesses, die Schichtdicken sind 250-fach überhöht dargestellt und der Durchmesser der Nanosäule ist etwa 10- bis 30-mal vergrößert. In (a) und (b) wurde die untere Elektrode und die Nanosäule aus dem Schichtsystem herausgeätzt. In (c) und (d) wurden die Isolierschichten aufgebracht und im Bereich des Kontaktfensters von  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  soweit heruntergeätzt, dass die Spitze der Nanosäule freiliegt. In (e) und (f) wurde mittels Lift-off Verfahren die obere Elektrode hergestellt. Die Form der Elektroden ist so gewählt, dass sie einerseits gut Mikrowellensignale übertragen und andererseits Vierpunktmessungen des Widerstandes der Säule erlauben.

Polschuhen eines Elektromagnets „Bruker B-E15f“, der bis zu 1,2 T erzeugen kann. Der Kryostateinsatz und damit auch die Probe ist drehbar gelagert. Das erlaubt, die Ausrichtung der Probe relativ zum Magnetfeld zu verändern. Der Probenraum im Kryostat ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 20 mm und einer Höhe von etwa 50 mm. Diese Abmessungen schließen die Verwendung von speziellen Hochfrequenzmesssonden zur Kontaktierung der Probe aus, weshalb zu diesem Zweck Federstifte eingesetzt werden. Eine genauere Beschreibung der Kryostateinsätze ist in [39] zu finden.

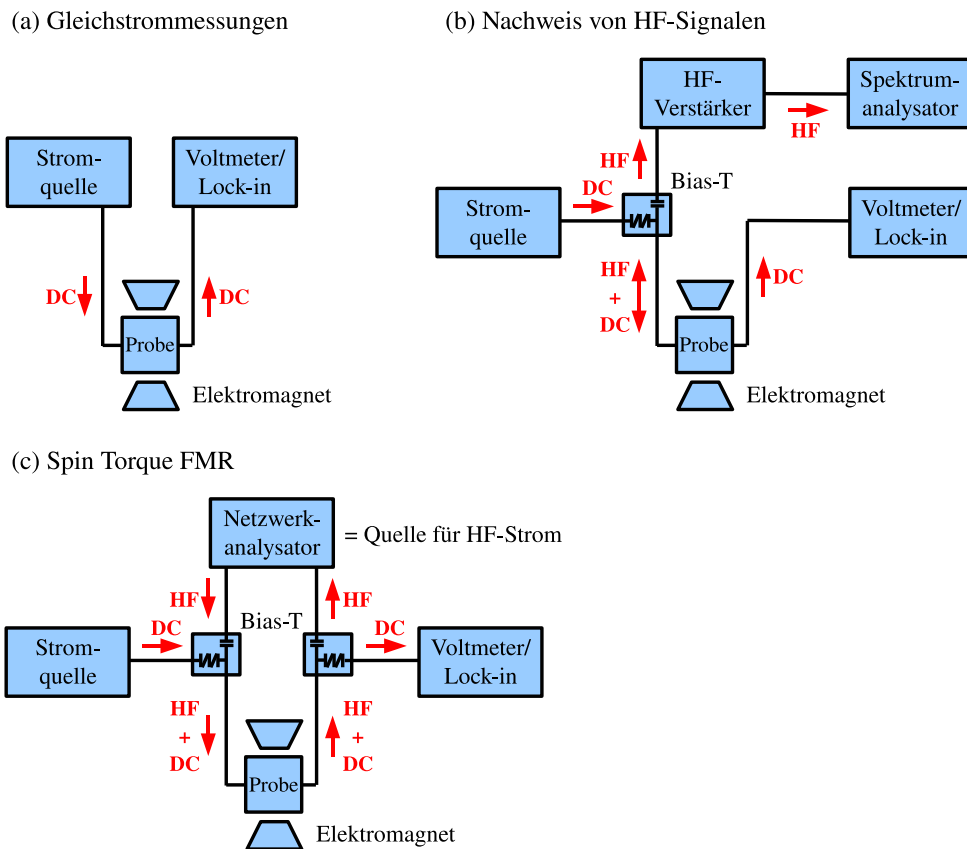


Abbildung 3.4: Skizzen der verschiedenen verwendeten Messschaltungen für Gleichstrommessungen (a), den Nachweis von Hochfrequenzsignalen (b) und die Spin Torque angeregte ferromagnetische Resonanz (c).

Es steht eine programmierbare Gleichstromquelle „Keithley 224“ zur Verfügung, die Ströme bis zu 100 mA erzeugt. Ein Multimeter „Agilent 3458“ misst Spannungen mit einer Genauigkeit bis zu 10 nV. Der Messaufbau beschränkt die tatsächliche Auflösung allerdings auf etwa 100 nV. Mit einem



Lock-In Verstärker „EG&G Princeton Applied Research 5209“ kann außerdem unabhängig von einem Gleichstrom der differentielle Widerstand der Probe gemessen werden. Dies ist besonders nützlich, wenn der Strom variiert wird, um beispielsweise strominduziertes Magnetisierungsschalten nachzuweisen.

Zur Detektion von Mikrowellensignalen steht ein Verstärker „Agilent 83017A“ und ein Spektrumanalysator „Hewlett Packard 8564E“ zur Verfügung. Desweiteren ist ein Bias-T „Agilent 11612A“ zur Trennung von Hochfrequenzsignalen und Gleichströmen vorhanden, das zum Schutz von Verstärker und Spektrumanalysator vor Gleichströmen benötigt wird. Ein Netzwerkanalysator „Agilent 5722ET“ kann als Quelle für Mikrowellensignale verwendet werden.

Teile der Messungen aus Kapitel 4.2 wurden an der Universität von Colorado in Colorado Springs, USA durchgeführt, wo eine sehr ähnliche Ausrüstung zur Verfügung stand. Der Hauptunterschied bestand in der Nutzung eines Messaufbaus, der mit Hochfrequenzmesssonden ausgestattet war. Dafür bestand dort keine Möglichkeit, die Temperatur zu regeln und das Magnetfeld war auf etwa 220 mT beschränkt.

Schematische Darstellungen der, mit den genannten Geräten verwirklichten, Messungen sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Im Wesentlichen sind die verwendeten Messgeräte und deren Schaltung skizziert. Der Kryostat mit seinen Durchfluss- und Heizreglern, das Netzteil zur Stromversorgung des Elektromagneten und der Computer zur Ansteuerung der Geräte und zur Datenerfassung sind der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

# Kapitel 4

## Messungen und Ergebnisse

### 4.1 Eindomänige Nanoelemente

Wie in Kapitel 2.2.2 dargelegt wurde, ist es zur Untersuchung von Spin Transfer Torque Effekten notwendig, Strukturen mit Abmessungen im Bereich deutlich unter einem Mikrometer herzustellen. Dies soll sicher stellen, dass die Drehmomente aufgrund von Oerstedfeldern kleiner sind als der Spin Transfer Torque. Ein weiterer Vorteil ist, dass sehr kleine Nanoelemente zudem als homogen magnetisiert idealisiert werden können, da ihre Abmessungen keine deutlichen Verzerrungen der Magnetisierung erlauben (vgl. Kap. 2.1.1). Damit wird die Analyse des statischen und dynamischen Verhaltens solcher Elemente einfacher. In wie weit diese Vereinfachung zulässig ist, ist Gegenstand von Diskussionen, da in der strominduzierten Magnetisierungsdynamik große Drehmomente auftreten, die lokal stark voneinander abweichen können und somit auch in sehr kleinen Nanoelementen zu Inhomogenitäten führen [40, 41].

Die Proben, die in diesem Kapitel betrachtet werden, bestehen aus mittels MBE auf einem GaAs-Substrat hergestellten Schichten mit der Aufdampf-abfolge

- 150 nm Ag, **20 nm Fe**, **6 nm Ag**, **2 nm Fe**, 50 nm Au.

Die Schichten wachsen epitaktisch und damit ergibt sich eine magnetokristalline Anisotropie der Fe-Schichten. Die Schichten werden bis herunter zur Ag-Schicht zu Nanosäulen von 70 nm Durchmesser mit rundem Querschnitt geätzt. Damit erhält man ein System mit einer 20 nm dicken ausgedehnten Fe-Schicht als „fixierte Schicht“ und einer Fe-Scheibe von 2 nm Dicke und 70 nm Durchmesser als „freie Schicht“. Da durch die 6 nm dicke Ag-Schicht keine Zwischenschichtaustauschkopplung zwischen den magnetischen Schichten vermittelt wird [21] und Streufeldkopplung durch die ausgedehnte fixierte

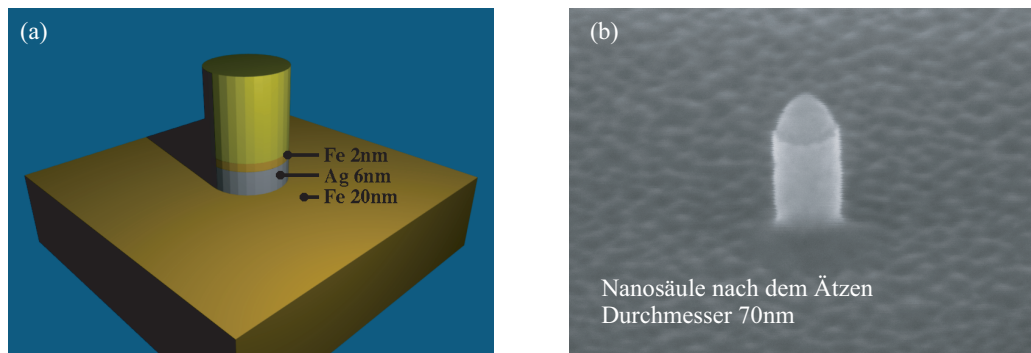


Abbildung 4.1: (a) Schematische Abbildung einer Nanosäule mit der 2 nm dicken, zu einem runden Querschnitt von 70 nm Durchmesser strukturierten „freien“ Eisenschicht und der 20 nm dicken, ausgedehnten „fixierten Eisenschicht“ auf der unteren Elektrode. Die Schichtdicken sind gegenüber den sonstigen Abmessungen etwa 10-fach vergrößert. (b) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Nanosäule nach dem Ätzen mit dem Rest der Lackmaske auf der Säule, teilweise eingeschlossen von den Redepositionen vom Ionenstrahlätzen.

Schicht minimiert wird, kann die Fe-Scheibe als isoliertes Element unter dem Einfluss des Spin Transfer Torque betrachtet werden. Das Ziel, ein Modellsystem herzustellen, an dem der Spin-Transfer Torque studiert werden kann, ist somit bestmöglich erreicht.

#### 4.1.1 Riesenmagnetowiderstand

Nach der Herstellung der Proben werden zunächst die magnetischen Zustände unter dem Einfluss eines veränderlichen Magnetfeldes durch die Messung des elektrischen Widerstandes untersucht. Dabei wird die Spannung gemessen, die an einer Nanosäule abfällt, während ein Strom von 1 mA durch sie fließt. Aufgrund der geringen Anisotropieenergie einer einzelnen Fe-Scheibe (siehe auch Kap. 2.1 und 4.1.4) wurden diese Messungen bei 5 K durchgeführt (Abb. 4.2).

**Messergebnisse** Es sind deutliche Unterschiede in den Widerstandsverläufen zu erkennen, abhängig davon, ob das äußere Magnetfeld in der Richtung einer magnetisch leichten (Abb. 4.2(a)) oder harten Achse (Abb. 4.2(b)) ausgerichtet ist. Im ersten Fall bleibt, von -70 mT kommend, der niederohmige Widerstand bis zum Nullfeld erhalten. Die beiden Schichten sind und bleiben in Richtung der leichten Achse magnetisiert. Bei geringem positivem Magnetfeld von etwa 2 mT steigt der Widerstand sprunghaft auf seinen Maximalwert an. Hier magnetisiert die ausgedehnte Schicht über Domänenwandbildung und -verschiebung um, woraus eine antiparallele Aus-

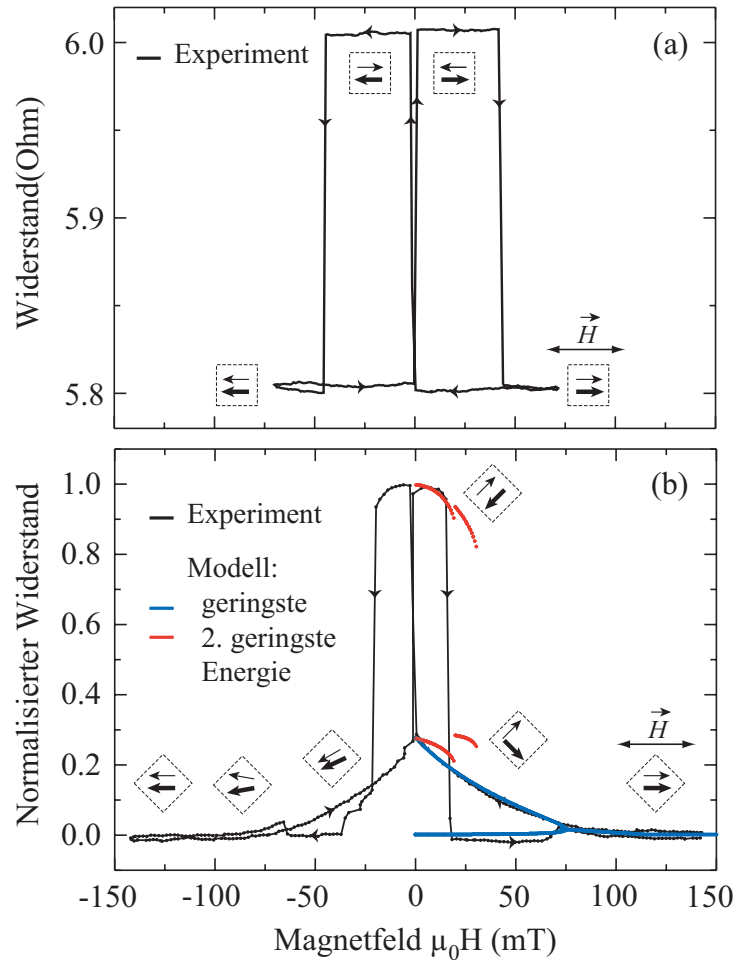


Abbildung 4.2: Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld bei 5 K wobei das Magnetfeld parallel zu einer leichten (a) und zu einer harten Achse (b) der einkristallinen Fe-Schichten ausgerichtet ist. Die Kanten der gestrichelten Quadrate zeigen die Richtung der leichten Achsen an, die dünnen (dicken) Pfeile die Ausrichtung der Magnetisierung der freien (fixierten) Schicht. In blau und rot sind die Ergebnisse der Anpassung des Stoner-Wohlfarth-Modells an die Messergebnisse in harter Achse dargestellt.

richtung der Magnetisierungen resultiert. Bei 40 mT fällt der Widerstand wieder sprungartig ab, woraus geschlossen werden kann, dass hier das Magnetfeld stark genug ist, um die Kristallanisotropieenergie der Nanoscheibe zu überwinden und ihre Magnetisierung als ganzes umzukehren. Der GMR-Wert  $(R_{AP} - R_P)/R_P$  liegt hier bei 3,3%.

Der Widerstandsverlauf in Abbildung 4.2(b) ist deutlich verschieden. Von negativem Sättigungsfeld kommend, steigt der Widerstand ab etwa -90 mT bis zum Nullfeld langsam an. In diesem Bereich drehen sich die beiden Magnetisierungen aus der harten Achse in zwei senkrecht zueinander orientierte leichte Achsen. Im Nullfeld schließen sie also einen Winkel von  $90^\circ$  ein. Bei sehr kleinem positivem Feld von 2 mT springt der Widerstand auf seinen Maximalwert, um dann wieder leicht abzufallen, bis er bei 20 mT wieder sprungartig auf den Minimalwert abfällt. Der erste Sprung resultiert aus der Ummagnetisierung der ausgedehnten Schicht und der zweite aus dem Schalten der Nanoscheibe. Der Winkel zwischen den Magnetisierungen beträgt dabei erst  $180^\circ$  und dann wieder  $0^\circ$ . Bei weiter ansteigendem Feld ist noch eine leichte Widerstandserhöhung im Bereich von 60 bis 90 mT zu erkennen, darüber bleibt der Minimalwert dauerhaft erhalten. Bei 60 mT springt eine Magnetisierung aus einer Ausrichtung beispielsweise etwas links der harten Achse zu einer Ausrichtung etwas rechts davon, was den Winkel zwischen den Magnetisierungen ein wenig erhöht. Bei 90 mT sind dann beide Schichten in Richtung der harten Achse gesättigt.

**Diskussion** Aus der Messung in Abbildung 4.2(b) lässt sich ablesen, dass der relative Widerstand bei einer  $90^\circ$ -Ausrichtung der Magnetisierungen etwa 0,3 beträgt. Er ist damit deutlich verringert gegenüber dem Wert für eine Winkelabhängigkeit entsprechend  $1 - \cos(\vartheta)^2$ , der 0,5 betragen würde.

Um quantitative Ergebnisse zu bekommen und gleichzeitig zu überprüfen, inwieweit die Annahme eines eindomänen Verhaltens der Nanoscheibe gerechtfertigt ist, wurden an die experimentellen Daten die Ergebnisse eines Stoner-Wohlfarth-Modells angepasst. Dieses Modell [42] enthält die Zeeman-Energie und die Kristallanisotropieenergien der beiden magnetischen Schichten und berechnet aus lokalen Energieminima die möglichen Ausrichtungen der Magnetisierungen. Mit Gleichungen 2.29 und 2.31 wird daraus der relative Widerstand bestimmt. Die Parameter der Anpassung sind die Kristallanisotropien der fixen und der freien Schicht  $K_1^{\text{fix}}$  und  $K_1^{\text{frei}}$  und der Asymmetrieparameter des GMR  $\Lambda_{\text{GMR}}$ . Genau genommen können nur die Verhältnisse der Kristallanisotropiekonstanten zu den Sättigungsmagnetisierungen gewonnen werden. Die Sättigungsmagnetisierung wurde nicht experimentell bestimmt, sondern mit  $M_S = 2,0 \text{ T}$  angenommen. Da es sich um dünne Schichten handelt, ist sie gegenüber dem Volumenwert für Eisen von 2,2 T etwas reduziert.

In Abbildung 4.2(b) ist zu erkennen, dass die Ergebnisse des Modells

sehr gut zu den Messungen passen. In Tabelle 4.1 sind sämtliche Werte aufgelistet. Das Ergebnis für die Anisotropiekonstante der Nanoscheibe ist mit  $K_1^{\text{frei}} = 63 \text{ kJ/m}^3$  gegenüber dem Literaturwert von  $52 \text{ kJ/m}^3$  für bcc-Eisen im Volumen etwas erhöht. Er liegt aber noch im Bereich des Fehlers, da die Sättigungsmagnetisierung, aber auch die Anpassung des Modells an die Messdaten deutliche Fehler aufweisen. Das Ergebnis für die Anisotropiekonstante der ausgedehnten Schicht  $K_1^{\text{fix}} = 98 \text{ kJ/m}^3$  ist stark erhöht und liegt nicht im Bereich des Fehlers. Hier muss angenommen werden, dass beispielsweise die Bildung eines antiferromagnetischen Eisenoxides auf der – bei der Lithographie freigelegten – Oberfläche der Schicht die Anisotropie zusätzlich verstärkt. Der Asymmetrieparameter des GMR ergibt sich aus der Anpassung zu  $\Lambda_{\text{GMR}} = 1.6$  und weist damit eine deutliche Abweichung vom symmetrischen Fall ( $\Lambda = 1$ ) auf. Die daraus resultierende Winkelabhängigkeit des GMR ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

### 4.1.2 Strominduziertes Schalten

So wie der GMR wird auch das strominduzierte Schalten bei 5 K gemessen. Es ist ebenfalls deutlich durch die Kristallanisotropie dominiert. Abbildung 4.3 zeigt stellvertretend eine Messkurve bei einem kleinen äußeren Magnetfeld von 5,6 mT entlang einer harten Achse. Dabei wurde der differentielle Widerstand mit einem Lock-in Verstärker gemessen, was auch bei sehr kleinen Strömen noch sinnvolle Messungen erlaubt.

**Messergebnisse** Beim Betrachten von Abbildung 4.3 fällt als erstes der parabelförmige Untergrund der Messkurve auf. Er ist typisch für derartige Messungen und resultiert aus dem Temperaturanstieg in der Nanosäule aufgrund der hohen Stromdichten. Ausschlaggebend für die Form der Kurve ist die Leistung  $P = I^2 \cdot R$ , die in der Säule aufgenommen wird. Die interessantesten physikalischen Vorgänge sind in der zusätzlichen Struktur der Messkurve zu finden. Ausgehend vom minimalen Widerstand bei 0 mA, erhöht sich der Widerstand stufenweise bei  $I_{c1} = +5,8 \text{ mA}$  auf einen mittleren und bei  $I_{c2} = +7,3 \text{ mA}$  auf einen hohen Wert. Dieser hohe Widerstand bleibt bis  $+8 \text{ mA}$  erhalten. Bei anschließendem Verringern des Stromes ist bei  $+1,9 \text{ mA}$  ein Schalten auf das mittlere Widerstandsniveau zu erkennen. Bei negativem Strom von  $-2,1 \text{ mA}$  wird wieder das niedrige Widerstandsniveau erreicht. Diese Messkurve kann durch ein zweischrittiges Schalten der Nanoscheibe von paralleler über  $90^\circ$ - zu antiparalleler Ausrichtung relativ zur ausgedehnten Schicht bei Erhöhung des Stromes erklärt werden. Bei Verringerung des Stromes schaltet die Nanoscheibe ebenso in zwei Schritten wieder zurück in die parallele Ausrichtung. Das Verhältnis  $I_{c2}/I_{c1}$  beträgt 1,26.

**Diskussion** Nachdem im Vorfeld gezeigt wurde, dass das statische, ma-

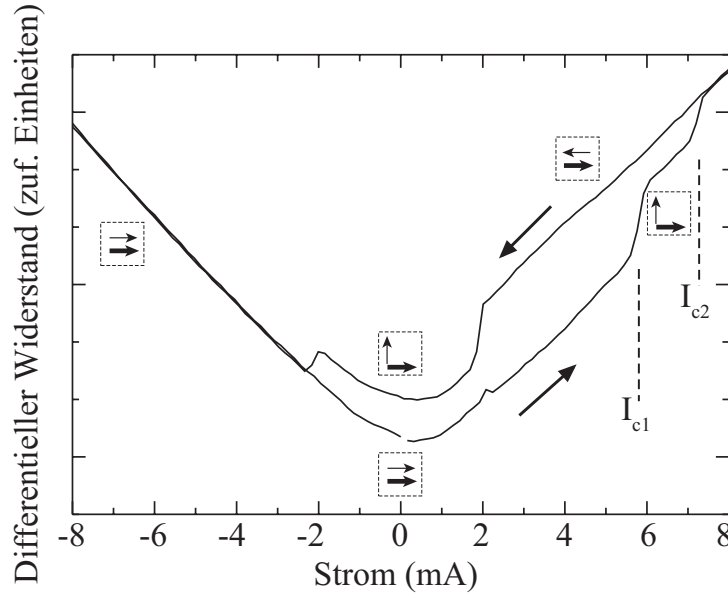


Abbildung 4.3: Messung des Widerstandes in Abhängigkeit von einem Gleichstrom durch die Probe bei 5 K mit einem äußeren Magnetfeld von 5,6 mT parallel zu einer magnetisch harten Achse der einkristallinen Eisenschichten. Zu erkennen ist ein Schalten der Magnetisierung der Nanoscheibe in zwei Schritten von paralleler zu einer 90°-Ausrichtung bei  $I_{c1}$  und weiter zu antiparalleler Ausrichtung bei  $I_{c2}$  jeweils relativ zur ausgedehnten Schicht. Bei Umkehrung der Stromrampe schaltet die Nanoscheibe ebenfalls in zwei Schritten wieder zurück zur parallelen Ausrichtung.

gnetische Verhalten der Nanoscheibe gut durch das Stoner-Wohlfarth-Modell für eindomänige Elemente erklärt werden kann, wurden Makrospinsimulationen des strominduzierten Schaltens durchgeführt. Temperaturabhängige Messungen des feld- und strominduzierten Schaltens in Kapitel 4.1.4 bestätigen, dass Messungen bei 5 K praktisch keinen thermischen Einflüssen mehr unterliegen und damit ein Vergleich mit den 0 K Simulationen erlaubt ist. Die Simulationen zeigen nicht nur qualitativ dasselbe Verhalten wie im Experiment mit einem zweiseitigen Schaltprozess von paralleler zu antiparalleler Ausrichtung, sondern erlauben durch einen Vergleich des Verhältnisses der kritischen Ströme  $I_{c2}/I_{c1}$  mit den experimentellen Ergebnissen auch eine quantitative Analyse. Die Verwendung dieses Verhältnisses schließt Fehler oder falsche Annahmen für die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ , die Kristallanisotropiekonstante  $K_1^{\text{frei}}$ , den Dämpfungsparameter  $\alpha$  und die Abmessung der Nanoscheibe aus, da diese Parameter beide kritischen Ströme in gleicher Wei-

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der Parameter, die aus den Experimenten und Simulationen für zwei Proben gewonnen wurden. Sowohl die Anisotropiekonstanten  $K_1^{\text{frei}}$  und  $K_1^{\text{fix}}$  als auch  $r(90^\circ)$  wurden aus den GMR-Messungen gewonnen (siehe Abb. 4.2).  $\Lambda_{\text{GMR}}$  wurde aus  $r(90^\circ)$  mittels der Formeln 2.29 und 2.31 berechnet. Die kritischen Stromdichten  $\rho_{c1}$  und  $\rho_{c2}$  wurden durch Division von  $I_{c1,c2}$  aus Abbildung 4.3 mit dem Kontaktquerschnitt  $A = 3,85 \times 10^{-15} \text{m}^2$  gewonnen. Für die Simulationen nutzen wir ein konstantes  $K_1^{\text{frei}}$  und variieren  $\Lambda$  um das Verhältnis  $\rho_{c2}/\rho_{c1}$  zu erhalten. Verwenden wir  $\Lambda_{\text{GMR}} = 1,6$  aus den GMR-Messungen, so können wir den experimentellen Wert von  $\rho_{c2}/\rho_{c1}$  nicht reproduzieren. Mit dem Wert  $\Lambda_{\text{STT}} = 3,4$  können wir  $\rho_{c2}/\rho_{c1}$  reproduzieren, aber nicht  $r(90^\circ)$ .

		GMR Daten			
		$K_1^{\text{frei}}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$K_1^{\text{fix}}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	$r(90^\circ)$	$\Lambda_{\text{GMR}}$
Experiment	Kontakt A	63	98	0,3	1,6
Experiment	Kontakt B			0,2	1,7
Rechnung	$\Lambda = 1,6$	60		<b>0,3</b> ✓	
Rechnung	$\Lambda = 3,4$	60		<b>0,08</b>	

		STT Daten		
		$\rho_{c1}$ [10 <sup>12</sup> A/m <sup>2</sup> ]	$\rho_{c2}$ [10 <sup>12</sup> A/m <sup>2</sup> ]	$\rho_{c2}/\rho_{c1}$
Experiment	Kontakt A	1,51	1,90	1,26
Experiment	Kontakt B	1,92	2,44	1,27
Simulation	$\Lambda = 1,6$	1,60	4,60	<b>2,88</b>
Simulation	$\Lambda = 3,4$	1,57	1,97	<b>1,25</b> ✓

se beeinflussen. Der einzige Parameter in der Simulation, der das Verhältnis  $I_{c2}/I_{c1}$  signifikant verändert, ist der Asymmetrieparameter  $\Lambda_{\text{STT}}$  des Spin-Transfer Torque aus Formel 2.30. Damit können wir also genau diese Größe bestimmen, indem wir sie in den Simulationen variieren und das Ergebnis für das Verhältnis  $I_{c2}/I_{c1}$  mit dem Wert aus dem Experiment vergleichen.

Folgende Parameter wurden für die Simulationen verwendet: Entmagne-



tisierungsfaktoren  $N_x = N_y = 0,05$  und  $N_z = 0,9$ , Anisotropiekonstante  $K_1 = 60 \text{ kJ/m}^3$ , Spinpolarisation der Elektronen  $P_r = 0,35$ . Bei einem Eingabewert von  $\Lambda_{\text{STT}} = 3,4$  erhalten wir in den Simulationen ein Verhältnis  $I_{c2}/I_{c1}$  von 1,25, was in naher Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis steht. Dieser Wert zeigt, dass nicht nur der GMR, sondern auch der STT signifikant asymmetrisch ist und eine Vernachlässigung dieser Eigenschaft durch eine Modellierung mittels eines einfachen  $\sin(\vartheta)$  Verhaltens des STT zu falschen Ergebnissen führen würde. Die daraus resultierende Winkelabhängigkeit des STT ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Da die Asymmetrien von GMR und STT die gleiche physikalische Ursache haben, sollten auch aus beiden Messungen die gleichen Ergebnisse für den Parameter  $\Lambda$  resultieren. Die Tatsache, dass dies nicht der Fall ist, zeigt dass in der Modellierung der Effekte noch zu stark vereinfachende Annahmen gemacht wurden. Speziell dürfte dies für die Verwendung der Makrospinnäherung für die Simulation der strominduzierten Dynamik gelten. Aus diesem Grund wurden noch einige mikromagnetische Simulationen durchgeführt, die auf der finite Elemente Methode kombiniert mit der Boundary Element Methode beruhen [43]. Diese Simulationen zeigen ebenfalls das charakteristische, zweiseitige Magnetisierungsschalten und lassen bei gleichen Eingabewerten für  $\Lambda$  etwas geringere Verhältnisse  $I_{c2}/I_{c1}$  abschätzen, als aus den Makrospinsimulationen folgen. Der hohe zeitliche Aufwand für eine genaue Bestimmung von  $\Lambda_{\text{STT}}$  mit einer Vielzahl von mikromagnetischen Simulationen hätte den Rahmen dieser Arbeit allerdings überschritten.

Berechnet man  $\Lambda$  mittels Gleichung 2.31, indem man die Werte  $A = 3,85 \times 10^{-15} \text{ m}^2$  für den Querschnitt der Säule,  $G_{\text{Ag}} = 1,16 \times 10^{15} \Omega^{-1} \text{ m}^{-2}$  für die Leitfähigkeit der Zwischenschicht [44] und die von Stiles und Penn berechneten spinabhängigen Grenzflächenwiderstände der Fe/Ag(100)-Grenzfläche  $AR_{\text{Fe/Ag}(100)}^+ = 1,07 \times 10^{-15} \Omega \text{ m}^2$  und  $AR_{\text{Fe/Ag}(100)}^- = 12,86 \times 10^{-15} \Omega \text{ m}^2$  [45] einsetzt, bekommt man  $\Lambda = 4,0$ . Dabei werden Widerstandsbeiträge vom Volumen vernachlässigt, da sie drei Größenordnungen kleiner sind als die Summe der Grenzflächenwiderstände ( $\rho^{\text{Fe}} = 1,0 \times 10^{-11} \Omega \text{ m}$  bei 10 K [46]). Dieser berechnete Wert von  $\Lambda = 4,0$  passt gut zu unserem Resultat  $\Lambda_{\text{STT}} = 3,4$ . Die Ergebnisse dieses Abschnitts wurden in [47] veröffentlicht.

Abbildung 4.4(a) zeigt die Trajektorien der Magnetisierung der freien Schicht, also den Weg der Spitze des Magnetisierungsvektors, für den Schaltprozess von  $0^\circ$  nach  $90^\circ$  relativer Ausrichtung zur Magnetisierung der fixierten Schicht. Abbildung 4.4(b) und (c) zeigen die Drehmomente, die an verschiedenen Stellen der Trajektorie während des Schaltprozesses von  $0^\circ$  nach  $90^\circ$  auf die Magnetisierung wirken, um den Grund für die Abhängigkeit des Verhältnisses  $I_{c2}/I_{c1}$  von der Asymmetrie des STT zu erläutern. In Abbildung 4.4(b) blicken wir in  $-\hat{x}$ -Richtung, was gleichzeitig einer leichten Achse

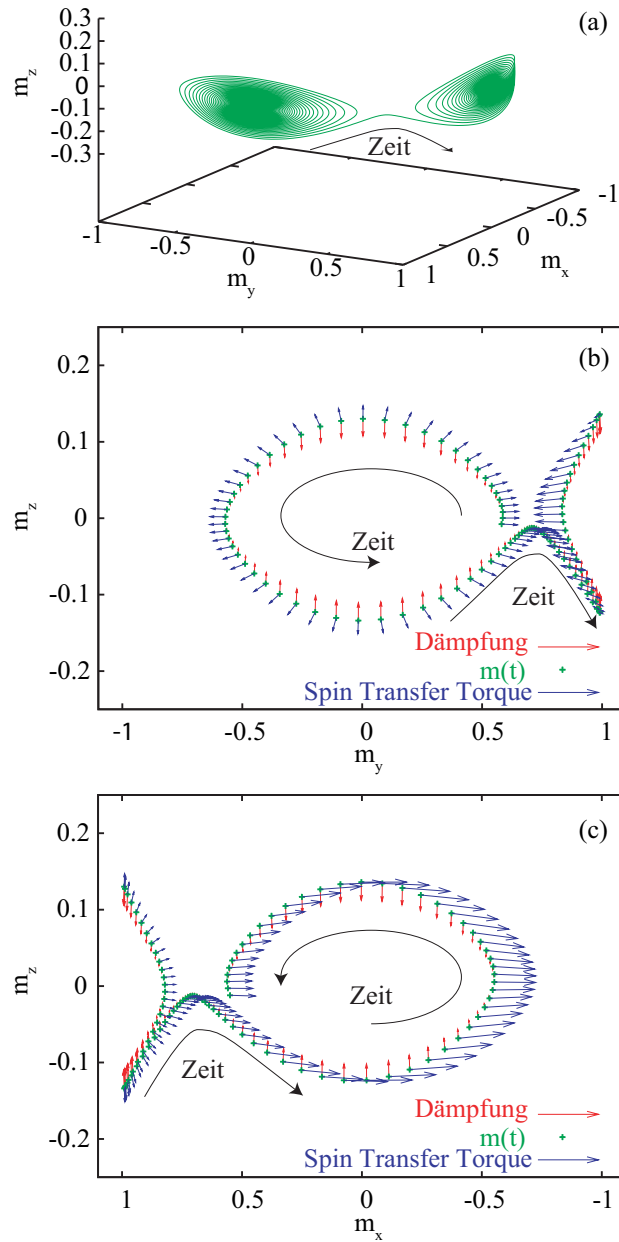


Abbildung 4.4: Simulationsergebnisse zum strominduzierten Schalten eines Makrospins unter dem Einfluss einer kubischen Kristallanisotropie von paralleler ( $+\hat{x}$ ) zu  $90^\circ$ -Orientierung ( $+\hat{y}$ ) relativ zur Magnetisierung der fixierten Schicht. Darstellung des STT (blaue Pfeile) und der Dämpfung (rote Pfeile) aus den Simulationen in der ursprünglichen (b) und der finalen Ausrichtung (c) des Makrospins für den Schaltvorgang aus (a). Die Vektoren für STT und die Dämpfung sind der besseren Übersicht halber unterschiedlich skaliert. In (c) ist die  $m_x$ -Achse von  $+1$  nach  $-1$  aufgetragen, so dass man von außen auf den Makrospin blickt.

entspricht, von außen auf den Makrospin. Da die Magnetisierung der fixierten Schicht in  $+\hat{x}$ -Richtung liegt, hat der STT immer eine Komponente, die von der leichten Achse weg weist. In diese Richtung will die Dämpfung aber den Makrospin zwingen. Der STT wirkt an jeder Stelle der Trajektorie zumindest anteilsweise entgegengesetzt zur Dämpfung und kann seine Wirkung daher sehr effektiv entfalten.

In Abbildung 4.4(c) blicken wir in  $-\hat{y}$ -Richtung auf den Makrospin, dadurch ist die  $m_x$ -Achse von +1 nach -1 aufgetragen. Der STT wirkt jetzt immer in  $-\hat{x}$ -Richtung, während die Dämpfung auf die leichte Achse  $+\hat{y}$  zu wirkt. Der STT hat auf Teilen der Trajektorie mit  $m_x < 0$  immer eine Komponente entgegen der Dämpfung, auf Teilen mit  $m_x > 0$  aber verstärkt er sie. Daher benötigt das Schalten von  $90^\circ$  nach  $180^\circ$  deutlich höhere Ströme, als das Schalten von  $0^\circ$  nach  $90^\circ$ . Es wird sogar überhaupt erst möglich, da der STT eine Asymmetrie aufweist, die dafür sorgt, dass der STT für  $m_x < 0$ , wo er anregend wirkt, größer ist, als für  $m_x > 0$ , wo er die Dämpfung erhöht. Je höher die Asymmetrie, umso kleiner wird das Verhältnis  $I_{c2}/I_{c1}$ .

### 4.1.3 Mikrowellenanregungen

Die Kristallanisotropie der kubisch-raumzentrierten Eisenschichten beeinflusst auch stromgetriebene Mikrowellenanregungen nachhaltig. Sie ermöglicht sogar eine neue Art von Mikrowellenanregungen, die ohne starke äußere Felder auskommt. Dies ist interessant für die kommerzielle Anwendung von Spin Torque Oszillatoren, da die Erzeugung eines starken Feldes immer mit Aufwand und zusätzlichem Energieverbrauch verbunden ist.

**Messergebnisse** Im Bereich zwischen  $I_{c1}$  und  $I_{c2}$  in Abbildung 4.3 können Mikrowellensignale nachgewiesen werden, die in Abbildung 4.5 (a) dargestellt sind. Sie steigen leicht von 6,93 nach 7,04 GHz an mit einem ebenfalls ansteigenden Strom von 6,0 nach 6,75 mA. Es ergibt sich damit eine Steigung von 0,15 GHz/mA, die allerdings relativ ungenau ist, da die Signale aufgrund der Transmissionseigenschaften des Messaufbaus verzerrt sind. Das interne effektive Magnetfeld, das durch die Kristallanisotropie der Eisenschichten erzeugt wird, ist also ausreichend, um in diesem Strombereich ein Schalten noch zu verhindern, aber klein genug, um eine Präzession im Bereich um die leichte Achse herum zu erlauben. Makrospinsimulationen zeigen diesen dynamischen Zustand ebenfalls. Die Trajektorie und die Drehmomente, aufgespalten in Dämpfung und Spin Transfer Torque, sind in Abbildung 4.6(a) und (b) dargestellt.

Auch Präzessionen unter dem Einfluss eines starken äußeren Magnetfeldes zeigen noch den Einfluss der Kristallanisotropie. Wie in Abbildung 4.5 (b) zu erkennen ist, benötigt man höhere Ströme, um die Präzessionen zu

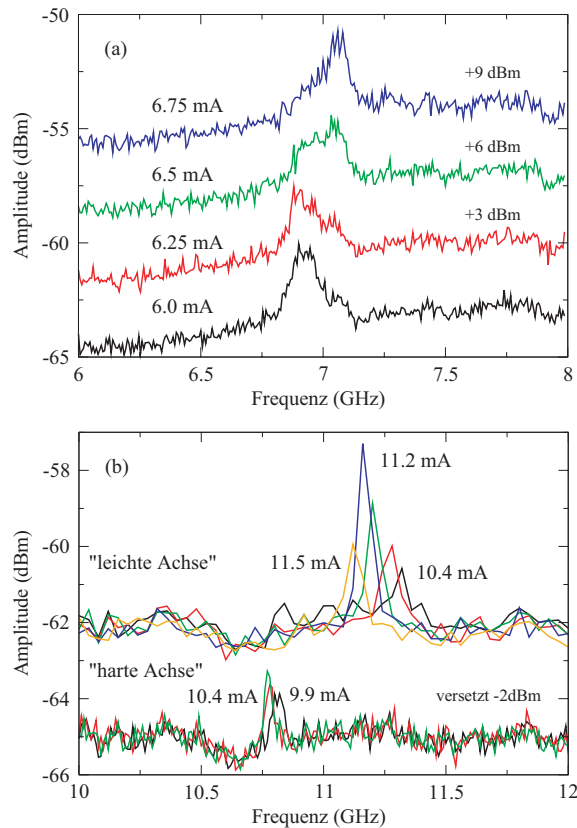


Abbildung 4.5: Mikrowellenspektren aufgenommen bei 5 K. Bei einem äußeren Magnetfeld von 5 mT entlang einer harten Achse (a) ist eine Präzession der Magnetisierung mit einem kleinen Anstieg der Frequenz mit ansteigendem Strom (Blauverschiebung) von 0,15 GHz/mA zu erkennen. Diese Anregungen finden im Bereich der 90°-Ausrichtung der Magnetisierungen zwischen  $I_{c1}$  und  $I_{c2}$  in Abbildung 4.3 statt. Bei 7 GHz sind die Signale aufgrund der Transmissionseigenschaften des Messaufbaus unterdrückt. Bei einem äußeren Magnetfeld von 120 mT (b) präzediert die Magnetisierung um das äußere Feld und es ist eine Abhängigkeit von der Ausrichtung des Magnetfeldes zu erkennen. Der kritische Strom zur Erzeugung von Mikrowellensignalen und deren Frequenzen sind höher, wenn das Magnetfeld in Richtung der leichten Achse zeigt. Die Signale zeigen in diesem Fall sinkende Frequenzen bei steigendem Strom (Rotverschiebung).

erzeugen, wenn das Magnetfeld entlang einer leichten Achse ausgerichtet ist und die beobachteten Frequenzen sind in diesem Fall höher. Bei Ausrichtung des Magnetfeldes entlang einer harten Achse sind die Ströme und Frequenzen niedriger. Dies macht Sinn, wenn man bedenkt, dass der Anteil des effektiven Feldes, das durch die Kristallanisotropie erzeugt wird, die Magnetisierung

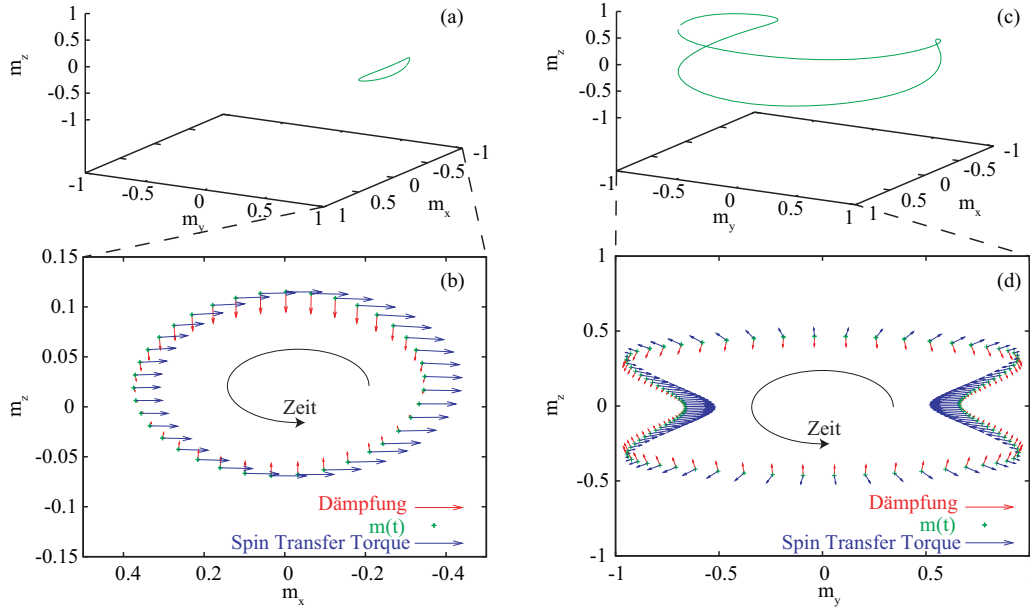


Abbildung 4.6: Simulationsergebnisse zur strominduzierten Präzession eines Makrospins unter dem Einfluss einer kubischen Kristallanisotropie und des Entmagnetisierungsfeldes bei kleinen Magnetfeldern in (a)  $90^\circ$ -Orientierung ( $+\hat{y}$ ) relativ zur Magnetisierung der fixierten Schicht entsprechend den experimentellen Resultaten in Abbildung 4.5 (a). Qualitative Darstellung (b) des STT (blaue Pfeile) und der Dämpfung (rote Pfeile) für die Präzession aus (a). Es ist zu beachten, dass die  $m_x$ -Achse in (b) umgekehrt skaliert ist, so dass man von außen auf die Trajektorie blickt. Die Abbildungen (c) und (d) zeigen die Präzession bei großen Magnetfeldern entlang einer leichten Achse bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen entsprechend den Ergebnissen aus Abbildung 4.5 (b).

im ersten Fall zusätzlich stabilisiert, wodurch  $I_c$  steigt und das effektive Feld erhöht, was die Frequenz ansteigen lässt. Der Unterschied von 0,5 GHz bei 10,4 mA lässt mit der Kittel Formel (Gl. 2.33) einen Unterschied von 19 mT im effektiven Feld abschätzen. Das passt recht gut zur Anisotropieenergie der Eisenschichten, da diese für eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der harten Achse einen maximalen Beitrag von 53 mT zum effektiven Feld beisteuert. Da wir über eine Trajektorie mitteln, sollte der Gesamtunterschied also deutlich kleiner ausfallen. In beiden Fällen ist ein Absinken der Anregungsfrequenz mit ansteigendem Strom zu erkennen, was auf die Vergrößerung des Öffnungswinkels der Präzessionen bei steigendem Strom zurückzuführen ist. Abbildung 4.6 stellt die Trajektorie und Drehmomente dar, wie sie in dieser Präzession auftreten, im Vergleich zur vorher gezeigten Anregung im  $90^\circ$ -Zustand. Die hier gezeigten Ergebnisse wurden in [48]

veröffentlicht.

#### 4.1.4 Der Einfluss thermischer Energie

Wie in Kapitel 2.1 abgeschätzt wurde, ist der Einfluss der thermischen Energie auf nanoskalige magnetische Elemente nicht zu vernachlässigen. Um die tatsächliche Auswirkung der Temperatur auf die hier durchgeführten Experimente zu untersuchen, wurde das feld- und das strominduzierte Schalten der Magnetisierungen bei Temperaturen zwischen 5 K und Raumtemperatur beobachtet. Für jeden Temperaturwert wurden fünf Messungen des GMR und des strominduzierten Schaltens durchgeführt. Die Ergebnisse für die Schaltfelder und Schaltströme sind in Abbildung 4.7 abgebildet. Als Schaltstrom wurde  $I_{c1}$  verwendet (vgl. Kap. 4.1.2), wobei ab einer gewissen Temperatur die Schaltströme  $I_{c1}$  und  $I_{c2}$  zusammenfallen.

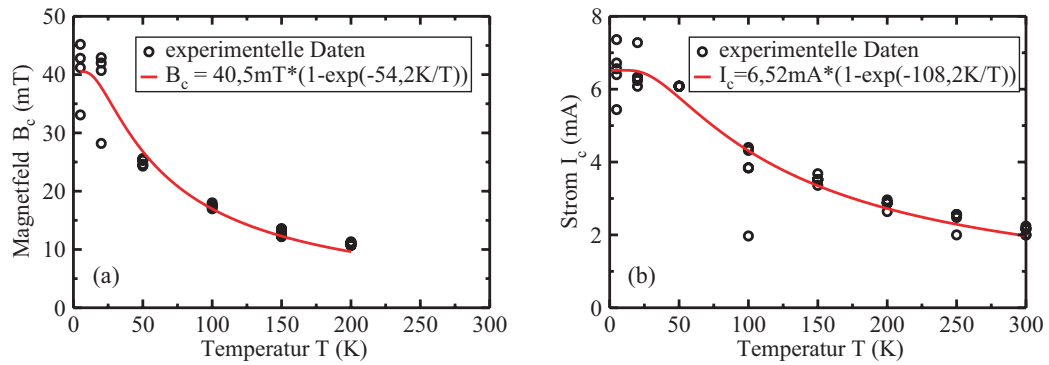


Abbildung 4.7: Änderung der kritischen Felder (a) respektive kritischen Ströme (b) für das Schalten der Magnetisierung des Nanomagneteten mit der Temperatur. An die Ergebnisse wurden Graphen entsprechend dem Arrhenius-Gesetz angepasst. Die unterschiedlichen Energiebarrieren verdeutlichen die qualitativen Unterschiede in den Schaltvorgängen, die im ersten Fall rein statistischer und im zweiten Fall überwiegend deterministischer Natur sind.

Die beobachteten Schaltströme und -felder fallen mit steigender Temperatur deutlich ab, wobei dieses Verhalten für das Magnetfeld-induzierte Schalten stärker ist. Zur weiteren Auswertung wurden an die experimentellen Daten Graphen der Form

$$B_c = B_0(1 - e^{-T_B/T}) \quad \text{und} \quad I_c = I_0(1 - e^{-T_I/T}) \quad (4.1)$$

angepasst mit dem Schaltfeld  $B_c$ , dem Schaltstrom  $I_c$ ,  $B_0 = B_c(T = 0 \text{ K})$  und  $I_0 = I_c(T = 0 \text{ K})$ . Diese Formel entspricht einer Arrhenius-Gleichung, nur dass die steigende Temperatur hier die kritischen Felder/Ströme reduziert.

In Abbildung 4.7 ist die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit Gleichung 4.1 bei passenden Parametern gut zu erkennen. Für die Temperaturabhängigkeit von  $B_c$  ergibt sich  $T_B = 54,2\text{ K}$  und für  $I_c$  ergibt sich  $T_I = 108,2\text{ K}$ . Die Werte für  $B_c$  und  $I_c$  sättigen unterhalb 10 respektive 20 K. Damit ist die Annahme aus Kapitel 4.1.2 bestätigt, dass man Messungen bei 5 K mit Simulationen vergleichen kann, die keine Temperatureffekte enthalten.

Wie lassen sich die deutlich unterschiedlichen Parameter  $T_{B,I}$  erklären? Es ist zu beachten, dass ein qualitativer Unterschied zwischen den betrachteten Schaltvorgängen besteht. Beim Magnetfeld-induzierten Schalten wird die Energielandschaft für die Magnetisierung verändert. Die Kristallanisotropie mit ihrer vierfachen Symmetrie in der Schichtebene wird durch die Zeeman-Energie  $E_Z = -\vec{B}_{\text{ext}} \cdot \vec{M}$  mit einachsiger Symmetrie überlagert. Dadurch sinkt die Höhe der Energiebarriere mit steigendem externem Feld, bis die thermische Energie es der Magnetisierung ermöglicht, diese zu überwinden. Dieser Vorgang ist für  $T > 0\text{ K}$  rein statistisch. Der Strom hingegen regt eine determinierte Bewegung der Magnetisierung an. Die thermische Energie führt zu einer gewissen Modulation dieser Bewegung, so dass ein Schalten über die Energiebarriere erleichtert werden kann. Im Wesentlichen ist dieser Prozess aber ein deterministischer. Daher ist die Temperaturabhängigkeit deutlich geringer als im ersten Fall.

Der Parameter  $T_{B,I}$  lässt sich schreiben als  $T_{B,I} = E_A/k_B$  mit der zu überwindenden Energiebarriere  $E_A$  und der Boltzmannkonstante  $k_B$ . Bei Raumtemperatur gilt  $T_B/T = 0,18$  und  $T_I/T = 0,37$ . Diese Ergebnisse passen nicht zu dem in Kapitel 2.1 abgeschätzten Wert  $K \cdot V/k_B T \approx 24$ . Die Abschätzung beruht auf der Annahme, dass die Magnetisierung des Nanoelementes im betrachteten Temperaturbereich durch einen einzelnen Freiheitsgrad beschrieben werden kann. Offensichtlich ist dies aber nicht der Fall, sondern es wird eine größere Anzahl Freiheitsgrade durch die Temperatur angeregt.

#### 4.1.5 Parallel geschaltete eindomänige Nanoelemente

Die magnetischen Nanostrukturen, die in dieser Arbeit untersucht werden, lassen sich als nichtlineare Oszillatoren beschreiben. Das bedeutet, dass die rückstellende Kraft nicht linear mit der Auslenkung ansteigt, wie es beim harmonischen oder linearen Oszillator der Fall ist. Daraus folgt, dass die Oszillationsfrequenz von der Amplitude des Oszillators abhängt [49]. Wird ein solcher Oszillator von außen mit einer Frequenz  $\omega_{\text{ext}}$  angeregt, die nicht seiner momentanen Schwingungsfrequenz  $\omega$  entspricht, so kann er sich an diese externe Frequenz anpassen, indem er seine Schwingungsamplitude verändert. Nimmt man mehrere nichtlineare Oszillatoren und koppelt diese aneinander, so kann man aufgrund ihrer speziellen Eigenschaften unter bestimmten

Umständen eine Synchronisation ihrer Schwingungen beobachten. Alle Oszillatoren schwingen dann im Takt, da sie ihre Frequenzen aneinander angleichen. Dieser Effekt ist in vielen Bereichen zu beobachten und ist speziell in biologischen Systemen von großer Bedeutung (siehe z.B. [50, 51]). Bei Spin Torque Oszillatoren ist er von technologischer Relevanz, da er einen Weg darstellt, wie man durch Kopplung von mehreren Oszillatoren aus der sehr kleinen Leistung eines einzelnen Oszillators zu einer nutzbaren Ausgangsleistung kommen kann. Gleichzeitig sollte durch die Kopplung der Oszillatoren die Signalgüte besser werden. Es ist allerdings zu beachten, dass die Grundfrequenzen der einzelnen gekoppelten Oszillatoren von vorneherein nahe beieinander liegen müssen und dass die Kopplung nicht zu schwach sein darf [52].

In verschiedenen Experimenten wurde gezeigt, dass es erstens möglich ist, dass Spin Torque Oszillatoren ihre Schwingungsfrequenz an ein äußeres Signal anpassen [53] und dass weiterhin zwei und damit auch mehrere Oszillatoren ihre Schwingungen synchronisieren können [54, 55]. Dabei zeigen die Experimente sehr anschaulich, dass die Kopplung durch Spinwellenausbreitung in einer gemeinsamen, ausgedehnten, magnetischen Schicht vermittelt werden kann [55]. Es gibt Rechnungen, die zeigen, dass auch eine elektrische Kopplung über die Hochfrequenzsignale möglich ist [56]. Aufbauend auf der eingehenden Untersuchung der Eigenschaften einzelner magnetischer Nanoelemente wurde in dieser Arbeit versucht, die Synchronisation von fünf parallel geschalteten derartigen Nanoelementen nachzuweisen. Die elektrische Versorgung erfolgt dabei über die gleiche Zuleitung und die Kopplung kann somit elektrisch, als auch über Spinwellen in der gemeinsamen, ausgedehnten, unteren magnetischen Schicht vermittelt werden.

In Abbildung 4.8 sind Elektronenmikroskop-Aufnahmen der Nanosäulen zu sehen. Die Säulen haben die gleichen Abmessungen wie die vorher untersuchten Einzelsäulen. Auch in diesem Fall ist die untere 20 nm dicke Eisenschicht ausgedehnt und nur die obere 2 nm dicke Eisenschicht zu einem runden Querschnitt von 70 nm Durchmesser strukturiert. Die Säulen sind in einer Reihe entlang einer leichten Achse der Eisenschichten ausgerichtet, die diagonal zur Probenausrichtung liegt und haben einen Abstand von 770 nm zueinander. In Abbildung 4.8(c) und (d) sind die Säulen noch einmal abgebildet, diesmal nachdem sie durch eine Schicht des Elektronenstrahllacks HSQ und Siliziumnitrid isoliert wurden und diese Schichten wieder soweit entfernt wurden, dass die Spitzen der Säulen freiliegen. Im äußeren Bereich von Abbildung 4.8(c) ist die Lackmaske zu erkennen, die das Kontaktfenster von  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  definiert. Diese Maske wird mit optischer Lithographie im Umkehrprozess hergestellt.

**Messergebnisse** In Abbildung 4.9 sind Messungen des GMR mit Orien-



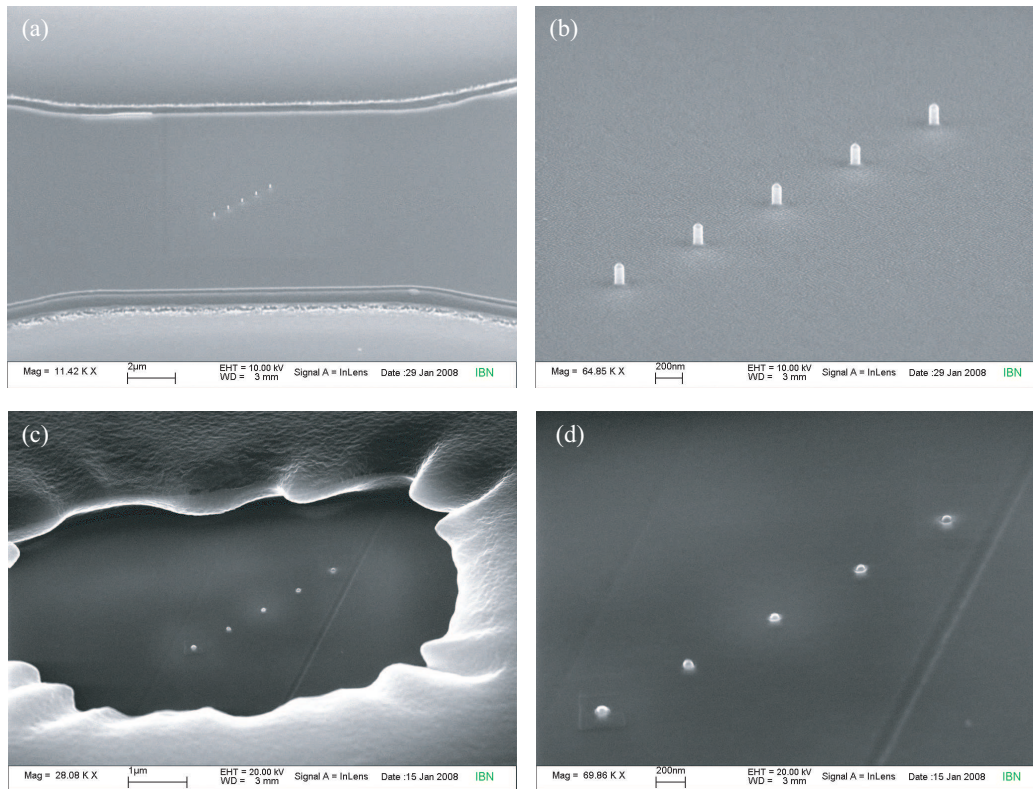


Abbildung 4.8: Elektronenmikroskop-Aufnahmen der fünf parallel geschalteten Nanosäulen (a) nach dem Ätzen in geringer Vergrößerung, so dass ihre Position auf der unteren Zuleitung zu erkennen ist. Die Säulen haben jeweils einen Durchmesser von 70 nm und einen Abstand von 770 nm zueinander, wie in (b) bei hoher Vergrößerung zu erkennen ist. Sie sind in einer Linie entlang einer leichten Achse der kubisch-raumzentrierten Eisenschichten angeordnet. Abbildung (c) und (d) zeigen die Spitzen der Nanosäulen nachdem sie aus den Isolierschichten freigeätzt wurden. Im äußeren Bereich ist in (c) die Lackmaske zu erkennen, die das Kontaktfenster definiert.

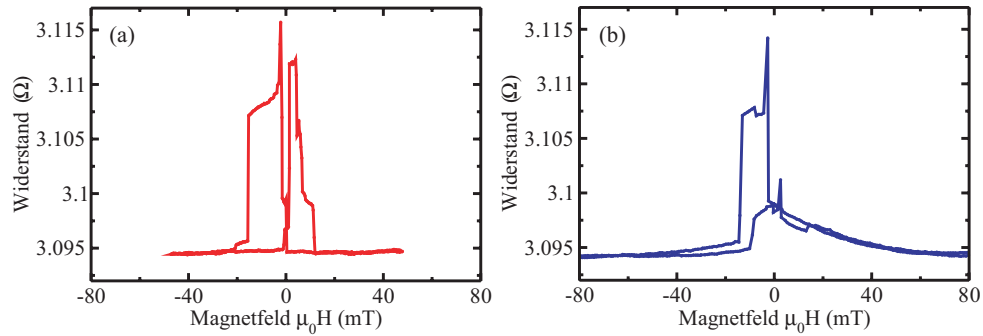


Abbildung 4.9: Messungen des Riesenmagnetowiderstandes der parallel geschalteten Nanosäulen bei 10 K. Es wurde bei einem Strom von 5 mA gemessen, da der Gesamtwiderstand und damit die Widerstandsänderungen klein sind. In Abbildung (a) wurde das Magnetfeld parallel zu einer leichten Achse ausgerichtet, in Abbildung (b) parallel zu einer harten Achse. Die Messungen habe große Ähnlichkeit mit denen an einzelnen Säulen (siehe Abb. 4.2), so sind die Schaltvorgänge in leichter Achse schärfer und in harter Achse ist ein flacher Abfall des Widerstandes bis zur Sättigung bei 60 mT zu erkennen. Durch die Mehrzahl an Säulen sind allerdings an einigen Stellen mehrfache Schaltvorgänge zu beobachten und insgesamt mehr Widerstandsniveaus vorhanden.

tierung des Magnetfeldes entlang einer leichten Achse (a) und einer harten Achse (b) der Eisenschichten bei 10 K dargestellt. Das grundlegende Verhalten ist sehr ähnlich dem einzelner Nanoelemente und auch deutlich verschieden in den beiden Fällen. Bei Messung in leichter Achse sind die Schaltvorgänge schärfer und finden bei etwas größeren Magnetfeldern statt. Bei Messungen in harter Achse fällt der Widerstand bis zur Sättigung bei 60 mT gleichmäßig ab. Da wir hier das überlagerte Verhalten von fünf Nanoelementen sehen, sind einerseits die Schaltfelder nicht eindeutig, da aufgrund leichter Variationen zwischen den Nanosäulen deren Schaltfelder voneinander abweichen. Andererseits sind die Schaltvorgänge auch nicht in jedem Fall vollständig, da es möglich ist, dass ein einzelnes Nanoelement direkt mit dem Ummagnetisieren der ausgedehnten Schicht mitschaltet und dann nur vier von fünf Nanoelementen eine antiparallele Ausrichtung zur unteren Schicht einnehmen.

Abbildung 4.10 zeigt Messungen des strominduzierten Schaltens der Magnetisierung. Wie bei Messungen an einzelnen Säulen ist auch hier ein Schalten zu antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungen und damit hohem Widerstand bei positiven Strömen und zu paralleler Ausrichtung und damit niedrigem Widerstand bei negativem Strom zu beobachten. Mit zunehmendem Magnetfeld wandert das hysteretische, strominduzierte Schalten nach

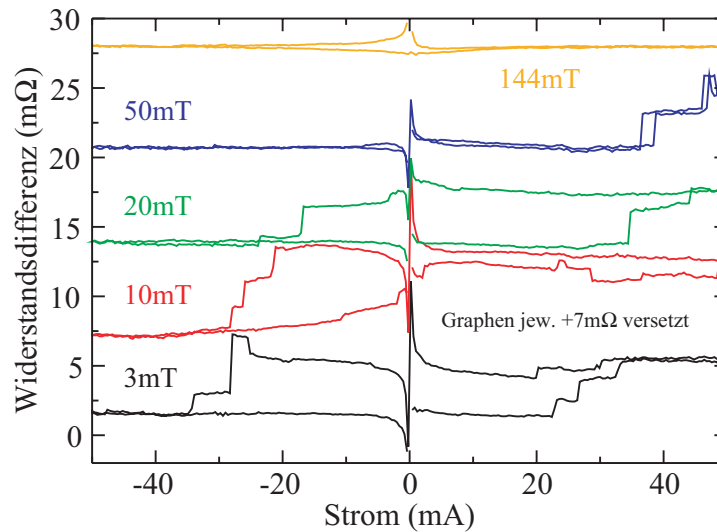


Abbildung 4.10: Messungen des strominduzierten Schaltens bei 10 K und einer Orientierung des äußeren Feldes entlang einer harten Achse. Von den Messdaten wurden die Ergebnisse einer Messung in Sättigung abgezogen, um den parabelförmigen Untergrund und die Divergenz bei 0 mA zu entfernen. Die Graphen sind zur besseren Übersicht versetzt angeordnet. Es ist zu erkennen, dass wie bei einzelnen Säulen auch die parallelgeschalteten Säulen bei positivem Strom in die antiparallele, hochohmige Ausrichtung schalten. Bei kleinen Feldern geschieht dies hysteretisch um 0 mA, wobei die kritischen Ströme mit zunehmendem Magnetfeld nach rechts wandern. Bei 50 mT ist nur noch sehr schwach reversibles Schalten zu erkennen und bei 144 mT ist die Sättigung erreicht.

rechts, also zu niedrigeren negativen und höheren positiven Werten. Dies entspricht genau den Erwartungen, da mit zunehmendem Magnetfeld das Schalten in die antiparallele Ausrichtung schwieriger wird, das Schalten in die parallele Ausrichtung aber leichter. Bei 50 mT ist nur noch eine sehr kleine Hysterese bei positivem Strom zu erkennen und bei 144 mT ist die Sättigung erreicht. In den Messkurven sind oft mehrere Schaltvorgänge nacheinander zu erkennen, was als das sukzessive Schalten einzelner Säulen interpretiert wird.

**Diskussion** Die zuvor beschriebenen Beobachtungen lassen den Schluss zu, dass die geplanten Strukturen mit parallel geschalteten Nanosäulen erfolgreich hergestellt werden konnten. Es gelang aber nicht, strominduzierte Mikrowellensignale an diesen Proben nachzuweisen, wofür mehrere Erklärungen möglich sind. Die plausibelste ist, dass aufgrund der Parallelschaltung der Nanosäulen die Widerstandsänderung aufgrund des GMR so klein wird, dass die Mikrowellensignale nicht stark genug sind, um mit dem verwend-

ten Messaufbau nachgewiesen zu werden. Bei fünf Nanosäulen ist die Widerstandsänderung nur noch ein Fünftel von der einer Einzelsäule. Eine weitere Möglichkeit wäre, dass die Magnetisierungen der Nanoelemente nicht im Gleichtakt schwingen sondern im Gegenteil. Damit würden sich die Signale der Nanosäulen nicht verstärken, sondern gegenseitig zumindest teilweise auslöschen.

Es erscheint sinnvoll in Zukunft Proben mit lediglich zwei parallel geschalteten Nanosäulen herzustellen. Der erste Vorteil ist, dass die absolute Widerstandsänderung nicht zu klein wird und damit die Mikrowellensignale noch nachweisbar sein sollten. Zum zweiten steigt die Wahrscheinlichkeit, dass alle koppelnden Nanosäulen sehr ähnliche Dimensionen und Eigenfrequenzen haben. Die Idee, dass man eine variable Kopplung über die anisotrope Ausbreitung von Spinwellen durch Variieren des Winkels zwischen dem äußeren Magnetfeld und der Verbindungslinie zwischen den Säulen erhält, ließe sich auch mit zwei Säulen verwirklichen.

## 4.2 Elemente mit inhomogener Magnetisierung

Während im vorherigen Kapiteln speziell Nutzen aus dem eindomänigen Verhalten von besonders kleinen magnetischen Nanoelementen gezogen wurde, wird in diesem Kapitel das Verhalten von relativ großen magnetischen Elementen mit daraus resultierender stark inhomogener Magnetisierungsverteilung untersucht. Die Strukturen wurden aus per MBE hergestellten Schichtsystemen strukturiert mit einer Aufdampfabfolge von

- 150 nm Ag, **2 nm Fe**, **6 nm Ag**, **20 nm Fe**, 50 nm Au.

Dabei wurden aus den beiden obersten Schichten Säulen mit einem Durchmesser von etwa 230 nm geätzt. Die untere Eisenschicht blieb ungeätzt mit der Absicht, durch orts aufgelöste Messungen des magnetooptischen Kerreffekts Spinwellen nachweisen zu können, die durch den Spin Transfer Torque unterhalb der Säule in dieser Schicht angeregt werden und sich radial ausbreiten (siehe Abb. 4.11). Da erwartet wird, dass die Wellenlänge der Spinwellen in etwa dem Durchmesser der Nanosäule entspricht, wurde diese Abmessung groß genug gewählt, um mit einem sehr gut fokussierten Laserstrahl auflösbar zu sein. In der Arbeitsgruppe von Prof. Back an der Universität von Regensburg sind die Versuchsaufbauten für derartige Messungen vorhanden. Eine Probe wurde speziell präpariert und dieser Arbeitsgruppe für Experimente zur Verfügung gestellt. Leider sind diese noch nicht abgeschlossen und können so nicht mehr zum Inhalt dieser Dissertation werden.

Bei der Charakterisierung zeigte das System darüber hinaus weitere hochinteressante Eigenschaften. Das liegt daran, dass das magnetische Element, welches aus der oberen Eisenschicht geformt wurde, mit einem Durchmesser von 230 nm und einer Dicke von 20 nm eine Größe hat, die die Bildung eines magnetischen Wirbels oder Vortex erlaubt (vgl. Kap. 2.1.1). Damit bieten diese Proben auch die Möglichkeit, das Verhalten dieser speziellen magnetischen Struktur unter dem Einfluss von strominduzierten Drehmomenten zu untersuchen. Die Dynamik von magnetischen Vortices unter dem Einfluss von Magnetfeldpulsen oder Wechselfeldern, Gleichströmen, Wechselströmen oder Strompulsen in oder senkrecht zur Schichtebene wurde in den letzten Jahren in vielen experimentellen und theoretischen Arbeiten untersucht [57, 58, 59, 60, 61]. Die im Folgenden gezeigten Resultate ergänzen diese Arbeiten mit einer wenig untersuchten Anordnung.

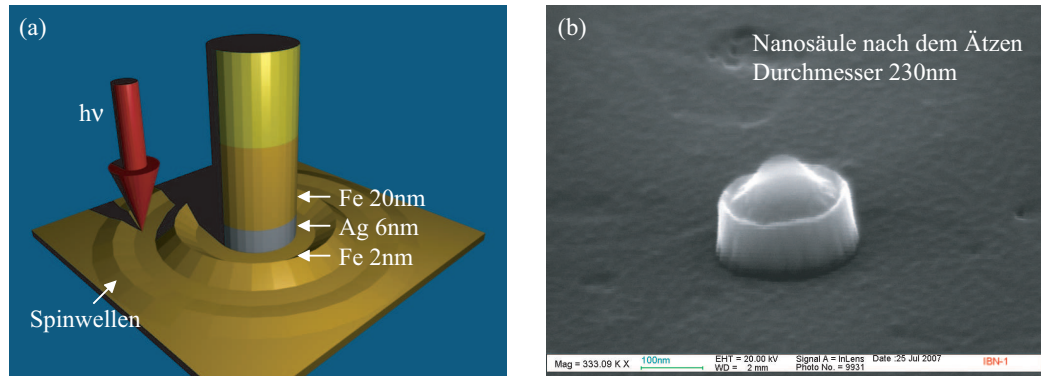


Abbildung 4.11: Die Proben, die in diesem Kapitel untersucht werden, wurden hergestellt, um mit orts- und zeitaufgelösten MOKE-Messungen Spinwellen in der ausgedehnten Schicht nachzuweisen. Dazu wurde der Durchmesser der Nanosäulen groß gewählt und die dünnere magnetische Schicht unten angeordnet und ausgedehnt belassen (linke Abbildung). Wie in der rechten Abbildung zu erkennen, beträgt der Durchmesser der Nanosäule nach dem Ätzen etwa 230 nm. Leider wurden die MOKE-Messungen nicht rechtzeitig abgeschlossen, um in dieser Dissertation dargestellt zu werden.

### 4.2.1 Riesenmagnetowiderstand

Zuerst erfolgten bei diesen Proben ebenfalls Messungen des Gleichstromwiderstandes, hier bei Raumtemperatur, in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld, um das quasistatische Verhalten der Strukturen zu charakterisieren.

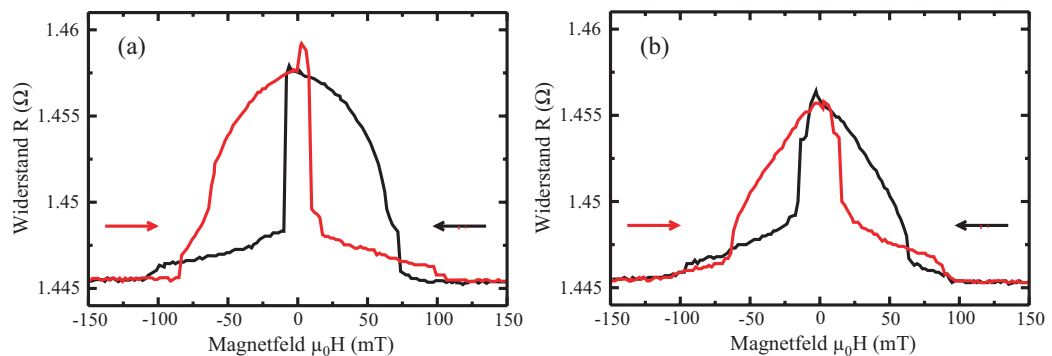


Abbildung 4.12: Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld bei Raumtemperatur und einem Strom von 1 mA. Das Magnetfeld ist parallel zu einer magnetisch leichten Achse (a) bzw. zu einer magnetisch harten Achse (b) der einkristallinen Eisenschichten ausgerichtet.

**Messergebnisse** In den Messungen in Abbildung 4.12 ist zu erkennen, dass der Gesamtwiderstand der Strukturen – bedingt durch den großen Querschnitt der Säulen – mit  $1,445\ \Omega$  im gesättigten Zustand recht klein ausfällt. Auch der maximale Widerstandsunterschied ist mit  $12\ \text{m}\Omega$  klein und berechnet sich zu einem GMR von lediglich  $0,8\ \%$ . Es muss angenommen werden, dass ein zusätzlicher serieller Widerstand den relativen GMR im Vergleich zu den kleineren Strukturen aus Kapitel 4.1 verschlechtert. In Abbildung 4.11 erkennt man, dass auf der Säule noch Reste des Elektronenstrahllackes vorhanden sind. Der Strom muss seitlich am Lack vorbeifließen, d.h. dass der stromführende Querschnitt hier deutlich verringert ist, was den Gesamtwiderstand der Struktur erhöht und den prozentualen GMR verringert. Abbildung 4.12(a) zeigt eine Messung mit dem äußeren Magnetfeld parallel zu einer magnetisch leichten Achse der Eisenschichten, Abbildung 4.12(b) wiederum eine Messung mit dem Magnetfeld parallel zur harten Achse. Die Unterschiede sind nicht besonders ausgeprägt, was darauf hinweist, dass das Verhalten der magnetischen Elemente im Wesentlichen von Streufeld- und Austauschenergie bestimmt wird.

Vom positiven Sättigungsfeld ausgehend kann man in Abbildung 4.12(a) bei abnehmendem äußeren Magnetfeld zwischen  $70$  und  $80\ \text{mT}$  einen plötzlichen Widerstandsanstieg erkennen, der von einem gleichmäßigen, abflachenden Anstieg bis zum Nullfeld gefolgt wird, wo der Maximalwiderstand erreicht wird. Bei etwa  $-10$  bis  $-15\ \text{mT}$ , fällt der Widerstand dann plötzlich ab, um bis etwa  $-100\ \text{mT}$  langsam zu sinken, wo mit einem weiteren abrupten Schritt wieder der minimale Widerstand und damit die Sättigung erreicht ist.

**Diskussion** Zur Erklärung dieser Messkurven wurde eine mikromagnetische Simulation durchgeführt. Dabei wurden in Abweichung von der eigentlichen Struktur zwei Elemente aus Eisen von  $230\ \text{nm}$  Durchmesser und  $20\ \text{nm}$  respektive  $2\ \text{nm}$  Dicke im Abstand von  $6\ \text{nm}$  benutzt. Die eigentliche Struktur lässt sich mit sinnvollem Aufwand nicht berechnen, da die Anzahl der Zellen für eine zumindest näherungsweise ausgedehnte Schicht zu groß würde. Da der Hauptanteil des Streufeldes in diesen Strukturen aber offensichtlich von den  $20\ \text{nm}$  dicken Elementen ausgeht, sollte das Ergebnis hinreichend das Verhalten in den Experimenten widerspiegeln.

Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.13 zusammen mit einer experimentell erhaltenen GMR-Kurve dargestellt und erklärt sich wie folgt: Der Widerstandsanstieg von  $80\ \text{mT}$  bis zum Nullfeld resultiert, da die Magnetisierungen in Bereich II aufgrund der dipolaren Kopplung langsam über eine  $90^\circ$ -Ausrichtung in einen antiparallelen Zustand rotieren, wobei speziell die Magnetisierung des dickeren Elements stark inhomogene S- und Onion-Zustände einnimmt. In diesem Bereich zeigt die Simulation ein Drehen

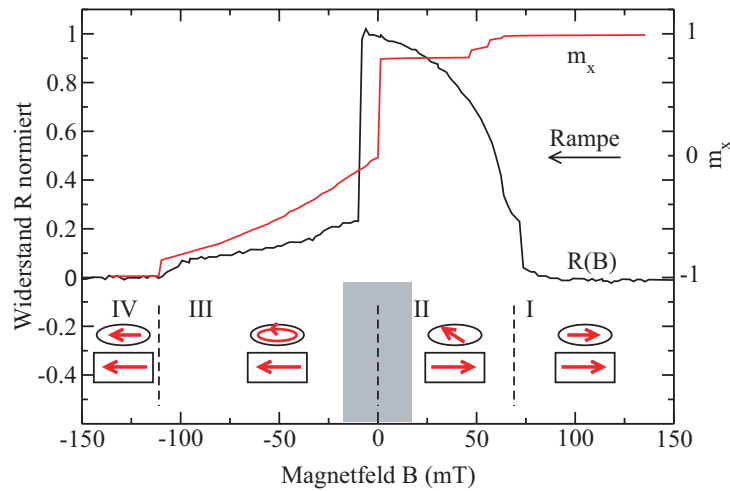


Abbildung 4.13: Ergebnisse der mikromagnetischen Simulation zu den Messkurven aus Abbildung 4.12. Dargestellt ist die Komponente der Gesamtmagnetisierung in Magnetfeldrichtung (rote Linie) zusammen mit einer Messkurve aus Abbildung 4.12 (schwarze Linie) und Piktogrammen zu den Magnetisierungszuständen der beiden Elemente in vier qualitativ unterschiedlichen Bereichen. Der Pfeil in der Ellipse symbolisiert die Magnetisierung der strukturierten Schicht, der Pfeil im Rechteck die Magnetisierung der unstrukturierten Schicht. Der schraffierte Bereich zwischen II und III entzieht sich der Simulation, da in diesem Bereich die Unterschiede zwischen dem Verhalten einer ausgedehnten Schicht, wie sie in den Messungen vorliegt, und einer eingeschränkten Schicht, die in den Simulationen verwendet werden musste, am stärksten hervortreten.

der dünneren Schicht entgegen die Feldrichtung, während die dicke Schicht im Wesentlichen in Feldrichtung orientiert bleibt. Im Experiment wird aber wahrscheinlich der umgekehrte Fall eintreten, da in der dünnen, ausgedehnten Schicht lokal extrem verzerrte, energetisch ungünstige Zustände induziert würden. Beim Übergang zu negativen Feldern entsteht ein Vortexzustand in der dicken Schicht, während mehr oder weniger gleichzeitig auch die untere Schicht ummagnetisiert. Diese Vorgänge führen zu einem sprunghaften Abfall des Widerstandes, da jetzt die homogen magnetisierte, untere Schicht einer in sich geschlossenen, kreisförmigen Magnetisierungsstruktur gegenübersteht (Bereich III).

Bei ansteigendem negativem Feld wird der Vortex im dickeren Element langsam senkrecht zum äußeren Feld versetzt, was eine Widerstandsabnahme zur Folge hat. Erst bei 110 mT reicht das Magnetfeld aus, um den Vortex aus der Probe zu verdrängen und die Magnetisierungsverteilung in diesem Element in Feldrichtung zu sättigen.



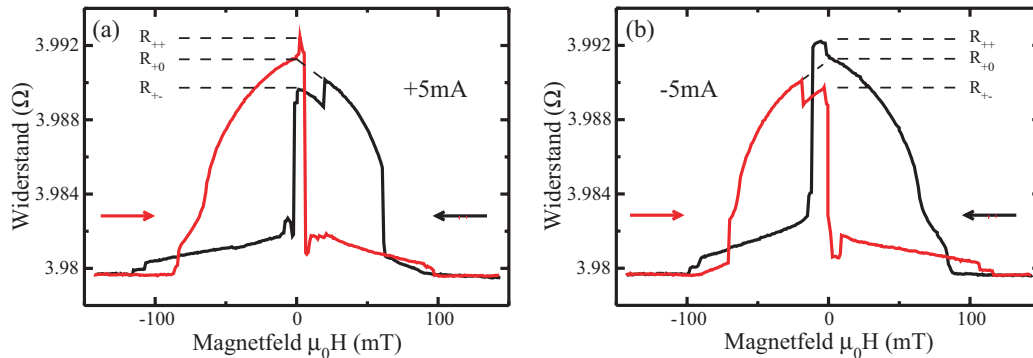


Abbildung 4.14: Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld bei Raumtemperatur und einem Strom von (a) +5 mA und (b) -5 mA. Das Magnetfeld ist parallel zu einer magnetisch leichten Achse der Eisenschichten ausgerichtet. Bei kleinen Magnetfeldern ( $|\mu_0 H| < 10 \text{ mT}$ ) sind deutlich zusätzliche Widerstandsniveaus  $R_{++}$  oberhalb und  $R_{+-}$  unterhalb des sonstigen Verlaufs  $R_{+0}$  zu erkennen.

Vernachlässigt man, dass im Vortexzustand auch Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Schichtebene auftreten, so kann man schnell überschlagen, dass der Widerstand im Bereich III bei kleinem Feld in etwa dem einer  $90^\circ$ -Ausrichtung der Magnetisierungen entspricht. Die Tatsache, dass der relative Widerstand in diesem Zustand deutlich kleiner als 50 % des Maximalwiderstandes ist, bestätigt die in Kapitel 4.1 gemachte Feststellung, dass die Winkelabhängigkeit des GMR in Fe/Ag/Fe-Schichten der hier genutzten Dicken deutlich von einem Sinus-Verlauf abweicht. Der abzulesende Wert von 23 % passt sehr gut mit den Werten aus Kapitel 4.1 zusammen, die ebenfalls im Bereich von 20 bis 30 % liegen.

**Magnetisierungszustände bei kleinen Magnetfeldern** Zusätzlich ist hier noch zu erwähnen, dass bei sehr kleinen Magnetfeldern und etwas höheren Strömen teilweise relativ zum Maximalwiderstand  $R_{+0}$  leicht erhöhte  $R_{++}$  oder verringerte Widerstände  $R_{+-}$  beobachtet werden (siehe Abb. 4.14). In diesem Feldbereich magnetisiert die ausgedehnte Schicht über Domänenwandverschiebung um. Daraus resultiert eine Vielzahl möglicher Zustände in dieser Schicht. Der gemessene Widerstand entspricht einer Integration über die lokalen Abweichungen der relativen Ausrichtung der zwei magnetischen Schichten. Eine weitere Erhöhung des Widerstandes aus einer – mit Sicherheit deutlich verzerrten – antiparallelen Ausrichtung erfordert einen Zustand genauerer antiparalleler Ausrichtung. Das lässt den Schluss naheliegen, dass wir hier in jeder der beiden Schichten einen Vortex vorliegen haben. Des Weiteren lassen sich Messungen in Kapitel 4.2.2 mit dieser Annahme schlüssig

erklären. Haben beide Vortexkerne dieselbe Polarisierung, so zentrieren sie sich über ihr starkes senkrechttes Streufeld sehr genau übereinander und stimmen in ihrer Struktur so präzise überein, dass eine weitere Erhöhung des Widerstandes erreicht wird. Die leichte Verringerung des Widerstandes im gleichen Magnetfeldbereich bei umgekehrter Magnetfeldrampe kann mit der Existenz von zwei Vortices mit unterschiedlicher Polarisierung des Kerns erklärt werden. In diesem Fall sind die Vortices nicht übereinander zentriert, da die Vortexkerne sich wie zwei magnetische Dipole voneinander abstoßen, dann aber in einer Gleichgewichtsposition verharren. Dieser Zustand führt zu einem verringerten Widerstand, da sich im mittleren Bereich der Struktur ein Bereich mit paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen befindet. Im nächsten Abschnitt wird noch einmal näher auf diesen Magnetfeldbereich eingegangen. Dort findet sich in Abbildung 4.18 auch eine Skizze der Magnetisierungszustände.

Angreifbar ist in diesem Zusammenhang die Behauptung der Existenz eines magnetischen Vortex in einer nur 2 nm dicken, ausgedehnten Eisen-schicht. Die Streufeldenergie des Vortexkern verhindert im Allgemeinen die Bildung von Vortices in derartig dünnen Schichten. Es ist aber zu beachten, dass hier keine magnetischen Grundzustände beobachtet werden, die ohne jegliche äußere Einflüsse bestehen müssen. Ganz im Gegenteil ist hier stets der Einfluss von örtlich stark inhomogenen Magnetfeldern vorhanden. Diese kommen einmal vom Gleichstrom, der ein wirbelförmiges Oerstedfeld erzeugt, und zum Zweiten vom Vortex im Nanoelement, der ein senkrechttes Streufeld von bis zu 2 T hervorruft. Zudem ist auch der Beitrag des STT nicht zu vernachlässigen, der ebenfalls eine vortexförmige Magnetisierungsstruktur in der ausgedehnten Schicht (parallel oder antiparallel zum oberen Vortex, je nach Stromrichtung) begünstigt. Mit all diesen unterstützenden Faktoren erscheint die Existenz eines Vortex in der ausgedehnten Schicht doch plausibel.

### 4.2.2 Strominduziertes Schalten

In den GMR-Messkurven im vorhergehenden Abschnitt findet sich kein Magnetfeldbereich, in dem parallele und antiparallele Ausrichtungen der Magnetisierungen gleichzeitig existieren können. Daher kann man von vorneherein ein „klassisches“ strominduziertes Schalten zwischen solchen Ausrichtungen ausschließen. Interessant ist aber die Möglichkeit, ein Schalten zwischen dem verkanteten Zustand und dem Vortexzustand zu beobachten, da hier stärker als in den kleinen Strukturen aus Kapitel 4.1 der Einfluss des strominduzierten Magnetfeldes zum Tragen kommen kann. Zusätzlich sind hier durch die Übereinstimmung der Symmetrie des Vortexzustandes und des Oerstedfeldes

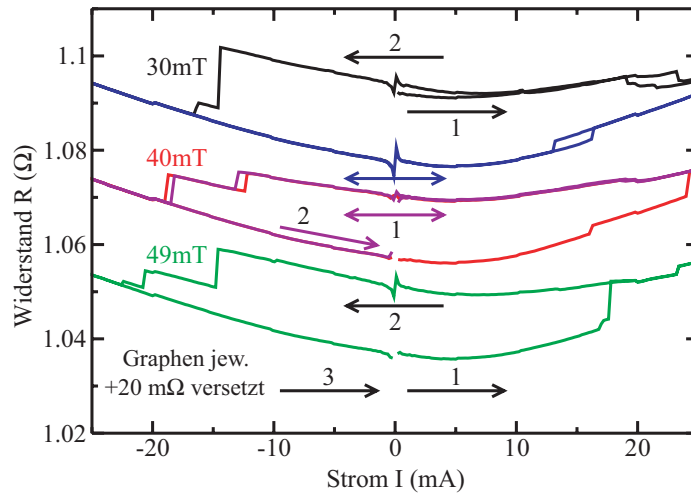


Abbildung 4.15: Messungen des Widerstandes in Abhängigkeit von einem Gleichstrom durch die Probe bei 10 K und verschiedenen äußeren Magnetfeldern. Die Messungen wurden zur besseren Übersicht vertikal versetzt. Die gewählten Magnetfeldstärken entsprechen den Bereichen II und III aus Abbildung 4.13. Es ist zu erkennen, dass für Felder von 40 mT (rote Linie) und 49 mT mit positiven Strömen vom niederohmigen in den hochohmigen Zustand und mit negativen Strömen in umgekehrter Richtung geschaltet werden kann. Bei 30 mT ist es mit dem Maximalstrom von 25 mA nicht möglich, in den hochohmigen, antiparallelen Zustand zu schalten. Mit zunehmendem Magnetfeld wird der niederohmige Vortexzustand offensichtlich destabilisiert und der hochohmige, verkantete Zustand stabilisiert.

interessante Effekte zu erwarten.

**Messergebnisse bei Magnetfeldern größer 10 mT** Abbildung 4.15 zeigt einige Messkurven, bei denen der Widerstand in Abhängigkeit vom Gleichstrom durch die Struktur gemessen wurde. Die Messungen erfolgten in den angegebenen Magnetfeldern, die im Bereich der Koexistenz von Vortexzustand und verkantetem Zustand liegen. Gemessen wurde mit einem Voltmeter, so dass für eine Angabe des Widerstandes eine Division der Spannung mit dem Strom erfolgen musste, was bei kleinen Strömen zu großen Fehlern und einer Divergenz des Widerstandes bei  $I = 0$  mA führt. Daher wurde ein Untergrund in Form einer Hyperbel von den Rohdaten abgezogen.

Bei einem äußeren Magnetfeld von 40 mT (rote Linie in Abb. 4.15) und 49 mT (grüne Linie) ist es möglich, mit positiven Strömen in den hochohmigen, verkanteten Zustand entsprechend Bereich II aus Abbildung 4.13 zu schalten. Mit negativen Strömen wird der niederohmige Vortexzustand aus Bereich III erreicht. Liegen nur 30 mT (blaue Linie) an, so ist es nicht mehr

möglich mit dem Maximalstrom von 25 mA in den hochohmigen, verkanteten Zustand zu schalten, lediglich ein Schalten aus dem verkanteten in den Vortextzustand mit negativem Strom ist möglich (schwarze Linie). Betrachtet man die Veränderung der positiven und negativen Schaltströme  $I_{c+}$  und  $I_{c-}$  bei ansteigendem Magnetfeld, so wird deutlich, dass ein größeres Magnetfeld den Vortextzustand destabilisiert, da  $I_{c+}$  sinkt. Andererseits wird der verkantete Zustand weiter stabilisiert, was aus dem Anstieg des Betrages von  $I_{c-}$  ersichtlich wird. Eine weitere Schlussfolgerung aus diesen Messungen ist, dass die dünne, ausgedehnte, magnetische Schicht hier als die fixierte Schicht betrachtet werden muss. Würde die dicke Schicht als fixierte Schicht fungieren und damit der Schaltvorgang in der dünnen Schicht vonstatten gehen, müsste der hochohmige Zustand bei negativem Strom erreicht werden. Dies folgt aus dem Vergleich mit Messkurven aus Kapitel 4.1, wo bei umgekehrter Schichtdickenfolge der hochohmige Zustand ebenfalls bei positivem Strom erreicht wird.

Am Beispiel einer Messung bei einem Magnetfeld von 40 mT (violette Linie) kann man erkennen, dass der Einfluss des STT in diesen Messungen stärker ist als der des Oerstedfeldes. Diese Messung startet aus dem verkanteten Zustand und zeigt bei positivem Strom kein Schalten in den Vortextzustand, sondern erst bei negativem Strom, wie in den meisten anderen Messungen. Das Oerstedfeld versucht bei beiden Stromrichtungen gleichermaßen, den Vortextzustand in der oberen Schicht zu erzeugen allerdings mit gegensinnigen Drehrichtungen. Der Spin Transfer Torque stabilisiert bei positivem Strom offensichtlich den verkanteten Zustand gegenüber diesem Drehmoment, was zeigt, dass in diesem Magnetisierungszustand der Einfluss des STT den Einfluss des Oerstedfeldes überwiegt.

**Messergebnisse bei Magnetfeldern kleiner als 10 mT** Besonders interessante Zustände auch bezüglich des strominduzierten Schaltens sind die, in denen in beiden magnetischen Schichten ein Vortex existiert. Dann stimmt nicht nur die Symmetrie des Oerstedfeldes, sondern auch die Symmetrie des strominduzierten Drehmomentes mit der Symmetrie des Vortexzustandes überein.

Beginnend mit einer Hypothese, sollen im Folgenden einige interessante daraus folgende Effekte gezeigt werden. Die Hypothese ist, dass durch das Oerstedfeld eines hinreichend großen Stromes mit unterschiedlichem Vorzeichen der Drehsinn der beiden Vortices bei ihrer Präparation durch eine Magnetfeldrampe vom Sättigungsmagnetfeld zum Nullfeld kontrolliert werden kann. Der Ablauf der Messungen in diesem Abschnitt ist in Abbildung 4.18 skizziert um einen besseren Überblick zu ermöglichen.

Abbildung 4.14 zeigt GMR-Messungen bei +5 mA und bei -5 mA. Der in beiden Fällen abhängig von der Magnetfeldrampe resultierende hohe Wi-

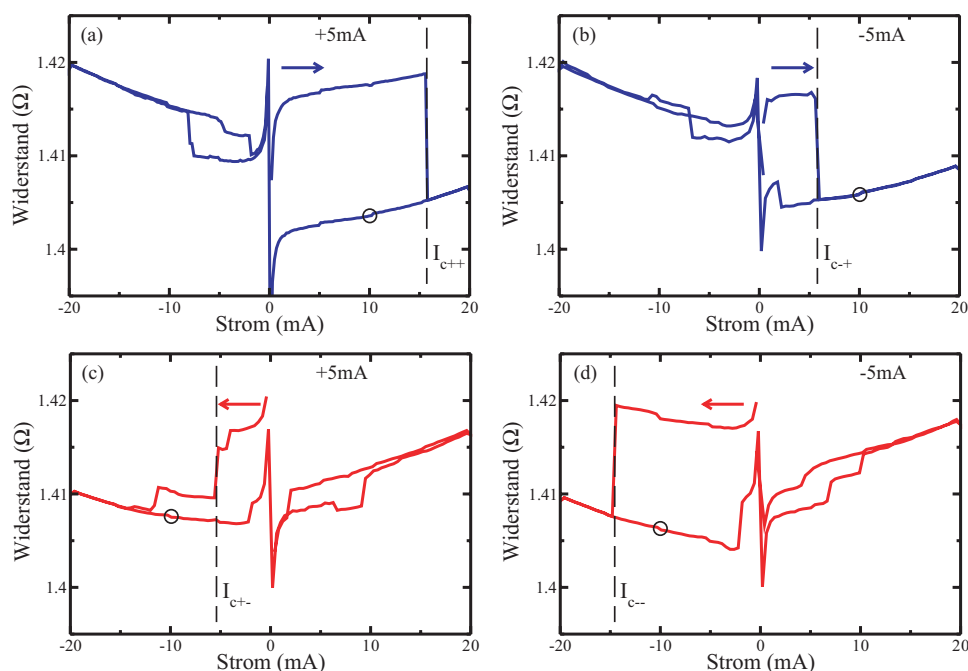


Abbildung 4.16: Messungen des strominduzierten Schaltens der Magnetisierung bei Raumtemperatur. In (a) und (c) wurde der Vortexzustand bei einem Strom von +5 mA präpariert, so dass der hochohmige Zustand  $R_{++}$  hergestellt ist (vgl. Abb. 4.14) in (b) und (d) bei -5 mA. Dann wurde der Strom von 0 mA ausgehend entweder ins positive (blaue Graphen) oder ins negative (rote Graphen) gesteigert. Es ist in jedem Fall ein Schalten zu kleinerem Widerstand zu erkennen. Dabei benötigen jene Schaltvorgänge einen betragsmäßig höheren Strom, die bei der selben Polarität des Stromes wie die Präparation des Zustandes stattfinden. Diese Ströme sind mit  $I_{c++}$  und  $I_{c--}$  gekennzeichnet. Mit Kringeln sind die Zustände markiert, die als Ausgangszustände der Messungen in Abbildung 4.17 dienen.

derstand  $R_{++}$  bei kleinen negativen, respektive positiven Feldern zeigt, dass nicht beide Vortices dem Oerstedfeld folgen, sondern dass die Vortices unterschiedlichen Drehsinn haben. Bei der Nukleation sind starke Streufelder zwischen den beiden magnetischen Schichten beteiligt, die bei dem relativ kleinen Strom von  $\pm 5$  mA noch überwiegen und einen entgegengesetzten Drehsinn der beiden Vortices verursachen. Auch die relative Orientierung der Kernpolarisierungen scheint einer Systematik zu folgen, für die allerdings keine einfache Erklärung gefunden wurde. Die Tatsache, dass beide Polarisierungen vorkommen, zeigt aber zumindest, dass das äußere Magnetfeld gut mit der Schichtebene ausgerichtet ist. Hätte das Magnetfeld eine deutliche Komponente senkrecht zur Schichtebene, wäre nur eine gleiche Ausrichtung der Kernpolarisierungen möglich.

Wir präparieren also die Zustände  $R_{++}$  durch Sättigung der Strukturen bei  $\pm 150$  mT und anschließendes Anfahren eines Magnetfeldwertes von etwa  $\mp 5$  mT während ein Strom von  $+5$  oder  $-5$  mA durch die Säule fließt. Danach starten wir Stromrampen von  $0$  mA zu entweder positiven oder aber negativen Strömen (siehe Abb. 4.16). In jedem der vier Fälle sind Schaltvorgänge zu niedrigeren Widerständen zu erkennen, die einer Umkehr des Drehsinnes in einem der Vortices zugeschrieben werden. Es resultieren also Zustände gleichsinniger Zirkulation der Magnetisierungen. Bemerkenswert ist, dass die Schaltströme deutlich differieren. Wurde der Vortexzustand mit  $+5$  mA präpariert, ist der Schaltstrom  $I_{c++}$  bei positiven Strömen größer als der Schaltstrom  $I_{c+-}$  bei negativen Strömen. Bei Präparation mit  $-5$  mA ist es genau umgekehrt. Die Beträge der Schaltströme mit dem gleichen Vorzeichen wie der Präparationsstrom sind ähnlich und liegen bei  $|I_{c++}| \approx |I_{c--}| = 15 \pm 0,5$  mA. Das gleiche gilt für die Schaltströme mit dem umgekehrten Vorzeichen zum Präparationsstrom mit  $|I_{c+-}| \approx |I_{c-+}| = 5,5 \pm 0,3$  mA. Ein vollständiges Zurückschalten in den Ursprungszustand mit entgegengesetztem Drehsinn der Vortices kann leider nicht beobachtet werden.

Mit Hilfe von Tabelle 4.2 kann man die Messungen in folgender Weise erklären: Ein Strom von  $+5$  mA ( $-5$  mA) entspricht einem Elektronenfluss von oben nach unten (unten nach oben) durch die Säule und erzeugt damit ein Oerstedfeld, das sich von oben betrachtet im Gegenuhrzeigersinn (Uhrzeigersinn) um die Säule schließt. Da die dicke Eisenschicht sich näher an der Mitte der Säule befindet, wo das Oerstedfeld am stärksten ist [62], wird ihr bei der Präparation des Vortexzustandes der Rotationssinn des Oerstedfeldes aufgezwungen. Die Magnetisierung der dünnen Schicht hat eine antiparallele Ausrichtung zur Magnetisierung der dicken Schicht, was am hohen Widerstand zu erkennen ist, also dementsprechend den entgegengesetzten Drehsinn.

Schickt man jetzt einen Strom durch die Säule, deren Magnetisierungszustand bei  $+5$  mA präpariert wurde, versucht das Oerstedfeld bei positivem Strom die Drehrichtung der dünnen, unteren Schicht umzukehren, bei negativem die der dicken, oberen Schicht. Bei Präparation mit  $-5$  mA verhält es sich umgekehrt. Der STT wirkt im Gegensatz dazu dergestalt, dass er – unabhängig von der Präparation – bei positivem Strom die untere Schicht in eine parallele Ausrichtung schalten will, bei negativem Strom aber die obere Schicht. Vergleicht man in Tabelle 4.2 die Beträge der experimentell beobachteten Schaltströme, so erkennt man, dass deren Symmetrie zur Symmetrie des Oerstedfeldes passt. Das heißt, hier dominiert im Gegensatz zu den vorher gezeigten Schaltvorgängen das Drehmoment, das durch das Oerstedfeld erzeugt wird. Desweiteren ist abzulesen, dass die dicke, obere Schicht leichter zu schalten ist als die dünne, untere Schicht. Wenn das Oerstedfeld den Schaltprozess dominiert, macht die zweite Beobachtung auch Sinn, da das

Tabelle 4.2: Übersicht zum strominduzierten Schalten des Drehsinns eines Vortexzustandes. In der oberen Hälfte der Tabelle ist der magnetische Zustand der zwei Eisenschichten in der Säule angegeben, wobei „+“ von oben betrachtet im Uhrzeigersinn bedeutet, „-“ gegen den Uhrzeigersinn. In der zweiten Hälfte der Tabelle sind die experimentell beobachteten Schaltströme angegeben. Außerdem ist aufgelistet, welche magnetische Schicht (o: oben, u: unten) bei den entsprechenden Strömen vom Oerstedfeld, bzw. dem STT in eine parallele Ausrichtung zur jeweils anderen Schicht geschaltet würde. Es ist zu erkennen, dass das Oerstedfeld hier den Schaltprozess dominiert und dass die obere, dicke Schicht leichter zu schalten ist.

Präparationsstrom	+5 mA		-5 mA	
Drehsinn obere Schicht	-		+	
Drehsinn untere Schicht	+		-	
Schaltstrom exp.	-5 mA	+15 mA	-15 mA	+5 mA
Oerstedfeld	o	u	u	o
STT	o	u	o	u

Oerstedfeld am Ort der dicken Schicht stärker ist, weil diese sich näher an der Mitte der Säule befindet. Außerdem kann das Oerstedfeld an einer dicken Schicht ebenso gut angreifen wie an einer dünnen, der STT als Grenzflächeneffekt hingegen könnte an einer dünnen Schicht besser wirken. Abbildung 4.18 zeigt die resultierenden Magnetisierungszustände nach diesen strominduzierten Schaltprozessen.

Um zu testen, ob man mit den Schaltvorgängen aus Abbildung 4.16 wirklich in Zustände mit Vortices von gleichem Drehsinn schaltet, wurde die Probe mit den entsprechenden Magnetfeld- und Stromrampen präpariert. Dann wurden GMR-Messungen bei +10 oder -10 mA durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 4.17 dargestellt sind. Die Messungen beginnen bei dem kleinen Magnetfeld, bei dem die Stromrampen durchgeführt wurden. Dann wird eine Rampe zu negativem oder positivem Sättigungsfeld und wieder auf den Ursprungswert zurück gefahren. Es ist zu erkennen, dass die Ausgangszustände – markiert mit schwarzen Kringeln in Abbildung 4.16 – zwei niedrigere Widerstandsniveaus  $R_{-+}$  (Abb. 4.17(a)) und  $R_{--}$  (Abb. 4.17(b)) darstellen, die sonst mittels Magnetfeldrampen nicht erreicht werden. Ähnlich wie zuvor kann man auch hier argumentieren, dass Widerstandsniveaus, die teilweise sogar noch unterhalb des Widerstands der gesättigten Probe liegen, nur durch hochsymmetrische Magnetisierungszustände in den beiden magnetischen Schichten erreicht werden können. Der niedrigste Widerstand

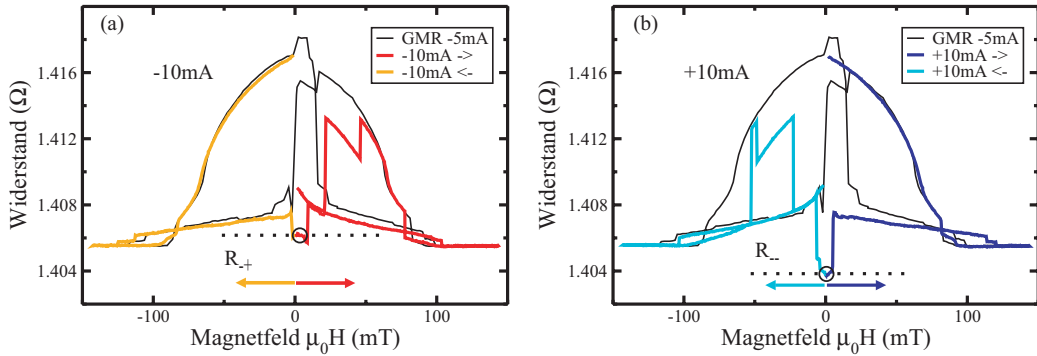


Abbildung 4.17: Nach Präparation der Probe analog zu den strominduzierten Schaltvorgängen aus Abbildung 4.16 wurden unvollständige GMR-Messungen bei +10 und -10 mA durchgeführt, die vom Nullfeld zu Sättigung und zurück laufen. Es ist zu erkennen, dass die Ursprungszustände sehr niedrige Widerstände aufweisen, teilweise sogar niedriger als der Widerstand bei vollständiger Sättigung der Probe. Dies lässt uns darauf schließen, dass hier in beiden magnetischen Schichten Vortices mit gleichem Drehsinn vorliegen. Das niedrigste Widerstandsniveau  $R_{--}$  wird durch Vortices mit gleicher Polarisierung des Kerns, das etwas höhere  $R_{-+}$  durch Vortices mit umgekehrter Polarisierung gebildet.

$R_{--}$  muss also durch zwei Vortices mit gleichem Drehsinn und gleicher Polarisierung des Kerns erreicht werden. Der etwas höhere Widerstand  $R_{-+}$ , der durch den Schaltvorgang bei negativem Strom zustande kommt, kann analog durch zwei Vortices mit gleichem Drehsinn aber unterschiedlicher Polarität gebildet werden. Die Magnetisierungszustände, die den vier Widerstandsniveaus  $R_{--}$ ,  $R_{+-}$ ,  $R_{-+}$  und  $R_{++}$  zugeschrieben werden, und der experimentelle Ablauf dieses Kapitels sind in Abbildung 4.18 skizziert.

Egal ob der Vortexzustand mit positivem oder negativem Strom präpariert wurde, das strominduzierte Schalten bei negativem Vorzeichen führt zum niedrigsten Widerstandsniveau, bei positivem Vorzeichen zum zweitniedrigsten. Diese Symmetrie lässt schließen, dass der STT ein Schalten der Kernmagnetisierung des Vortex in der oberen Schicht verursacht, so dass die Kernpolarisierung der beiden Vortices ungleich ist. Wie diese strominduzierten Schaltprozesse ablaufen ist unklar. Da Magnetisierungsvorgänge in einer ausgedehnten Schicht nicht durch mikromagnetische Simulationen modelliert werden können, ist es schwierig weitere Erkenntnisse zu gewinnen. Es erscheint sinnvoll Proben mit zwei magnetischen Scheiben von etwa 200 nm Durchmesser anzufertigen, an denen diese hochinteressanten Vorgänge experimentell und durch Simulationen studiert werden können.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass und wie es möglich ist, die vier energetisch gleichwertigen Zustände eines magnetischen Vortex zu präparie-



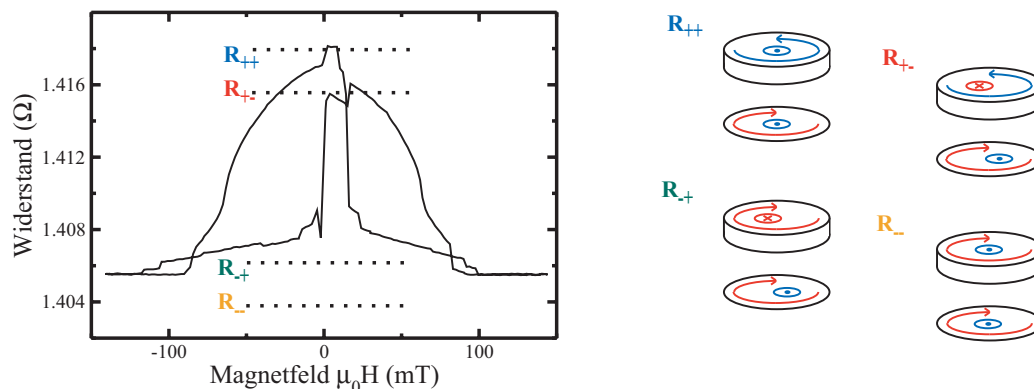
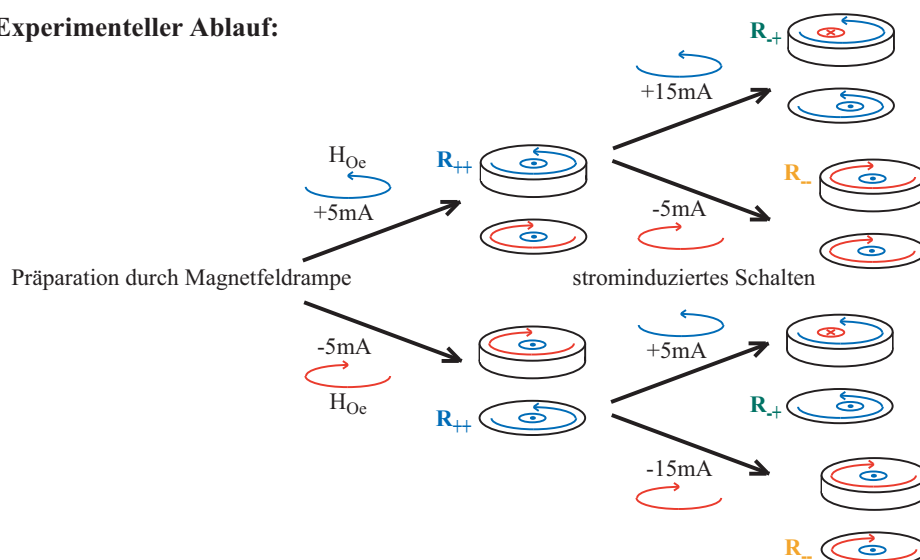
**Widerstandsniveaus:****Experimenteller Ablauf:**

Abbildung 4.18: Skizze der Widerstandsniveaus, die in den GMR-Kurven aus Abbildung 4.14 und 4.17 identifiziert wurden. Der Zustand des Vortex in der unteren Schicht ist zufällig gewählt. In den Widerstandsniveaus werden die relativen Unterschiede der beiden Vortices sichtbar. Paralleler oder antiparalleler Drehsinn mit identischer Kernpolarisierung bilden das niedrigste bzw. höchste Widerstandsniveau, paralleler oder antiparalleler Drehsinn mit verschiedener Kernpolarisierung bilden aufgrund der Abstoßung der Kerne den zweitniedrigsten bzw. zweithöchsten Widerstand. Im unteren Teil der Abbildung ist der experimentelle Ablauf dargestellt, der in diesem Kapitel beschrieben wird. Es ist zu erkennen, dass das strominduzierte Schalten des Drehsinns des Vortex durch das Oerstedfeld bestimmt wird. Bei positivem Strom wird außerdem in jedem Fall zu verschiedenen Kernpolarisierungen geschaltet. Das lässt annehmen, dass dieser Schaltprozess durch den STT dominiert wird und dass es der Kern des Vortex in der oberen Schicht ist, der ummagnetisiert.

ren und durch Widerstandsmessungen zu unterscheiden. Die Möglichkeit im Magnetisierungszustand eines Vortex zwei Bits an Information zu speichern wird oft zitiert (siehe z.B. [63]) und rückt auf diese Weise in den Bereich des technisch Machbaren. Mit den optimierten Proben sollen diese Möglichkeiten weiter untersucht und vorangetrieben werden.

### 4.2.3 Mikrowellenanregungen

Wie in Kapitel 2.1.2 dargestellt wurde, kann die Magnetisierung in Nanoelementen durch ein strominduziertes Drehmoment unter speziellen Umständen zu Präzessionen mit außerordentlich großen Auslenkungen angeregt werden. Nötig ist dazu ein rücktreibendes Drehmoment, das in homogen magnetisierten Elementen durch ein äußeres Magnetfeld gegeben sein kann. Wie in Kapitel 4.1 experimentell gezeigt wurde, kann aber auch ein internes Magnetfeld – wie ein Anisotropiefeld – das entsprechende Drehmoment erzeugen. Im Folgenden werden zwei Beispiele für stromgetriebene Oszillationen in inhomogen magnetisierten Nanoelementen dargestellt, die ebenfalls durch sehr unterschiedliche rücktreibende Drehmomente charakterisiert sind.

**Messergebnisse im verkanteten Zustand** Präpariert man den Magnetisierungszustand der Probe, indem man sie zuerst durch ein hohes positives Magnetfeld sättigt und dieses dann auf einen Wert zwischen 10 und 100 mT absenkt, so ergibt sich ein verkanteter Zustand, wie in Abbildung 4.13 dargestellt. Dieser Zustand zeichnet sich dadurch aus, dass die Magnetisierung des Nanoelements relativ einheitlich in eine Richtung ausgerichtet ist und der magnetische Fluß – im Gegensatz zum Vortexzustand – nicht geschlossen ist. Es entsteht daher eine deutliche Streufeldkopplung zur ausgedehnten Schicht.

Messungen von Hochfrequenzspektren bei einem Magnetfeld von 82 mT entlang einer leichten Achse zeigen, dass positive Ströme im Bereich von etwa 26 bis 40 mA in diesem Magnetisierungszustand Oszillationen anregen (Abb. 4.19). Es ist gut zu erkennen, dass die Frequenz zuerst leicht mit dem Strom von 1,77 auf 1,78 GHz ansteigt, wobei die Leistung noch klein ist. Bei 31 mA steigt die Amplitude deutlich, was bedeutet, dass die Auslenkung der Magnetisierung groß wird. Ab diesem Stromwert sinkt die Frequenz mit weiter ansteigendem Strom bis auf 1,74 GHz ab und die Breite des Signals nimmt zu.

**Diskussion** All diese Merkmale passen qualitativ sehr gut zu den mikromagnetischen Simulationen aus A. Kakay *et al.* [62], die sich auf experimentelle Ergebnisse aus meiner Diplomarbeit [39] beziehen. Diese zeigen, dass bei kleinen Strömen die Magnetisierung an gegenüberliegenden Rändern des Elementes zu Oszillationen angeregt wird. Hier ist der Einfluss des Oerstedfeldes

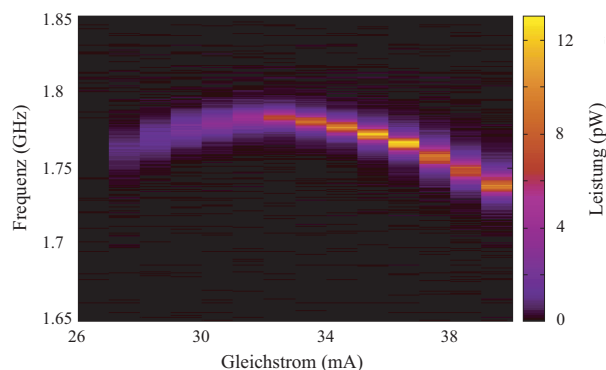


Abbildung 4.19: Stromgetriebene Mikrowellenanregungen im verkanteten Zustand bei einem Magnetfeld von 82 mT entlang einer leichten Achse, gemessen bei Raumtemperatur. Auf einen leichten Anstieg der Frequenz bei kleiner Stromstärke aufgrund des Einflusses des Oerstedfeldes folgt die vom STT dominierte Rotverschiebung des Signals bei hohen Strömen.

noch recht stark. Mit steigender Stromstärke schiebt es die oszillierenden Bereiche aufeinander zu, der verringerte Abstand hat eine kürzere Wellenlänge und damit eine steigende Frequenz zur Folge. Wird die Oszillation aber groß, was im gezeigten Beispiel bei 31 mA der Fall ist, so überwiegt der Einfluss des Spin Transfer Torque. Die weiter ansteigende Auslenkung der Magnetisierung führt zu einem deutlichen Absinken der Frequenz und die „Unordnung“, die durch den starken Strom erzeugt wird, verbreitert das Anregungssignal.

Im Vergleich zu den Mikrowellenanregungen in Nanoelementen von nur 70 nm Durchmesser, die im Bereich von 7 bis 10 GHz lagen, sind die hier gezeigten Frequenzen mit 1,7 bis 1,8 GHz sehr niedrig. Es wird offensichtlich, dass die Abmessungen der magnetischen Elemente die Grundfrequenzen bestimmen. Multipliziert man die Frequenzen mit den Durchmessern, so kommt man auf 400 respektive 500 m/s, was in plausibler Übereinstimmung ist mit typischen Spinwellengeschwindigkeiten in ausgedehnten Schichten [64].

**Messergebnisse im Vortextzustand** Präpariert man den Magnetisierungszustand der Probe durch Sättigung entlang einer leichten Achse bei positivem Feld und anschließendem Einstellen von -20 bis -100 mT, so ist die ausgedehnte Schicht gleichmäßig entlang der leichten Achse magnetisiert und das Nanoelement befindet sich in einem Vortextzustand. Der Vortex befände sich im Nullfeld aus Symmetriegründen genau im Zentrum der kreisförmigen Scheibe. In den im Folgenden gezeigten Messungen lag immer ein kleines

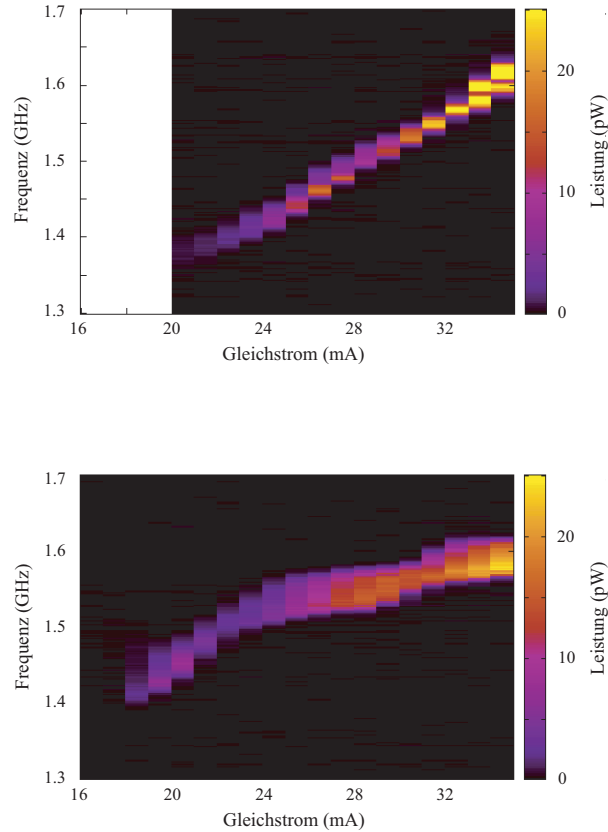


Abbildung 4.20: Stromgetriebene Mikrowellenanregungen der gyrotropen Bewegung des Vortexzustandes bei einem Magnetfeld von  $-20$  mT, gemessen bei Raumtemperatur. Der Vortexzustand wurde einmal (a) bei einem Strom von  $+5$  mA und dann (b) bei  $-5$  mA präpariert, wodurch der Drehsinn des Vortex bestimmt wird. Die Orientierung der Magnetisierung und des Oerstedfeldes ist daher bei den dargestellten Messungen einmal parallel (a) und im zweiten Fall antiparallel (b). Deutlich ist zu erkennen, dass dies eine Auswirkung auf die Mikrowellenspektren hat.

externes Feld von etwa  $-20$  mT an, um die Magnetisierung der ausgedehnten Schicht in leichter Achse zu sättigen. Daher befindet sich der Vortex im Ausgangszustand ein wenig senkrecht zum Feld aus der Mitte der Scheibe versetzt.

Die Hochfrequenzspektren in Abbildung 4.20 zeigen deutliche Signale im Bereich zwischen  $16$  und  $35$  mA und  $1,4$  bis  $1,6$  GHz aufgrund der Anregung

der gyrotropen Bewegung des Vortex (vgl. Kap. 2.1.3). Die Spektren unterscheiden sich darin, dass bei der Präparation des Magnetisierungszustandes im ersten Fall ein Strom von +5 mA (Abb. 4.20(a)) und im zweiten Fall von -5 mA (Abb. 4.20(b)) durch die Probe floss. Die Frequenzen steigen in beiden Fällen mit dem Strom an, allerdings unterscheiden sich die Verläufe. Im ersten Fall ist der Anstieg sehr gleichmäßig. Im zweiten Fall knickt die Steigung bei 22 mA und ist dann deutlich geringer als im ersten Fall. Diese qualitativen Unterschiede zeigen auch hier, dass die Präparation der Proben mit Strömen unterschiedlichen Vorzeichens eine Kontrolle über den Drehsinn des Vortex zulassen. Der Einfluss des Oerstedfeldes auf die dynamischen Moden des Vortexzustandes macht die Zustände offensichtlich unterscheidbar, da die Magnetisierung der Probe im ersten Fall den gleichen Drehsinn und im zweiten Fall den entgegengesetzten Drehsinn zum Oerstedfeld aufweist. Anregungen von Vortexoszillationen durch einen Gleichstrom in ähnlichen, säulenförmigen Strukturen wurden bereits durch Pribiag *et al.* [60] nachgewiesen, allerdings wurden in diesem Artikel keine Einflüsse der Oerstedfelder auf die Vortexdynamik nachgewiesen. Zur genaueren Analyse der Ergebnisse in diesem Abschnitt werden noch mikromagnetische Simulationen in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von R. Hertel am Institut für Festkörperforschung des Forschungszentrum Jülich durchgeführt. Sie gelangten leider im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr zu einem Abschluss.

**Phase-locking der Vortexanregung an ein äußeres Signal** Die vorangegangenen Messungen zeigen, dass die Frequenz des Vortex unter Anregung mit einem Gleichstrom recht stark variiert. Daher sollte der Vortex in der Lage sein, seine Frequenz auch an ein äußeres Signal anzupassen. Dies ist ein Vorversuch zur Kopplung der Dynamik mehrerer Vortices durch Hochfrequenzsignale. Abbildung 4.21 zeigt die Ergebnisse von Messungen, bei denen der Vortex in einem Magnetfeld von -20 mT unter der Anregung mit 32 mA oszilliert und zusätzlich HF-Signale mit variierender Frequenz und Amplitude eingestrahlt werden. Bei der kleinsten gezeigten Amplitude von -16 dBm ist zu erkennen, dass der Vortex in einem Bereich von 150 MHz um seine Eigenfrequenz 1,51 GHz die Frequenz des äußeren Signals übernimmt. Im weiteren Bereich, in dem dies nicht mehr möglich ist, verändert sich das Signal des Vortex zumindest so, dass es sich an die eingestrahlte Frequenz annähert. Dies sind typische Eigenschaften des Phase-locking von nichtlinearen Oszillatoren [49].

Werden höhere Leistungen eingestrahlt, so verändert sich das Bild. Bei -15 dBm (Abb.4.21(b)) entstehen im Bereich des Phase-locking zusätzliche Signale bei etwa 1,65 GHz, deren Herkunft unklar ist. Bei -14 dBm (Abb.4.21(c)) taucht das Signal des Vortex nicht wieder auf, nachdem die eingestrahlte Frequenz deutlich über die Eigenfrequenz erhöht oder sogar ganz

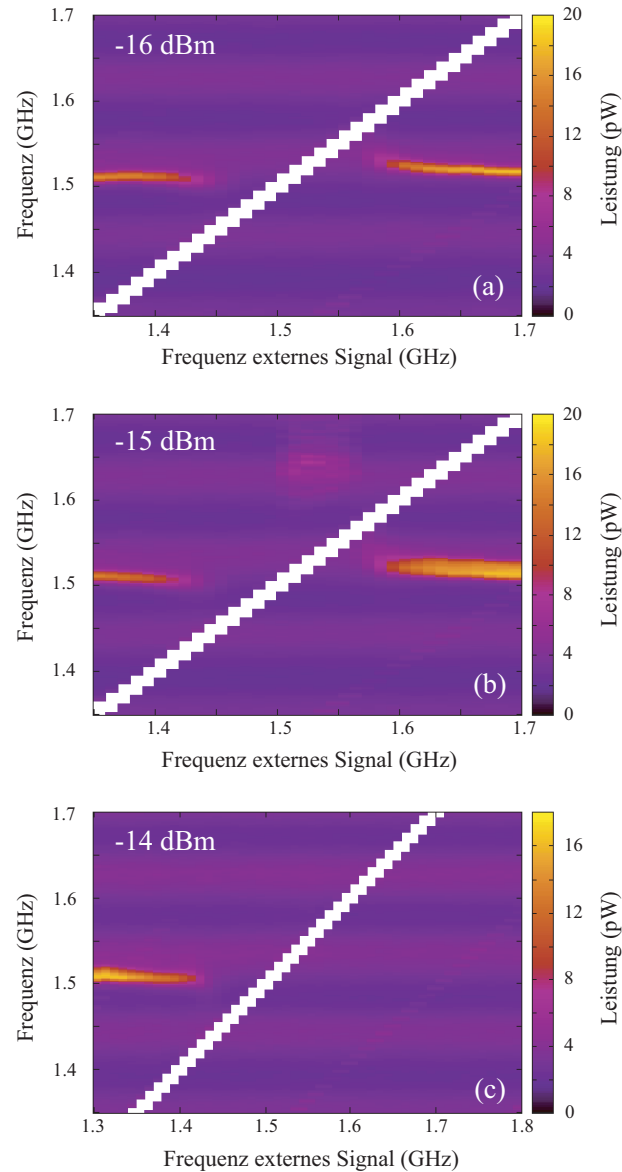


Abbildung 4.21: Stromgetriebene Mikrowellenanregungen des Vortexzustandes überlagert mit äußeren Mikrowellensignalen bei einem Magnetfeld von  $-20$  mT und einem Strom von  $32$  mA. Bei einer Mikrowellenleistung von  $-16$  dBm (a) ist zu erkennen, dass der Vortex sich in einem Bereich von etwa  $150$  MHz um seine Resonanzfrequenz von  $1,51$  GHz an das HF-Signal (weißer Balken, da übersteuert) anpasst, indem er seine Frequenz verändert. Ist das äußere Signal weit weg von der Eigenfrequenz, schwingt der Vortex frei. Bei erhöhter Mikrowellenleistung von  $-15$  dBm (b) erscheinen im Phase-locking Bereich Seitensignale bei  $1,65$  GHz, bei  $-14$  dBm (c) erscheint das Signal des Vortex nicht wieder, nachdem die Frequenz des eingestrahnten Signals deutlich über die Resonanzfrequenz erhöht wurde.

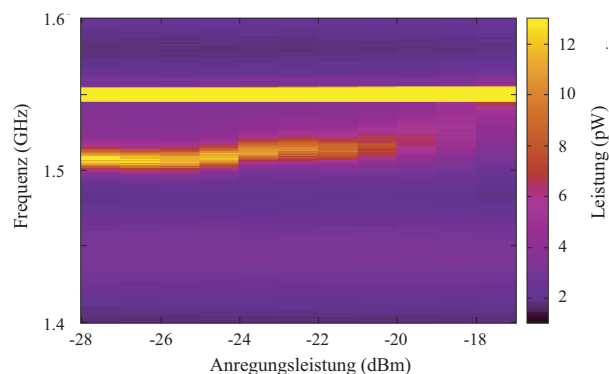


Abbildung 4.22: Stromgetriebene Mikrowellenanregungen des Vortexzustandes überlagert mit einem externen Mikrowellensignal von 1,55 GHz (gelber Balken, da übersteuert) und veränderlicher Leistung bei einem Magnetfeld von -20 mT und einem Strom von 32 mA. Schon ab einer Leistung von -26 dBm sind Veränderungen im Signal des Vortex zu erkennen. Bei -17dBm hat der Vortex seine Frequenz komplett an das externe Signal angepasst.

abgeschaltet wurde. Wahrscheinlich wurde der Vortex durch die starke Anregung mittels Gleich- und Wechselstrom aus dem Nanomagnet ausgestoßen. Um die Abhängigkeit des Phase-locking von der Leistung des eingestrahlten Signals besser darzustellen, sind in Abbildung 4.22 Spektren bei einer konstanten Anregungsfrequenz von 1,55 GHz aber steigender Anregungsleistung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass über eine Spanne von etwa 10 dB der eingestrahlten HF-Leistung – das entspricht immerhin einer Größenordnung – die Anregung des Vortex sich immer stärker an das äußere Signal anpasst. Bei -17 dBm ist ein komplettes Phase-locking erreicht. Messungen der Hochfrequenztransmission und -absorption an der Probe zeigen, dass bei 1,55 GHz etwa die Hälfte der Leistung tatsächlich in der Probe aufgenommen werden. Das bedeutet, dass eine Leistung von etwa  $1,3 \mu\text{W}$  (-26dBm) bereits ausreicht, um die Vortexdynamik zu beeinflussen und  $10 \mu\text{W}$  (-17dBm) zu vollständigem Phase-locking führen.

#### 4.2.4 Spin Torque FMR

Um die grundlegenden dynamischen Eigenschaften des magnetischen Vortexzustandes zu charakterisieren, ist die Spin Torque angeregte ferromagnetische Resonanz (ST-FMR), wie in Kapitel 2.3 beschrieben, gut geeignet. Der

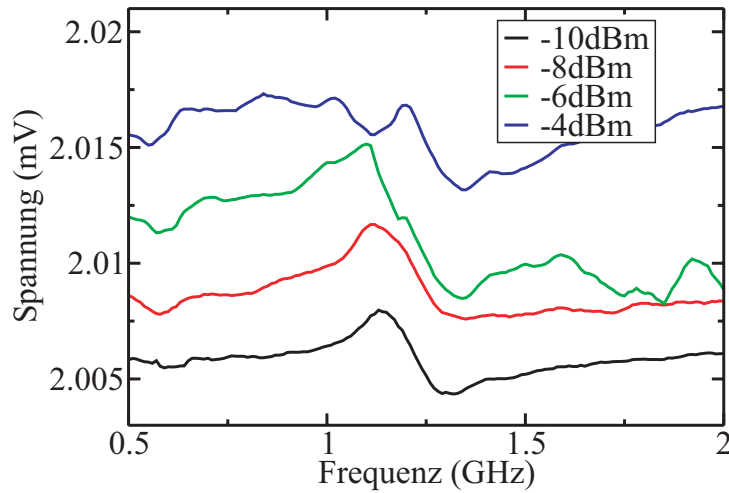


Abbildung 4.23: Messungen der Spin Torque angeregten ferromagnetische Resonanz des Vortexzustandes bei einem Strom von 1 mA, einem Magnetfeld von -20 mT entlang einer magnetisch leichten Achse der Eisenschichten und mit Mikrowellenleistungen zwischen -10 und -4 dBm. Es ist zu erkennen, dass das Resonanzsignal des Vortex bei etwa 1,23 GHz mit steigender Leistung immer stärker verzerrt wird, da die Anregungsamplitude groß wird. Die Messkurven sind zur besseren Übersicht um jeweils etwa  $+2,5 \mu\text{V}$  versetzt angeordnet.

Messaufbau für diese Experimente ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Mit einem möglichst kleinen, hochfrequenten Strom wird die Probe angeregt und über die Messung der Mischspannung des HF-Stromes mit der hochfrequenten Widerstandsänderung werden Resonanzen nachgewiesen. Auf diese Weise ist es möglich – im Gegensatz zu anderen FMR Messungen – einzelne Nanoelemente zu untersuchen. Da die im Folgenden dargestellten Messungen relativ kurz vor Beendigung dieser Dissertation durchgeführt wurden, konnten mikromagnetischen Simulationen, die oft bei der Interpretation der Vorgänge in der Probe hilfreich sind, nicht mehr rechtzeitig zu Ende geführt werden. Daher muss an dieser Stelle eine Präsentation der Messergebnisse und ihre Interpretation genügen.

**Einfluss der Mikrowellenleistung** Abbildung 4.23 zeigt einige ST-FMR Messungen im Vortexzustand mit variierenden Mikrowellenleistungen. Während der Messungen lag ein Strom von 1 mA und ein Magnetfeld von 20 mT entlang einer magnetisch leichten Achse an, um die ausgedehnte Schicht zu sättigen. Bei einer Leistung von -10 dBm ist erstmals ein Signal zu erkennen. Es ist sehr gleichmäßig geformt und entspricht in etwa der Ableitung einer Gaussverteilung. Es ist also punktsymmetrisch und stetig und hat eine Mittelfrequenz von 1,23 GHz und eine Breite von etwa 0,16 GHz.



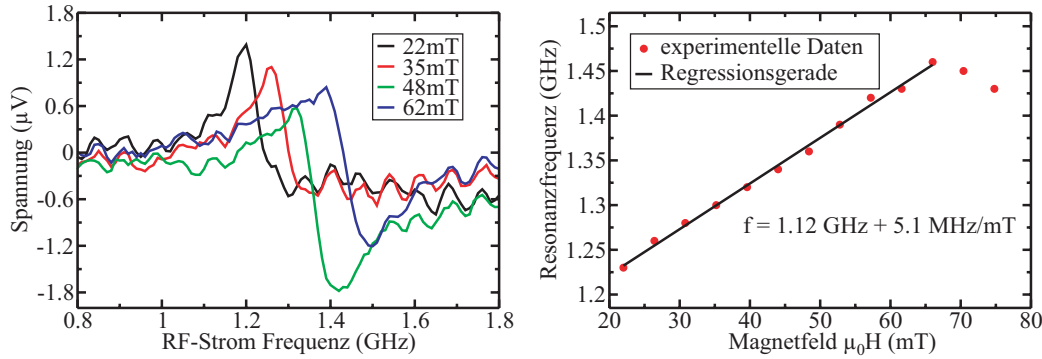


Abbildung 4.24: Spin-Torque angeregte ferromagnetische Resonanz des Vortexzustandes in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld in der Probenebene und damit von der Position des Vortex in der Probe. Abbildung (a) zeigt einen Teil der experimentellen Daten und (b) die daraus gewonnenen Resonanzfrequenzen mit einer Regressionsgeraden. Die resultierende Frequenz im Nullfeld ist 1,12 GHz und die Steigung beträgt 5,1 MHz/mT.

Bei erhöhter Leistung wird das Signal größer, zunehmend unsymmetrisch und zeigt eine zusätzliche Struktur in Form einer Delle bei 1,18 GHz. Die Breite des Signals wächst auf 0,23 GHz bei -6 dBm. Bei -4 dBm ist das Signal schließlich so verzerrt, dass es schwierig wird, überhaupt eine Breite zu definieren. Es ist also wichtig eine möglichst kleine Anregung zu wählen.

**Einfluss eines Magnetfeldes in der Ebene** Abbildung 4.24 (a) zeigt Messungen der Vortexresonanz bei verschiedenen Magnetfeldern in der Ebene der Probe und entlang einer leichten Achse. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Frequenz mit dem Magnetfeld ansteigt und die Form der Peaks sich verändert. Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, ist die Resonanzfrequenz eines Vortex abhängig von seiner Position in der Probe. Durch ein äußeres Magnetfeld in der Probenebene wird der Vortex senkrecht zur Feldrichtung aus der Mitte der Probe versetzt, ohne dass dadurch direkt seine Eigenfrequenz beeinflusst wird. Mit den beschriebenen Abhängigkeiten kann man aus den experimentellen Daten in Abbildung 4.24 verschiedene Größen bestimmen. Zuerst berechnet man  $G = 1,22 \cdot 10^{-5} \text{ ms}$  mit Hilfe von Gleichung 2.19 und den bekannten Werten  $t = 20 \text{ nm}$ ,  $M_S = 1,75 \text{ MA/m}$  und  $\gamma = 3,6 \cdot 10^4 \text{ m/As}$ . Aus  $f(H = 0) = 1,12 \text{ GHz}$  folgt mit  $\omega_0 = \kappa/G$ , dass  $\kappa(H = 0) = 8,6 \cdot 10^4$  m beträgt. Im Vergleich mit den Resultaten von Rechnungen und mikromagnetischen Simulationen an Permalloy-Nanoelementen in [20] fällt auf, dass die Frequenzen in den hier gezeigten Experimenten an Eisen-Nanoelementen deutlich höher ausfallen. Ein Grund für diese Abweichung liegt darin, dass  $M_S$  linear in den Gyrovektor eingeht. Da Eisen eine etwa doppelt so hohe

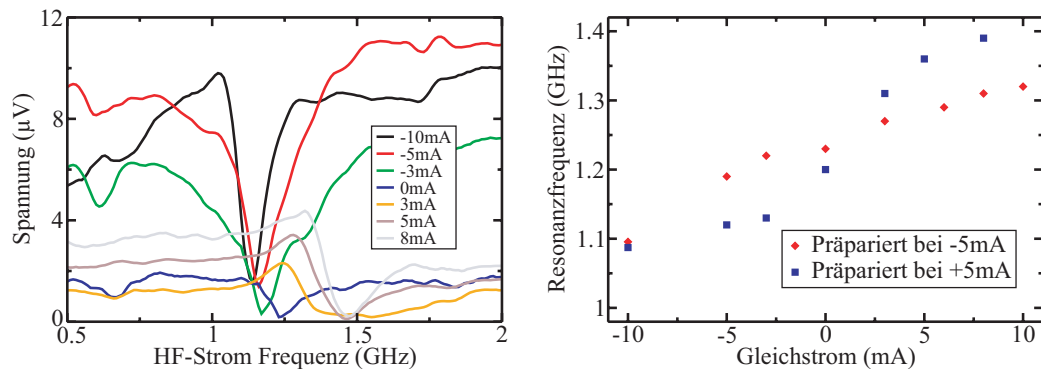


Abbildung 4.25: Spin-Torque angeregte ferromagnetische Resonanz des Vortexzustandes in Abhängigkeit von einem Gleichstrom. Abbildung (a) zeigt experimentelle Daten nach Präparation des Vortex mit +5 mA und (b) die Resonanzfrequenzen für Präparation mit +5 und -5 mA.

Sättigungsmagnetisierung wie Permalloy hat, ist es also nicht verwunderlich, dass die Frequenzen für Eisen-Nanoelemente deutlich höher liegen.

**Einfluss eines Gleichstroms** Im Vergleich zu Ergebnissen aus vorhergehenden Kapiteln ist es interessant, auch in diesen Experimenten den Einfluss des Oerstedfeldes und des STT auf die Vortexresonanz zu untersuchen. Dazu wurde der Vortexzustand präpariert, indem Magnetfeldrampen von der Sättigung zum Nukleationsfeld bei gleichzeitigem Stromfluss von +5 oder -5 mA gefahren wurden. Wie aus den vorhergehenden Experimenten klar ist, wird dadurch der Drehsinn des Vortex in der Nanoscheibe geprägt. Anschließend wurde die Vortexresonanz bei variierenden, kleinen Gleichströmen untersucht. Einige Beispiele der Messkurven bei einer Präparation des Vortex mit +5 mA sind in Abbildung 4.25(a) abgebildet. Bei positiven Strömen wird die Resonanzfrequenz mit steigendem Strom größer und die Signalamplitude steigt, die Form des Signals bleibt aber erhalten. Bei negativen Strömen ist eine sehr deutliche Änderung der Signalform zu erkennen und die Resonanzfrequenz sinkt mit steigendem Betrag des Gleichstroms. Die aus den Messdaten gewonnenen Resonanzfrequenzen für den bei +5 oder -5 mA präparierten Vortex sind in Abbildung 4.25(b) zusammengefasst. In beiden Fällen weist die Resonanzfrequenz einen Anstieg mit steigendem Strom vor, dieser Effekt muss aufgrund der Symmetrie durch den STT verursacht sein. Der Verlauf der Resonanzfrequenzen ist allerdings unterschiedlich. Die Resonanzfrequenz des bei -5 mA präparierten Vortex verläuft annähernd linear mit dem Strom. Die Resonanz des bei +5 mA präparierten Vortex hingegen zeigt bei kleinen Strömen eine größere Steigung, die mit zunehmendem Betrag des Stroms abnimmt. Dieser feine Unterschied muss auf das Oerstedfeld zurückzuführen

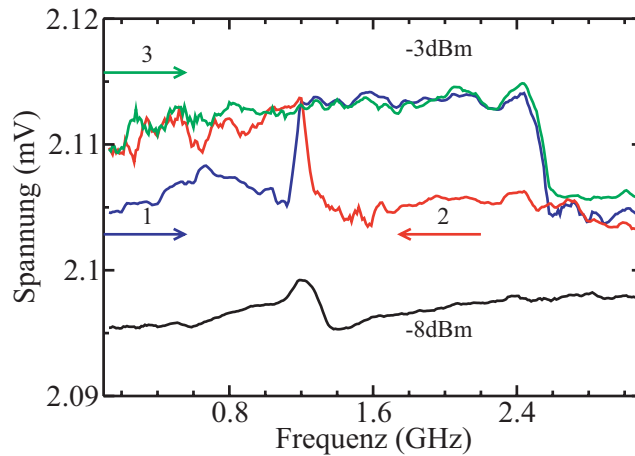


Abbildung 4.26: Messungen der Spin Torque angeregten ferromagnetische Resonanz des Vortexzustandes bei einem Strom von 1 mA, einem Magnetfeld von -20 mT entlang einer magnetisch leichten Achse der Eisenschichten und mit Mikrowellenleistungen von -8 und -3 dBm. Bei -3 dBm sind Schaltvorgänge zwischen dem niederohmigen Vortex- und dem hochohmigen, verkanteten Zustand bei 1,2 GHz, respektive 2,55 GHz zu erkennen.

sein. Wie genau dieses Magnetfeld die dynamischen Moden des Vortex beeinflusst kann im Detail nur durch mikromagnetische Simulationen untersucht werden.

**Schalten des Magnetisierungszustandes mit Mikrowellen** Erhöht man im Vergleich zu den Messungen aus Abbildung 4.23 die eingestrahlte Mikrowellenleistung noch weiter, so erkennt man bei der Vortexresonanzfrequenz einen plötzlichen Anstieg der Spannung und bei weiterer Erhöhung der eingestrahlten Frequenz bleibt diese Spannungslage erhalten (siehe Abb. 4.26). Da in diesen Messungen stets auch ein Gleichstrom von 1 mA fließt, kann man diesen Spannungsanstieg durch eine Widerstandsveränderung aufgrund eines Schaltens in den verkanteten Zustand entsprechend Bereich II aus Abbildung 4.13 erklären. Offensichtlich wird bei -3 dBm die gyrotrope Bewegung des Vortex so stark angeregt, dass er aus der Probe ausgestoßen wird und diese in den verkanteten Zustand ummagnetisiert. Wird die eingestrahlte Frequenz über 2,55 GHz erhöht, so wird der Vortexzustand wieder hergestellt. Offenbar wird hier die verkantete Struktur angeregt, ohne dass in anderen Messungen bei dieser Frequenz eine Resonanz der Struktur feststellbar wäre. Allerdings sind mit dieser Messmethode auch nur Resonanzen nachweisbar, die eine Widerstandsänderung hervorrufen. Die in Abbildung 4.26 dargestellten Messungen zeigen, dass ein hysteretisches Schalten zwischen diesen beiden Zuständen durch Mikrowelleneinstrahlung

möglich ist.

**Diskussion** Die Messungen der ST-FMR verdeutlichen, dass Gleichströme, Oerstedfelder und äußere Magnetfelder einen starken Einfluss auf die durch einen Wechselstrom angeregte Magnetisierungsdynamik haben. Durch weitere Experimente sollte es möglich sein, soviel Verständnis über diese Einflüsse zu bekommen, dass man Kontrolle über Zustände und ihre Dynamik gewinnt. Eine Idee, wie diese Kontrolle aussehen kann, ist im Mikrowellen-induzierten Schaltvorgang zwischen zwei Magnetisierungszuständen in Abbildung 4.26 zu erkennen.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Inhalt dieser Arbeit ist die strominduzierte Magnetisierungsdynamik in metallischen, säulenförmigen Nanostrukturen, die ein Schichtsystem von zwei ferromagnetischen Schichten, einer unmagnetischen Zwischenschicht und ebenfalls unmagnetischen Zuleitungen enthalten. Spinpolarisierte Ströme, die durch die magnetischen Schichten hervorgerufen werden und wieder mit diesen wechselwirken, erzeugen einerseits Widerstandsveränderungen aufgrund der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Schichten. Dies wird verursacht durch den Riesenmagnetowiderstandseffekt (giant magnetoresistance: GMR). Andererseits bewirken diese Ströme auch Drehmomente auf die Magnetisierungen, da ein direkter Übertrag von Spindrehimpuls an den Grenzflächen stattfindet, der sogenannte Spin Transfer Torque (STT). Dieser STT erzeugt eine vollkommen neue Art der Magnetisierungsdynamik, die in verschiedenen Strukturen auf ihre Besonderheiten untersucht wurde.

Kapitel 2 beschreibt die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge, wie die relevanten Energien, welche die statischen magnetischen Grundzustände in Nanoelementen beeinflussen, die Bewegungsgleichung, die die strominduzierte Dynamik einer Magnetisierung beschreibt und wie GMR und STT zustande kommen und wie sie zusammenhängen.

In Kapitel 3 wird die Herstellung der Proben von der Molekularstrahlepitaxie der magnetischen Schichtsysteme bis zur Lithographie der Mikro- und Nanostrukturen zusammengefasst und die Messtechnik beschrieben.

Kapitel 4 ist in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil werden die Messergebnisse an Nanosäulen von kreisförmigem Querschnitt mit einem Durchmesser von 70 nm beschrieben, die von unten nach oben eine Schichtabfolge von 20 nm Eisen, 6 nm Silber und 2 nm Eisen enthalten, wobei die 20 nm dicke Eisenschicht ausgedehnt auf der unteren Elektrode liegt. Auf diese Weise wird Streufeldkopplung zwischen den magnetischen Schichten minimiert. Der

statische, magnetische Grundzustand der Nanoelemente von 2 nm Dicke und 70 nm Durchmesser mit der Kristallanisotropie von kubisch-raumzentriertem Eisen ist aufgrund ihrer geringen Abmessungen eine homogene Ausrichtung in der Schichtebene. Dies lässt eine Analyse der statischen Messergebnisse mit dem Stoner-Wohlfarth-Modell und der dynamischen Ergebnisse mit Makrospinsimulationen zu. Das interessanteste Resultat ist der Nachweis einer signifikanten Asymmetrie von GMR und STT in der Abhängigkeit vom Winkel zwischen den beiden Magnetisierungen. Diese Asymmetrie ist aus theoretischen Berechnungen der beiden Effekte bekannt, wurde bisher aber nur für den GMR experimentell nachgewiesen. Hier konnte sie für beide Effekte in einem Experiment gezeigt werden. Des Weiteren wurde eine Hochfrequenzanregung der Magnetisierung bei sehr kleinen Magnetfeldern nachgewiesen, die ein Resultat der Interaktion zwischen STT und der magnetokristallinen Anisotropie der Eisenschicht ist. Solche HF-Anregungen bei kleinem Magnetfeld sind von technologischer Bedeutung für die Anwendung von Spin Torque Oszillatoren zur Signalerzeugung.

Es werden außerdem Ergebnisse von Messungen an parallel geschalteten Nanosäulen gezeigt. Der Nachweis von gekoppelten Hochfrequenzanregungen mehrerer Nanomagnete gelang aber leider nicht, was wohl auf fehlende Nachweisgenauigkeit des experimentellen Aufbaus im Zusammenhang mit zu schwachen Signalen von den Proben zurückzuführen ist. Mit einem verbesserten Messaufbau und/oder Proben mit lediglich zwei anstelle von fünf parallel geschalteten Säulen sollte dieses hochinteressante Experiment erfolgreich durchzuführen sein. Da der experimentelle Nachweis von gekoppelten Schwingungen einer großen Zahl von Nanosäulen noch nicht gezeigt wurde, ist es weiterhin interessant dies zu verwirklichen. Dabei zeigen Überlegungen zur Impedanzanpassung, dass eine Serienschaltung der Nanosäulen anzustreben wäre.

Im zweiten Teil von Kapitel 4 werden die Messergebnisse an Nanosäulen von 230 nm Durchmesser beschrieben mit der Schichtabfolge 2 nm Eisen, 6 nm Silber, 20 nm Eisen. Hier bleibt die 2 nm dicke Eisenschicht ausgedehnt. Die Nanoelemente mit 20 nm Dicke und 230 nm Durchmesser haben sehr ausgeprägt inhomogene, statische Magnetisierungszustände, so können sie z.B. einen magnetischen Vortex beinhalten, eine Struktur die den magnetischen Fluss in der Ebene schließt, aber im Zentrum einen Kern mit senkrechter Magnetisierung hat. Mittels mikromagnetischer Simulationen werden die quasistatischen Zustände in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld analysiert. Dann werden die besonderen Eigenschaften der strominduzierten Dynamik dieser Zustände studiert, wobei durch den großen Durchmesser der Strukturen die strominduzierten Magnetfelder (sog. Oerstedfelder) einen deutlichen Einfluss haben.

Es werden unter anderem Zustände und Schaltvorgänge beschrieben, die dahin gehend interpretiert werden, dass in beiden magnetischen Schichten ein Vortex vorliegt. Die Experimente zeigen, dass es möglich ist, verschiedenste relative Ausrichtungen der beiden Vortices durch Magnetfeldrampen unter dem Einfluss von Gleichströmen und den damit verknüpften Oerstedfeldern zu präparieren. Es gelang des Weiteren, strominduzierte Schaltvorgänge des Drehsinnes eines Vortex nachzuweisen. Diese spannenden Ergebnisse sind leider nicht durch mikromagnetische Simulationen nachstellbar, da eine magnetische Schicht ausgedehnt belassen wurde. Es erscheint daher sinnvoll, neue Proben herzustellen, bei denen beide magnetische Schichten lateral eingeschränkt werden und die durch eine verschiedene Materialwahl der beiden Schichten ein klarere Aufteilung in „fixierte“ und „freie“ Schicht aufweisen. Ziel ist es, die präsentierte Interpretation der hier durchgeführten Messungen zu bestätigen und reversibles, strominduziertes Schalten zwischen allen vier nachgewiesenen Widerstandsniveaus zu zeigen.

In Gleichstrom-getriebenen Hochfrequenzanregungen der gyrotropen Bewegung des Vortexzustandes ist der Drehsinn des Vortex unterscheidbar, da die Anregungen qualitative Unterschiede aufweisen. Aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften der Vortexdynamik ist es sogar möglich ein Phase-locking der gyrotropen Bewegung an äußere Mikrowellensignale zu zeigen. Mit der Methode der Spin Torque angeregten ferromagnetischen Resonanz (ST-FMR), die FMR Untersuchungen einzelner Nanostrukturen über die Detektion des Spannungsabfalls an der Struktur möglich macht, wird ebenfalls die Abhängigkeit der Dynamik des Vortexzustands von Oerstedfeldern, äußeren Magnetfeldern, der Anregungsamplitude und Gleichströmen untersucht. Die experimentellen Resultate zeigen ein reichhaltiges Verhalten und müssen noch weiter untersucht werden.

Besonders die Experimente im zweiten Teil des vierten Kapitels zeigen, dass die strominduzierte Dynamik von magnetischen Nanoelementen vielen Einflüssen unterliegt. Die korrekte Behandlung nicht nur des Spin Transfer Torque sondern auch zusätzlicher Effekte, wie sie z.B. durch die Oerstedfelder entstehen, ist komplex. Die Interpretation von Messergebnissen und die mikromagnetische Simulation der Vorgänge wird dadurch schwierig. Die Möglichkeit Spin- und Ladungsströme zu trennen und damit STT und Oerstedfeld voneinander zu separieren ist darum eine interessante Perspektive, die in Zukunft weiter verfolgt werden sollte.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, *Enhanced Magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [2] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau und F. Petroff, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [3] S. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*, Science **294**, 1488 (2001).
- [4] L. Berger, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [5] J. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [6] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers und D. C. Ralph, *Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
- [7] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. B. Youssef und H. Legall, *Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001).
- [8] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman und D. C. Ralph, *Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current*, Nature **425**, 380 (2003).
- [9] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1995).



- [10] M. J. Donahue und R. D. McMichael, *Exchange Energy Representations in Computational Micromagnetics*, Physica B **233**, 272 (1997).
- [11] R. O. Handley, *Modern magnetic materials* (Wiley, New York, 2000).
- [12] A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Berlin, 1998).
- [13] H. Hoffmann und F. Steinbauer, *Single domain and vortex state in ferromagnetic circular nanodots*, J. Appl. Phys. **92**, 5463 (2002).
- [14] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern und R. Wiesendanger, *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores*, Science **298**, 577 (2002).
- [15] R. P. Cowburn, *Property variation with shape in magnetic nanoelements*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R1 (2000).
- [16] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, Phys. Z. Sowietunion **8**, 153 (1935).
- [17] T. L. Gilbert, *A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field*, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [18] C. Kittel und H. Krömer, *Thermodynamik* (R. Oldenbourg Verlag, München Wien, 2001).
- [19] A. A. Thiele, *Steady-State Motion of Magnetic Domains*, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
- [20] K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima und K. Fukamichi, *Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks*, J. Appl. Phys. **91**, 8037 (2002).
- [21] S. Parkin, N. More und K. Roche, *Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr*, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [22] S. Parkin, *Systematic Variation of the Strength and Oscillation Period of Indirect Magnetic Exchange Coupling through the 3d, 4d, and 5d Transition Metals*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3598 (1991).
- [23] D. E. Bürgler und P. Grünberg, *Vorlesungsmanuskripte des 32. IFF-Ferienkurses 'Neue Materialien für die Informationstechnik'* (Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 2001).

- [24] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer und D. C. Ralph, *Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B **62**, 12317 (2000).
- [25] M. D. Stiles und A. Zangwill, *Anatomy of spin-transfer torque*, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002).
- [26] J. Slonczewski, *Currents and torques in metallic magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **247**, 324 (2002).
- [27] M. D. Stiles und A. Zangwill, *Noncollinear spin transfer in Co/Cu/Co multilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 6812 (2002).
- [28] A. Brataas, Y. Nazarov und G. Bauer, *Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations*, Eur. Phys. J. B **22**, 99 (2001).
- [29] A. A. Kovalev, A. Brataas und G. E. W. Bauer, *Spin transfer in diffusive ferromagnetnormal metal systems with spin-flip scattering*, Phys. Rev. B **66**, 224424 (2002).
- [30] A. Shpiro, P. M. Levy und S. Zhang, *Self-consistent treatment of nonequilibrium spin torques in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B **67**, 104430 (2003).
- [31] S. Urazhdin, H. Kurt, M. AlHajDarwish, N. O. Birge, W. P. Pratt, Jr. und J. Bass, *Manipulating current-induced magnetization switching*, J. Appl. Phys. **97**, 10C701 (2005).
- [32] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann und V. Dugaev, *Macroscopic description of spin transfer torque*, Mater. Sci. Eng. B **126**, 271 (2006).
- [33] T. Valet und A. Fert, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
- [34] J. Xiao, A. Zangwill und M. D. Stiles, *Boltzmann test of Slonczewskis theory of spin-transfer torque*, Phys. Rev. B **70**, 172405 (2004).
- [35] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann und V. K. Dugaev, *From giant magnetoresistance to current-induced switching by spin transfer*, Phys. Rev. B **72**, 024426 (2005).
- [36] F. B. Mancoff, R. W. Dave, N. D. Rizzo, T. C. Eschrich, B. N. Engel und S. Tehrani, *Angular dependence of spin-transfer switching in a magnetic nanostructure*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1596 (2003).

- [37] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 1996).
- [38] D. E. Bürgler, C. M. Schmidt, J. A. Wolf, T. M. Schaub und H. J. Güntherodt, *Ag films on Fe/GaAs(001): from clean surfaces to atomic Ga structures*, Surf. Sci. **366**, 295 (1996).
- [39] R. Lehndorff, *Strominduzierte Mikrowellensignale in Nanomagnetten*, Diplomarbeit, Universität zu Köln (2005).
- [40] B. Montigny und J. Miltat, *Micromagnetic simulations of current-induced microwave excitations*, J. Appl. Phys. **97**, 10C708 (2005).
- [41] D. Berkov und N. Gorn, *Transition from the macrospin to chaotic behavior by a spin-torque driven magnetization precession of a square nanoelement*, Phys. Rev. B **71**, 052403 (2005).
- [42] M. Buchmeier, B. K. Kuanr, R. R. Gareev, D. E. Bürgler und P. Grünberg, *Spin waves in magnetic double layers with strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling: Theory and experiment*, Phys. Rev. B **67**, 184404 (2003).
- [43] R. Hertel, W. Wulfhekel und J. Kirschner, *Domain-Wall Induced Phase Shifts in Spin Waves*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257202 (2004).
- [44] J. J. Paggel, T. Miller und T.-C. Chiang, *Temperature Dependent Complex Band Structure and Electron-Phonon Coupling in Ag*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1415 (1999).
- [45] M. D. Stiles und D. R. Penn, *Calculation of spin-dependent interface resistance*, Phys. Rev. B **61**, 3200 (2000).
- [46] J. Bass und K. H. Fischer, *Metals: Electronic Transport Phenomena: Electrical Resistivity, Kondo and Spin Fluctuation Systems, Spin Glasses and Thermopower*, editiert von K.-H. Hellwege und J. L. Olsen, Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Vol. 15, Pt. A, (Springer, Berlin 1982), S. 36.
- [47] R. Lehndorff, M. Buchmeier, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel und C. M. Schneider, *Asymmetric spin-transfer torque in single-crystalline Fe/Ag/Fe nanopillars*, Phys. Rev. B **76**, 214420 (2007).
- [48] R. Lehndorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel und C. M. Schneider, *Spin-Transfer Induced Dynamic Modes in Single-Crystalline Fe-Ag-Fe Nanopillars*, IEEE Trans. Magn. **44**, 1951 (2008).

- [49] V. S. Anishchenko, V. Astakhof, A. Neiman, T. Vadicasova und L. Schimansky-Geier, *Nonlinear Dynamics of Chaotic and Stochastic Systems: Tutorial and Modern Developments* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2002).
- [50] S. H. Strogatz und I. Stewart, *Coupled Oscillators and Biological Synchronization*, Scientific American **269**, 68 (1993).
- [51] S. H. Strogatz, D. M. Abrams, A. McRobie, B. Eckhardt und E. Ott, *Crowd synchrony on the Millennium Bridge*, Nature: Brief Communications **438**, 43 (2005).
- [52] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, R. L. Rodriguez-Suarez und A. Azevedo, *Mode Locking of Spin Waves Excited by Direct Currents in Microwave Nano-oscillators*, Phys. Rev. Lett. **98**, 087202 (2007).
- [53] B. Georges, J. G. M. Darques, V. Cros, C. Deranlot, B. Marcilhac, G. Faini und A. Fert, *Coupling Efficiency for Phase Locking of a Spin Transfer Nano-Oscillator to a Microwave Current*, Phys. Rev. Lett. **101**, 017201 (2008).
- [54] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel und S. Tehrani, *Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices*, Nature **473**, 393 (2005).
- [55] M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. E. Russek, S. Kaka und J. A. Katine, *Electrical Measurements of Spin-Wave Interaction of Proximate Spin Transfer Nanooscillators*, Phys. Rev. Lett. **97**, 087206 (2006).
- [56] J. Grollier, V. Cros und A. Fert, *Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents*, Phys. Rev. B **73**, 060409 (2006).
- [57] B. van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. Chou, T. Tylicszak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. Back und G. Schütz, *Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field*, Nature **444**, 7118 (2006).
- [58] S.-K. Kim, Y.-S. Choi, K.-S. Lee, K. Y. Guslienko und D.-E. Jeong, *Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots*, Appl. Phys. Lett. **91**, 082506 (2007).
- [59] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno und Y. Otani, *Magnetic vortex dynamics induced by spin-transfer torque*, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 2041 (2007).

- [60] V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph und R. A. Buhrman, *Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current*, Nat. Phys. **3**, 498 (2007).
- [61] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville und T. Ono, *Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk*, Nat. Mater. **6**, 269 (2007).
- [62] A. Kakay, S. Gliga, R. Hertel, R. Lehdorff, D. E. Bürgler und C. M. Schneider, *Origin of blueshift in current-driven excitations of iron nanomagnets*, In Vorbereitung zur Veröffentlichung.
- [63] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle und C. M. Schneider, *Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores*, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
- [64] J. R. Eshbach, *Spin-wave propagation and the magnetoelastic interaction in Yttrium Iron Garnet*, Phys. Rev. Lett. **8**, 357 (1962).



# Danksagung

Ich danke:

Dr. D. E. Bürgler für die gute Betreuung, Diskussionen, Anregungen und unterhaltsame Konferenzbesuche.

Prof. Dr. C. M. Schneider für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Festkörperforschung – Elektronische Eigenschaften des Forschungszentrum Jülich zu verfassen.

Prof. Dr. L. H. Tjeng für die Übernahme des Koreferats.

Prof. Dr. T. Nattermann für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Allen Kollegen aus dem Institut für Festkörperforschung – Elektronische Eigenschaften für die nette Arbeitsatmosphäre und ihre Hilfe. Meinem Vorgänger an den Nanosäulen H. Dassow für unbezahlbare Vorarbeit und meinem Nachfolger V. Sluka, dass er das Know-how weiterträgt. Besonders auch R. Schreiber für eine Vielzahl von magnetischen Schichten, F.-J. Köhne und H. Pfeifer für technische Unterstützung an Messaufbauten und -geräten. Prof. Dr. P. Grünberg für einige aufregende Tage im Jahr 2007.

Prof. Dr. Z. Celinski und Dr. V. Zagorodnii von der University of Colorado at Colorado Springs, USA für ihre Gastfreundlichkeit und die Unterstützung bei der Durchführung der Spin Torque-FMR Messungen. Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst für die Förderung des Aufenthaltes in Colorado Springs durch ein Doktorandenstipendium.

Den Mitarbeitern des Instituts für Bio- und Nanosysteme – Prozesstechnologie für die komfortable Arbeitssituation im Reinraum und allen dazugehörigen Einrichtungen.

Dr. N. Klein und Dr. S. Danylyuk vom Institut für Bio- und Nanosysteme – Bioelektronik für die Beratung in Hochfrequenzfragen und das Leihen der Messtechnik.

Meinen Eltern für die Unterstützung während des gesamten Studiums. Meinen Geschwistern – einfach so.

Meiner Frau Maike.





# Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Dr. Daniel E. Bürgler betreut worden.

Teilpublikationen:

- R. Lehndorff, M. Buchmeier, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel und C. M. Schneider, *Asymmetric spin-transfer torque in single-crystalline Fe/Ag/Fe nanopillars*, Phys. Rev. B **76**, 214420 (2007)
- R. Lehndorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel und C. M. Schneider, *Spin-transfer Induced Dynamic Modes in Single-Crystalline Fe-Ag-Fe Nanopillars*, IEEE Trans. Magn. **44**, 1951 (2008)

Köln, November 2008

---

(Ronald Lehndorff)



# Lebenslauf

## Angaben zur Person

---

Name Dipl.-Phys. Ronald Lehndorff  
Adresse Niehler Str. 64  
50733 Köln  
Telefon 0221 / 7883976  
E-mail rlehndorff@netcologne.de  
Staatsangehörigkeit deutsch  
Geburtsdatum 17.05.1979  
Geburtsort Konstanz  
Familienstand verheiratet

## Studium und Schulbildung

---

11 / 2008 **Promotion** in Experimentalphysik, Universität zu Köln, Thema: *Strominduzierte Magnetisierungsdynamik in einkristallinen Nanosäulen*  
10 / 2005 **Diplom** in Physik, Universität zu Köln  
*Strominduzierte Mikrowellensignale in Nanomagnetten*  
Gesamtnote: sehr gut  
10 / 1999 – 10 / 2005 Studium der Physik, Universität zu Köln  
1998 **Abitur**, Dreikönigsgymnasium Köln  
1990 – 1998 Dreikönigsgymnasium Köln  
1989 – 1990 Alexander-von-Humboldt-Gymnasium Konstanz  
1985 – 1989 Grundschule, Konstanz

## Beruflicher Werdegang

---

seit 10 / 2005 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter** in der Arbeitsgruppe „Spintronik“ bei PD Dr. D. E. Bürgler am Institut für Festkörperforschung Elektronische Eigenschaften, Forschungszentrum Jülich GmbH  
*Herstellung und elektrische Charakterisierung von magnetischen Nanostrukturen, Betreuung des „cni Ferienpraktikum Nanoelektronik“*

- 03 / 2008 – 06 / 2008 **Stipendiat** des Deutschen Akademischen Austauschdienstes, Forschungsaufenthalt an der Universität von Colorado in Colorado Springs, USA, Arbeitsgruppe für Magnetismus bei Prof. Z. Celinski  
*Messungen zur Hochfrequenzabsorption in magnetischen Nanoelementen*
- 10 / 2004 – 10 / 2005 **Studentische Hilfskraft** in der Arbeitsgruppe „Spintronik“ bei PD Dr. D. E. Bürgler am Institut für Festkörperforschung Elektronische Eigenschaften, Forschungszentrum Jülich GmbH  
*Herstellung und Charakterisierung von magnetischen Nanostrukturen, Aufbau einer Apparatur zum Nachweis von Hochfrequenzsignalen*
- 04 / 2003 – 03 / 2004 Studentische Hilfskraft am II. Physikalischen Institut der Universität zu Köln  
*Betreuung des Anfängerpraktikums „Optik und Elektrik“*
- 04 / 2002 – 03 / 2003 Studentische Hilfskraft am Institut für Biologie und ihre Didaktik der Universität zu Köln  
*Systemadministration, Betreuung des Internetauftritts und der Literaturdatenbank*

Köln, November 2008

---

(Ronald Lehndorff)