

Spinwelleninterferenz in ferromagnetischen Streifen und Rollen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
ANDREAS KROHN
aus Pinneberg

Hamburg
2010

Gutachter der Dissertation:	Professor Dr. Detlef Heitmann Professor Dr. Ulrich Merkt
Gutachter der Disputation:	Professor Dr. Detlef Heitmann Professor Dr. Wolfgang Hansen
Datum der Disputation:	15.01.2010
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Professor Dr. Alexander Lichtenstein
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Professor Dr. Jochen Bartels
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Professor Dr. Heinrich Graener

Inhaltsangabe

Die vorliegende Arbeit behandelt die Interferenz von Spinwellen in ferromagnetischen Mikrostrukturen. Es wurden Streifen und aufgerollte Filme aus Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) mit Hilfe eines Raster-Kerr-Mikroskops sowie mit breitbandiger Mikrowellenspektroskopie untersucht. Für die Interpretation der Ergebnisse wurde ein analytisches Modell aus (*Kalinikos & Slavin, 1986*) für unsere Systeme adaptiert und im Falle der aufgerollten Strukturen durch mikromagnetische Simulationen unterstützt. Das hier verwendete Modell beschreibt die Ausbildung von quantisierten Spinwellen in rechteckigen, dünnen ferromagnetischen Systemen und berücksichtigt dabei sowohl die Austausch- als auch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

Das im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute Raster-Kerr-Mikroskop besitzt eine Zeitauflösung von unter einer Pikosekunde sowie eine Ortsauflösung von 700 nm. Es verwendet zur Anregung der magnetischen Strukturen eine kontinuierliche Mikrowellenquelle, welche mit dem verwendeten Kurzpulslaser phasenfest gekoppelt ist. Dies ermöglicht eine frequenzabhängige Untersuchung der Ausbreitung von Spinwellen in ferromagnetischen Systemen.

Die zeit- und orts aufgelösten Messungen an den Streifen zeigen die Quantisierung von Spinwellen transversal zur Streifenachse. Die Ausbreitung von Spinwellen entlang des Streifens erzeugt ein zeitlich variables Interferenzmuster, da die transversalen Moden jeweils eigene Dispersionskurven für die sich ausbreitenden Spinwellen definieren. Die beiden dominierenden Spinwellenmoden konnten aus dem gemessenen Interferenzmuster einzeln rekonstruiert werden, wodurch es möglich war, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Moden zu ermitteln. Die daraus erhaltenen Wellenvektoren stimmen gut mit dem oben genannten Modell überein.

Für die Erzeugung der ferromagnetischen Rollen wurden Py-Filme auf eine gespannte Halbleiterstruktur aufgebracht, welche sich in einem Relaxationsprozess aufrollt. Die Mikrowellenspektroskopie an den aufgerollten Py-Filmen ergaben mehrere Resonanzen, welche umlaufenden und konstruktiv interferierenden Spinwellen zugeordnet werden konnten. Bei dieser Interpretation wurde das genannte Modell für rechteckige Strukturen mit Hilfe von periodischen Randbedingungen an die Zylindergeometrie angepasst. Die mehrlagige Rolle wird bezüglich der magnetischen Eigenschaften mit einer effektiven Schichtdicke beschrieben. Obwohl die Rolle keine geschlossene magnetische Schicht besitzt, ist die Übereinstimmung mit dem Modell sehr gut. Der Grund dafür ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, welche eine Kopplung zwischen den durch ca. 20 nm Halbleitermaterial voneinander getrennten magnetischen Lagen ermöglicht.

Abstract

The present work covers spin-wave interference in ferromagnetic microstructures. We performed measurements on stripes and rolled-up films of permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) using a scanning Kerr microscope and broadband microwave spectroscopy. We interpret our findings utilizing micromagnetic simulations and an analytical model by (*Kalinikos & Slavin, 1986*) describing the formation of quantized spin waves in rectangular, thin ferromagnetic systems with respect to exchange as well as dipole-dipole interaction.

Within this work we built up a new Kerr microscope with a temporal resolution of less than a picosecond and a spatial resolution of 700 nm. To excite the magnetic structures we use cw-microwaves, which are coupled to the pulse laser of the microscope with a fixed phase relation. This allows the investigation of propagating spin waves in ferromagnetic systems in dependence of the excitation frequency.

Temporally and spatially resolved measurements on magnetic stripes reveal quantized spin waves transverse to the axis of the stripe. Since every quantized wave defines its own dispersion relation the propagation of the spin-wave modes along the stripe creates a specific temporal interference pattern. We could reconstruct the two dominant modes and determine the phase velocity as well as the wave vectors of the single modes. The findings are consistent with the model mentioned above.

To build a rolled-up ferromagnetic tube, we prepare a permalloy film on a strained semiconductor multilayer that releases its strain by rolling up. Microwave spectroscopy on the tubes revealed multiple resonances that could be attributed to spin waves propagating around the circumference of the tube undergoing constructive interference. This interpretation is supported by applying periodic boundary conditions in a cylindrical geometry of the model for rectangular structures. The multilayered tube is described by an effective wall thickness regarding the magnetic properties. Despite the spiral shape of the magnetic layers the model describes the results very well. This can be explained by the dipole-dipole interaction coupling of the individual layers that are separated by more than 20 nm of semiconductor material.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsangabe	I
Abstract	II
Abbildungsverzeichnis	V
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	3
2.1 Ferromagnetismus	3
2.1.1 Energiebeiträge und Felder	3
2.2 Magnetisierungsdynamik	6
2.2.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	6
2.2.2 Die Kittel-Formel	7
2.3 Spinwellen	8
2.3.1 Dispersionsrelation für endliche, ferromagnetische Systeme	9
3 Experimentelle Grundlagen	11
3.1 Aufbau des zeit- und ortsauflösenden Kerr-Mikroskops	11
3.1.1 Der magnetooptische Kerr-Effekt	11
3.1.2 Das Kerr-Mikroskop	14
3.1.3 Erzeugung und Nutzung von Mikrowellen	18
3.1.4 Das Messprinzip	19
3.2 Breitbandige Mikrowellen Spektroskopie	21
3.2.1 Aufbau des FMR-Experiments	21
3.2.2 Durchführung einer Messung	22
4 Experimente an ferromagnetischen Streifen	23
4.1 Präparation der Permalloy-Streifen	24
4.1.1 Koplanare Wellenleiter	24
4.1.2 Permalloy-Streifen	26
4.1.3 Kontaktierung	26
4.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften	27
4.2.1 Ferromagnetische Resonanz	28
4.2.2 FMR mit MOKE	29
4.3 Interferenz von Spinwellen-Moden	31
4.3.1 Dispersionsrelation für die Streifengeometrie	31
4.3.2 Trennung der Spinwellen-Moden	33

4.3.3	Ermittlung der Phasengeschwindigkeit	38
5	Experimente an ferromagnetischen Rollen	41
5.1	Präparation der Rollen	41
5.1.1	Halbleiter-Heterostruktur	41
5.1.2	Definition einer Rolle	42
5.2	Charakterisierung	44
5.2.1	Übersicht der Rollen	44
5.2.2	Ferromagnetische Resonanz des Films	45
5.3	Interferenz umlaufender Spinwellen-Moden	46
5.3.1	Dispersion für die Rollengeometrie	46
5.3.2	Interferenz	48
5.4	Rollen außerhalb der Beschreibung	56
5.4.1	Hohe effektive Dicke	56
5.4.2	Übergang zu Backward-Volume-Moden	57
5.5	Kerr-Mikroskopie an Rollen	58
5.5.1	Herausforderungen	58
5.5.2	FMR mit MOKE	59
6	Zusammenfassung und Ausblick	61
7	Anhang	63
7.1	Geometrische Parameter des Wellenleiters	63
7.2	Prozessparameter	64
7.3	Parameter der Kupferplatine	66
	Literaturverzeichnis	71
	Publikationen	73
	Danksagung	75

Abbildungsverzeichnis

2	Physikalische Grundlagen	
2.1	Präzession der Magnetisierung um das Magnetfeld	7
2.2	Geometrie für einen rechteckiges, ferromagnetisches Element	9
3	Experimentelle Grundlagen	
3.1	Übersicht der drei Geometrien des Kerr-Effekts	12
3.2	Zeichnung der optischen Komponenten des Kerr-Mikroskops	15
3.3	Herleitung der Kerr-Rotation aus den Signalen der Photodioden	16
3.4	Konstruktionszeichnung des Magnetsystems	17
3.5	Zeichnung der Mikrowellenleitung des Kerr-Mikroskops.	19
3.6	Prinzip der Phasenkopplung	20
3.7	Zeichnung zur Mikrowellenspektroskopie	21
4	Experimente an ferromagnetischen Streifen	
4.1	Wellenleiter schematisch	24
4.2	Fertiger Wellenleiter und Platine	25
4.3	Mikroskopaufnahme der Streifen	27
4.4	FMR-Messung in Damon-Eshbach-Geometrie	28
4.5	Kerr-Signal neben und auf der Resonanzfrequenz	29
4.6	Vergleich des Kerr-Signals mit der Mikrowellenspektroskopie	31
4.7	Dispersionsrelation im Streifen	32
4.8	Rastermessung an einem Permalloy-Streifen	33
4.9	Zeitliche Entwicklung der Spinwelle	35
4.10	Schnitte entlang der x-Achse des Streifen	37
4.11	Rekonstruierte einzelne Spinwellen-Moden mit Dämpfung	38
4.12	Phasengeschwindigkeit von Spinwellen.	39
4.13	Vergleich der Wellenvektoren	40
5	Experimente an ferromagnetischen Rollen	
5.1	Halbleiter-Heterostruktur und Rollprozess	42
5.2	REM-Aufnahme von fertigen Rollen auf einem Substratwafer	43
5.3	fertige Rolle auf dem CPW entlang des Signalleiters	44
5.4	FMR-Messung an einem Permalloy-Film	45
5.5	Messungen an R1 und R2 in axialer Feldgeometrie	48
5.6	Hard-Axis-Dispersion der beiden Rollen R1 und R2	49
5.7	Analyse der Mikrowellenspektroskopie für die Rollen R1 und R2	50
5.8	Berechnete Dispersionsrelation für R1	52

5.9	Geometrie für die Simulation der Kopplung zwischen ferromagnetischen Streifen	54
5.10	Simulierte Resonanzfrequenzen für einen bzw. vier Streifen	54
5.11	Amplitude und Phase der transversalen Grundmode im Streifen-system	55
5.12	Analyse von Rolle R3	56
5.13	Messung an R3 in transversaler Geometrie	57
5.14	Vergleich des Kerr-Signals mit der Mikrowellenspektroskopie	59
7	Anhang	
7.1	Skizze zur Geometrie des verwendeten Wellenleiters.	63

1 Einleitung

Die Untersuchung von magnetischen Effekten in Strukturen mit einer Ausdehnung von Nano- und Mikrometern ist ein stark wachsendes Forschungsgebiet. Die Aussicht einer Verschmelzung klassischer Elektronik mit magnetischen Effekten ist eine Triebfeder dieser Forschung. Ein Teilaspekt in diesem Feld ist die Untersuchung der Eigenschaften von Spinwellen. Diese hängen stark von der verwendeten Geometrie der ferromagnetischen Struktur ab und lassen sich daher auf diesem Wege beeinflussen. Von einem dünnen Film ausgehend ergeben sich durch eine weitere laterale Einschränkung z.B. Quantisierungseffekte für Spinwellen-Moden in Streifen (*Mathieu et al.*, 1998), Scheiben (*Jorzick et al.*, 1999) oder Quadraten (*Tamaru et al.*, 2002; *Perzlmaier et al.*, 2005), und durch inhomogene Feldverteilungen kommt es zur Lokalisierung von Spinwellen in den untersuchten Geometrien (*Park et al.*, 2002; *Jorzick et al.*, 2002; *Giesen et al.*, 2007; *Topp et al.*, 2008). Es wurden bereits erste theoretische und praktische Konzepte vorgestellt, die Spinwellen oder magnetische Domänen in logischen Schaltkreisen verwenden. Beispielsweise werden in (*Allwood et al.*, 2002) und (*Kostylev et al.*, 2005) realisierte NOT-Gatter sowie daraus erstellte Register vorgestellt. In (*Khitun et al.*, 2007) wird die Anwendbarkeit von Spinwellen zum Transport von Informationen theoretisch untersucht. Für diese Experimente ist das grundlegende Verständnis und die Kontrolle der Spinwellenausbreitung entlang ferromagnetischer Leiter elementar.

In der hier vorgestellten Arbeit beschäftigen wir uns mit der Ausbreitung von Spinwellen in zwei unterschiedlichen Systemen: Ferromagnetische Streifen und Rollen. Zur Untersuchung stehen zwei experimentelle Aufbauten zur Verfügung. Wir verwenden ein im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebautes Raster-Kerr-Mikroskop und ein Experiment zur breitbandigen Mikrowellenspektroskopie. Das Kerr-Mikroskop ist in der Lage, die durch CW-Mikrowellen angeregten Spinwellen mit einer zeitlichen Auflösung von etwa einer Pikosekunde sowie einer räumlichen Auflösung von 700 nm abzubilden. Dazu haben wir in Zusammenarbeit mit der Firma Parzich einen Mikrowellensynthesizer entwickelt, der die Mikrowellen phasenfest an die im Raster-Kerr-Mikroskop verwendeten Laserpulse koppelt.

Das erste untersuchte System sind Streifen aus Permalloy (Py)¹, die entlang ihrer kurzen Achse magnetisiert sind. Wir regen Spinwellen an, die sich entlang des Streifens ausbreiten. Durch die geometrische Einschränkung der Streifenbreite ergibt sich eine Quantisierung der Spinwellen, und die Ausbreitung dieser Spinwellenmoden entlang des Streifens führt zu Interferenz. Die Anteile der beiden wichtigen Moden an

¹In der Literatur finden sich verschiedene Nickel-Eisen-Legierungen mit der Bezeichnung Permalloy. In dieser Arbeit verwenden wir Ni₈₀Fe₂₀.

dieser Interferenz konnten erstmals getrennt werden und ermöglichen die Analyse der Eigenschaften der einzelnen Moden.

Das zweite untersuchte System besteht aus aufgerollten Filmen die eine neue dreidimensionale Struktur darstellen. In (*Prinz et al., 2000*) wurde gezeigt, dass sich verspannte Halbleiter-Bilayer herstellen lassen die sich zu zylindrischen Systemen aufrollen. Diese Rollen werden in verschiedenen Gebieten z.B. als optische Mikroresonatoren (*Kipp et al., 2006*) oder als Linsen aus Metamaterial (*Schwaiger et al., 2009*) untersucht. In dieser Arbeit wird dieser Rollmechanismus verwendet, um ferromagnetische Rollen aus Permalloy herzustellen. Zur Untersuchung dieser Rollen wird breitbandige Mikrowellenspektroskopie und auch die zeit- und orts aufgelöste Kerr-Mikroskopie verwendet. Wir können, ähnlich wie in Ring-Strukturen (*Podbielski et al., 2006*), umlaufende Spinwellen nachweisen, die miteinander konstruktiv interferieren. Damit ergibt sich eine Parallele zu den bekannten Whispering-Gallery-Moden, die in der Akustik und Optik bereits lange bekannt sind (*Rayleigh, 1910*).

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen für die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen dargestellt. Es können nicht alle Themen grundlegend analysiert und hergeleitet werden, weshalb hier teilweise nur die dahinter stehende Idee vermittelt werden soll.

2.1 Ferromagnetismus

Ein Festkörper, der einem Magnetfeld \vec{H} ausgesetzt ist, besitzt ein magnetisches Moment \vec{M} . Es ist definiert als Dichte der magnetischen Dipolmomente \vec{m} im Festkörper und hängt gemäß $\vec{M} = \hat{\chi}\vec{H}$ mit dem Magnetfeld zusammen. Die magnetische Suszeptibilität $\hat{\chi}$ differenziert über ihren Wert und das Vorzeichen zwischen drei Materialklassen: Diamagneten besitzen ein skalares $\chi < 0$, während Paramagneten ein skalares $\chi > 0$ besitzen. Die dritte Materialklasse besteht aus den Ferromagneten, Antiferromagneten und Ferrimagneten. Bei diesen ist $\hat{\chi}$ ein Tensor und hängt vom externen Feld und dessen Vorgeschichte ab. Bei diesen Materialien kommt es zu einer spontanen Ordnung der magnetischen Momente, unabhängig von der Anwesenheit eines äußeren Feldes. Das prominenteste Beispiel dieser Auswirkung ist die Hysterese-Kurve eines Ferromagneten (*Kittel*, 2002). Im Folgenden betrachten wir insbesondere den Ferromagnetismus und die dabei relevanten Wechselwirkungen bzw. Energiebeiträge.

2.1.1 Energiebeiträge und Felder

Die Gesamtenergie in einem Ferromagneten setzt sich aus den Energiebeiträgen mehrerer Wechselwirkungen zusammen. Dazu gehören die Austauschwechselwirkung, die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Diese für den Ferromagnetismus maßgeblichen Energiebeiträge werden hier vorgestellt.

Austauschenergie

Der größte Energiebeitrag resultiert aus der Austausch-Wechselwirkung. Sie beschreibt das Vielteilchensystem aller Elektronen bzw. deren magnetischen Momente \vec{S}_i und führt zu einer parallelen Ausrichtung von benachbarten magnetischen

Momenten. Die Austauschenergie ergibt sich aus der Summe aller miteinander in Wechselwirkung tretender Elektronen:

$$E_{\text{aus}} = - \sum_{i,j} J_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad , \quad (2.1)$$

mit dem Austauschintegral $J_{i,j}$, welches den Überlapp der Wellenfunktionen der beiden zugehörigen Elektronen beschreibt. In erster Näherung ist dieser Überlapp nur zwischen nächsten Nachbarn von Bedeutung. Daher kann Gleichung 2.1 in eine Taylor-Reihe für Nachbarn mit kleinen Auslenkungen entwickelt werden (Kronmüller, 2003). Hieraus erhalten wir die Dichte der Austauschenergie e_{aus} mit

$$e_{\text{aus}} = \sum_{i=x,y,z} A \cdot (\nabla m_i)^2. \quad (2.2)$$

Dabei ist A die Austauschkonstante und die m_i sind die Komponenten der normierten Magnetisierung \vec{M}/M_S die sich aus dem Magnetischen Moment \vec{M} und der Sättigungsmagnetisierung M_S ergeben. Die Austauschenergie wird minimal, wenn alle magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet sind. Eine direkte Auswirkung dieser Austauschenergie ist die Bildung von einzelnen Domänen in kleinen, magnetischen Partikeln oder die Entstehung von Domänenwänden in ausgedehnten Strukturen. Die Breite solcher Domänenwände wird durch die Austauschwechselwirkung bestimmt. Über die Beziehung

$$l_s = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (2.3)$$

kann eine magnetische Austauschlänge l_s definiert werden, die die Reichweite der Austauschwechselwirkung beschreibt. Diese Länge ist für mikromagnetische Simulationen wichtig, da hier das zu simulierende Volumen in einzelne Zellen aufgeteilt wird, deren Ausdehnung kleiner als l_s sein sollte. (vgl. Kapitel 5.3.2).

Demagnetisierungsenergie

Die langreichweitige Wechselwirkung zweier magnetischer Dipole zwingt beide in eine antiparallele Konfiguration. Die damit assoziierte Energie wird Demagnetisierungsenergie genannt. Sie beschreibt die Energie eines Festkörpers in seinem eigenen Streufeld H_S und wird mit

$$E_D = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_S dV \quad (2.4)$$

beschrieben. Es ist anschaulich klar, dass dieser Energiebeitrag die Magnetisierung so beeinflusst, dass das Streufeld der Struktur minimiert wird. Das Feld \vec{H}_S wird innerhalb des Festkörpers als Demagnetisierungsfeld \vec{H}_D bezeichnet und kann mit der Magnetisierung \vec{M} dargestellt werden:

$$\vec{H}_D = -\hat{N}\vec{M}. \quad (2.5)$$

Der Demagnetisierungstensor \hat{N} ist von der Form des Festkörpers abhängig und im Allgemeinen nicht homogen. In (Schlomann, 1962) wird jedoch gezeigt, dass $Sp(\hat{N}) = 1$ für jede Form gilt.

Zeeman-Energie

Ein magnetisches Moment kann in einem externen Magnetfeld zwei Zustände annehmen, die energetisch durch die Zeeman-Energie getrennt sind. Für einen ferromagnetischen Festkörper kann dies als die Energiedichte

$$e_Z = -\mu_0 \vec{H}_{\text{ext}} \cdot \vec{M} \quad (2.6)$$

dargestellt werden.

Anisotropieenergie

Die Anisotropie in einem realen System kann ebenfalls einen Energiebeitrag liefern. Es können mehrere Arten von Anisotropie betrachtet werden. Die erste ist die Kristallanisotropie. Diese resultiert aus der Tatsache, dass in einem Material eine Kristallachse gegenüber einer anderen leichter zu magnetisieren sein kann. Dadurch ist die Bezeichnung der leichten und schweren Achse bestimmt. Für Permalloy ist jedoch diese Kristallanisotropie verschwindend klein (*Yin et al.*, 2006), so dass dieser Beitrag vernachlässigt wird. Die zweite Art ist die Oberflächenanisotropie. Sie wird durch die Symmetriebrechung an der Oberfläche hervorgerufen und beeinflusst bei Strukturen in der Größe der Austauschlänge l_s oder dünnen Filmen die magnetischen Eigenschaften. Ein Energiebeitrag für eine magnetische Schicht kann in erster Näherung über die Beziehung

$$e_{\text{ani}} = \frac{2}{t} \left(-k_s m_z^2 + k_p m_x^2 \right) \quad (2.7)$$

hergestellt werden. Dabei ist t die Dicke der Schicht. k_s und k_p bezeichnen die uniaxiale senkrechte bzw. parallele Anisotropiekonstante bei entsprechender Auslenkung der Magnetisierung relativ zur Schichtebene. Die dritte Anisotropie entsteht durch die Form des Systems und kann im Rahmen der bereits erläuterten Demagnetisierungsfelder beschrieben werden. Die Formanisotropie eines Streifens führt auch hier zum Begriff der leichten und schweren Achse. Die bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung steht entlang der langen Achse, da hierdurch das geringste Streufeld auf die Struktur wirkt.

Effektive Felder

Jeder der oben genannten Energiebeiträge beeinflusst die Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb der Struktur. Daher kann jeder Beitrag als ein effektives Feld \vec{h}_{eff} aufgefasst werden, das sich mit allen anderen Feldern zu einem gesamten Feld \vec{H}_{int} innerhalb des Ferromagneten addiert. Der dazu notwendige Zusammenhang wurde zuerst in (*Gilbert*, 2004)¹ benutzt:

$$\mu_0 \vec{h}_{\text{eff},i} = -\frac{1}{M_S} \frac{\delta e_i}{\delta \vec{m}}. \quad (2.8)$$

¹Die originale Arbeit war 1956 Teil der Doktorarbeit von Gilbert, wurde aber nie als Artikel veröffentlicht.

Hier beschreibt e_i die Energiedichte des i -ten Energiebeitrags. Wir erhalten also ein Magnetfeld \vec{H}_{int} , welches sich aus allen Einzelbeiträgen zusammensetzt:

$$\vec{H}_{\text{int}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_D + \vec{H}_{\text{aus}} + \vec{H}_{\text{ani}} : \quad (2.9)$$

Hier beschreibt \vec{H}_{ext} das von außen angelegte Feld, \vec{H}_D das Demagnetisierungsfeld, \vec{H}_{aus} das effektive Feld durch die Austauschenergie und \vec{H}_{ani} das effektive Feld der Anisotropien. Die letzten beiden Beiträge werden aus Gleichung 2.8 ermittelt.

2.2 Magnetisierungsdynamik

2.2.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die Zeitentwicklung der Magnetisierung sowie ihre dynamischen Eigenschaften können in einer Bewegungsgleichung dargestellt werden. Diese wurde in (*Landau, 1935*) aufgestellt und 1956 von Gilbert erweitert (*Gilbert, 2004*). Für ein magnetisches Moment \vec{M} in einem Feld \vec{H} wirkt ein Drehmoment $\vec{\tau}$:

$$\vec{\tau} = \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.10)$$

Die Zeitentwicklung kann nun für die Magnetisierung dargestellt werden als

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{\tau} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}. \quad (2.11)$$

Hier bezeichnet γ das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = \frac{2\pi g \mu_B}{h} = 176 \text{ GHz/T}$ mit dem Landé-Faktor $g \approx 2$, dem Bohr'schen Magneton μ_B und der Planck-Konstante h . Das verwendete Magnetfeld folgt aus Gleichung 2.9. In der Landau-Lifshitz (LL)-Gleichung wurde noch ein phänomenologischer Dämpfungsterm eingeführt, um dem Abklingen der Auslenkung mit der Zeit gerecht zu werden:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_{LL} \mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}) - \frac{\lambda}{\mu_0 M_S^2} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}})). \quad (2.12)$$

λ ist hier eine Dämpfungskonstante mit der Einheit Hertz. Dieser Ausdruck gilt nur für kleine Dämpfung. Durch Umformulierung und Substitution korrigierte Gilbert die Landau-Lifshitz-Gleichung für $\lambda \gg 1$ und erhielt

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_G \mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}) - \frac{G}{\gamma_G M_S^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.13)$$

wobei hier G der Dämpfungsparameter nach Gilbert ist. Hier wird durch die Formulierung $\alpha = G/\gamma_G M$ ein dimensionsloser Dämpfungsparameter definiert. Der Zusammenhang der beiden gyromagnetischen Verhältnisse lautet $\gamma_{LL} = \gamma_G/(1 + \alpha^2)$ mit $\lambda = \gamma_G \mu_0 M_S \alpha/(1 + \alpha^2)$ (*Mallinson, 1987*). Die Gleichung 2.13 wird im Folgenden als Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)-Gleichung bezeichnet. Die Auswirkung auf eine Magnetisierung durch die beiden Gleichungen 2.11 und 2.12 ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

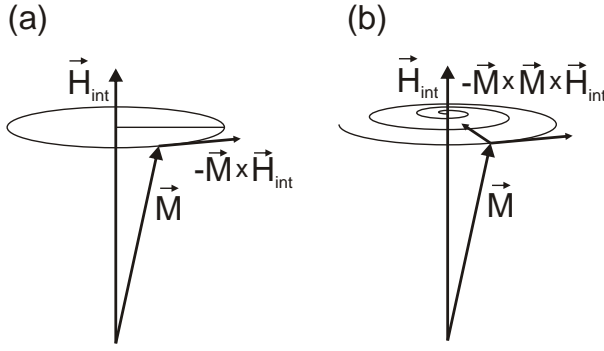


Abbildung 2.1: Darstellung der Landau-Lifshitz-Gleichung. (a) zeigt die Auswirkung des Präzessionsterms. In (b) ist die zusätzliche Auswirkung des Dämpfungsterms dargestellt.

2.2.2 Die Kittel-Formel

Für eine homogene Magnetisierung kann die Resonanzfrequenz des Systems direkt aus Gleichung 2.13 aus dem vorherigen Abschnitt ermittelt werden. Wir gehen von einem magnetischen Film in der x-y-Ebene aus, der durch ein externes Feld entlang der x-Achse magnetisiert ist. Ein kleines, anregendes Feld \vec{h} steht senkrecht auf dem externen Feld \vec{H}_{ext} und der Magnetisierung \vec{M} . Die resultierenden dynamischen Komponenten der Magnetisierung \vec{m} seien klein. Damit ergeben sich die folgenden Vektoren:

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} M \\ m_y(t) \\ m_z(t) \end{pmatrix}, \quad \vec{H}_{\text{ext}} = \begin{pmatrix} H_{\text{ext}} \\ h_y(t) \\ h_z(t) \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Mit Hilfe von Gleichung 2.5 und unter der Annahme eines diagonalen Demagnetisierungstensors \hat{N} mit den Diagonalelementen $N_{ii} = N_i$ kann nun das in der LLG-Gleichung relevante Magnetfeld dargestellt werden:

$$\vec{H}_{\text{int}} = \begin{pmatrix} H_{\text{ext}} - N_x M \\ h_y(t) - N_y m_y(t) \\ h_z(t) - N_z m_z(t) \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Nun kann durch Einsetzen von Magnetfeld und Magnetisierung in Gleichung 2.13 ein Gleichungssystem erstellt werden. Unter Berücksichtigung von ausschließlich linearen Termen in m und durch Separation der Zeitabhängigkeit $e^{i\omega t}$ ergibt sich der Zusammenhang

$$\begin{pmatrix} -i\omega/\gamma & -\mu_0(H_{\text{ext}} + (N_y - N_x)M_S) \\ \mu_0(H_{\text{ext}} + (N_z - N_x)M_S) & -i\omega/\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \mu_0 M_S \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Hieraus kann gemäß

$$\begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \hat{\chi} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

die Suszeptibilität $\hat{\chi}$ ermittelt werden. Die Matrix aus Gleichung 2.16 muss lediglich invertiert werden und entspricht dann der Suszeptibilität, wobei $A^{-1} = \frac{1}{\det(A)} \text{adj}(A)$ angewendet wird. Im Resonanzfall ist die Suszeptibilität ungleich Null, so dass es ausreicht, $\det(A) = 0$ auszuwerten. Wir erhalten

$$-\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \mu_0^2 (H_{\text{ext}} + (N_y - N_x)M_S)(H_{\text{ext}} + (N_z - N_x)M_S) = 0 \quad (2.18)$$

und erhalten daraus die Resonanzfrequenz f nach (*Kittel*, 1948):

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_{\text{ext}} + (N_y - N_x)M_S)(H_{\text{ext}} + (N_z - N_x)M_S)}. \quad (2.19)$$

Die Kittel-Formel gilt für homogen magnetisierte Ferromagneten. Sie lässt sich dabei auf verschiedene Geometrien wie z.B. dünne Filme, Ellipsoide und breite Streifen anwenden (vgl. Abb. 4.4 in Kapitel 4.2). Die Kittel-Formel wird in dieser Arbeit in Kapitel 4 und 5 verwendet, um die untersuchten Strukturen zu charakterisieren. Dabei wird die Formel an Messdaten der ferromagnetischen Resonanz angepasst, um daraus die Sättigungsmagnetisierung M_S zu ermitteln.

2.3 Spinwellen

Die LLG-Gleichung beschreibt die Dynamik der magnetischen Momente in einem homogen magnetisierten und homogen angeregten Ferromagneten. Bei einer inhomogenen Anregung bzw. bei der Anregung einer inhomogenen Magnetisierung kommt es zu einer kohärenten, sich räumlich ausbreitenden Präzession. Diese wird durch die Kopplung der benachbarten Momente hervorgerufen und im Allgemeinen als Spinwelle bezeichnet. Es werden zwei Regime unterschieden: Für kleine Wellenvektoren bzw. große Wellenlängen werden die Spinwellen von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung dominiert. Zu großen Wellenvektoren bzw. kleinen Wellenlängen hin wird die Spinwelle zunehmend durch die Austausch-Wechselwirkung dominiert. Letztere werden in dieser Arbeit nicht näher betrachtet. Dipolar gekoppelte Spinwellen wurden zuerst in (*Walker*, 1957) für kleine Ellipsoide erklärt, nachdem in FMR-Messungen mit inhomogener Anregung zusätzliche Resonanzen gemessen wurden. In (*Damon & Eshbach*, 1961) wurde das Modell von Walker auf flache, in der Ebene magnetisierte Scheiben erweitert. Bei den dipolaren Wellen werden weitere Unterscheidungen in sogenannte magnetostatic surface waves (MSSW) und backward volume magnetostatic waves (BVMSW) gemacht. Die MSSW werden auch als Damon-Eshbach-Moden bezeichnet.

Die **Damon-Eshbach-Moden** besitzen einen Wellenvektor, der senkrecht zur Magnetisierung ausgerichtet ist. Diese Moden können nur an der Grenzfläche des Magneten existieren, und sie breiten sich nur in exakt eine Richtung aus. Die Amplitude der Moden fällt exponentiell mit dem Abstand von der Oberfläche. Die Gruppengeschwindigkeit ist immer positiv.

Die **Backward-Volume-Moden** besitzen einen Wellenvektor, der parallel zur Magnetisierung des Materials ausgerichtet ist. Sie können im gesamten Magneten auftreten, sofern die Dispersionsrelation erfüllt wird. Für kleine Wellenvektoren haben diese Moden eine negative Gruppengeschwindigkeit.

Die zwei anderen Spinwellen-Klassen forward volume magnetostatic waves (FVMSW) und perpendicular standing spin waves (PSSW) werden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

2.3.1 Dispersionsrelation für endliche, ferromagnetische Systeme

Zur Herleitung der Dispersionsrelation für einen dünnen, ferromagnetischen Film der Dicke t unter Randbedingungen wird ein Modell aus (Kalinikos & Slavin, 1986) verwendet, bei dem sowohl die dipolare als auch die Austauschwechselwirkung einbezogen werden. Die Kristallanisotropie wird vernachlässigt. Dieses Modell wird in (Guslienko et al., 2003) auf kleine Rechtecke angewandt. Die dabei verwendete Geometrie ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das ferromagnetische Rechteck hat die Länge l und die Breite w . Es ist entlang der y -Achse homogen magnetisiert. Eine externe Anregung führt zur Auslenkung der Magnetisierung mit kleinen Amplituden $m_{d,x}$ und $m_{d,z}$. Aufgrund der Grenzen des Systems wird ein quantisierter Wellenvektor

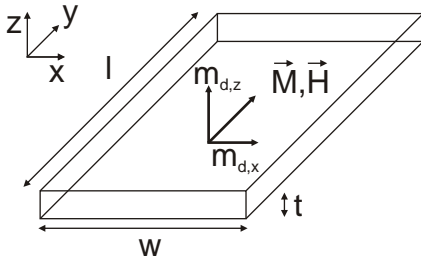


Abbildung 2.2: Geometrie und Koordinatensystem für ein rechteckiges Element aus (Guslienko et al., 2003).

\vec{K} definiert. Die Komponenten hängen über die Beziehung

$$K^2 = k_z^2 + k_{\parallel}^2 = (p\pi/t)^2 + k_{mx}^2 + k_{ny}^2 \quad (2.20)$$

voneinander ab, wobei für die z -Quantisierung die Quantenzahl $p = 0$ gesetzt wird. Daher betrachten wir im Folgenden nur den Vektor in der Ebene $\vec{k}_{mn} = (k_{mx}, k_{ny})$ mit den Komponenten

$$k_{mx} = \frac{(m+1)\pi}{w_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad (2.21)$$

$$k_{ny} = \frac{(n+1)\pi}{l_{\text{eff}}}, \quad (2.22)$$

wobei für die Quantenzahlen $m, n \in \mathbb{N}$ gilt. Die effektiven Breiten w_{eff} und l_{eff} werden verwendet, da der Einfluss von dipolarem Pinning (Guslienko et al., 2002) an den Rändern der Struktur berücksichtigt wird. Das bedeutet, dass die Änderung

der Magnetisierung an den Rändern einer Struktur durch das dabei auftretende Demagnetisierungsfeld unterdrückt wird, wodurch die jeweilige Breite effektiv erhöht wird. Der Ausdruck für diese effektiven Werte kann mit

$$w_{\text{eff}} = w \left(\frac{d}{d-2} \right) \quad \text{und} \quad (2.23)$$

$$d = \frac{2\pi}{t/w(1 - 2\ln(t/w))} \quad (2.24)$$

definiert. Für die Länge l_{eff} gelten die selben Überlegungen. Mit diesen Vorbedingungen erhalten wir für die Dispersionsrelation des Rechtecks den folgenden Ausdruck:

$$f = \gamma \frac{\mu_0}{2\pi} \sqrt{\left(H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} |\vec{k}_{mn}|^2 \right) \cdot \left(H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} |\vec{k}_{mn}|^2 + M_S F_{mn} \right)}. \quad (2.25)$$

Dabei ist F_{mn} die Matrix der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Sie ist gegeben durch die folgenden Formeln:

$$F = 1 - P \left(\frac{k_{ny}^2}{|\vec{k}_{nm}|^2} \right) + P(1 - P) \left(\frac{M_S}{H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} |\vec{k}_{mn}|^2} \right) \left(\frac{k_{mx}^2}{|\vec{k}_{nm}|^2} \right), \quad (2.26)$$

$$P = 1 - \frac{1 - \exp(-|\vec{k}_{mn}| \cdot t)}{|\vec{k}_{mn}| \cdot t}. \quad (2.27)$$

Das interne Feld H_{int} wird hier im Gegensatz zu Gleichung 2.15 immer als die Komponente in Richtung des angelegten, externen Feldes angegeben mit

$$H_{\text{int}}(\vec{r}) = H_{\text{ext}} - N_{mn}(\vec{r}) M_S. \quad (2.28)$$

Der lokale Demagnetisierungsfaktor $N_{mn}(\vec{r})$ wurde für nicht-elliptische Strukturen in (*Joseph & Schlömann, 1965*) entwickelt und in (*Bayer, 2006*) für rechteckige Elemente in der Form

$$N(\vec{r}) = - \int G_{yy}(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.29)$$

dargestellt, wobei G_{yy} eine Komponente der dipolaren Green'schen Funktion ist. In den Kapiteln 4 und 5 wird jedoch eine einfache, ortsunabhängige Näherung für rechteckige Strukturen aus (*Giesen, 2005*) verwendet.

3 Experimentelle Grundlagen

Für die Untersuchung des magnetischen Zustands eines Systems gibt es eine große Zahl unterschiedlicher Messtechniken, die viele unterschiedliche physikalische Effekte und Parameter verwenden. Im Gebiet der ortsauflösenden und damit bildgebenden Verfahren wurden die ersten mikroskopischen Aufnahmen von Domänenstrukturen in Nickel durch das Bestreuen der Oberfläche mit magnetischem Pulver gemacht (*Bitter*, 1931). Heute gibt es Messmethoden mit räumlichen Auflösungsvermögen zwischen dem atomaren Regime (z.B. spinpolarisierte Raster-Tunnel-Mikroskopie, SP-STM) über das Nanometer-Regime (z.B. zirkularer Röntgenschwächungs, XMCD) bis in den Mikrometerbereich und darüber hinaus (Brillouin-Lichtstreuungsspektroskopie, BLS und MOKE). All diese Methoden können prinzipiell auch mit einer zeitlichen Auflösung realisiert werden. Um die Dynamik eines Systems zu untersuchen, ist es daher entweder nötig, eine zyklische Anregung zu verwenden und dabei die Zeit oder Phase zwischen Messung und Anregung zu variieren, oder die Messungen in Echtzeit durchzuführen. Eine weitere Methode ist, die Eigenfrequenz des Systems zu untersuchen und daraus die Dynamik abzuleiten.

Dieses Kapitel stellt die Messtechniken vor, mit denen die hier dargestellten Untersuchungen der Spindynamik in ferromagnetischen Streifen bzw. Rollen durchgeführt wurden. Der erste Teil beschreibt das im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaute, zeit- und ortsauflösende Kerr-Mikroskop. Im Anschluss wird kurz das in unserer Arbeitsgruppe etablierte Experiment zur breitbandigen Mikrowellenspektroskopie näher vorgestellt.

3.1 Aufbau des zeit- und ortsauflösenden Kerr-Mikroskops

Der folgende Abschnitt beschreibt das neu aufgebaute Kerr-Mikroskop. Zunächst wird das physikalische Prinzip, welches hier ausgenutzt wird, erläutert. Danach werden die einzelnen Teile des Aufbaus beschrieben

3.1.1 Der magnetooptische Kerr-Effekt

Der magnetooptische Kerr-Effekt wurde nach John Kerr benannt, der 1877 nachweisen konnte, dass sich die Polarisation von Licht bei der Reflexion an einem magnetischen Material ändert (*Kerr*, 1877). Für ein qualitatives Verständnis dieses Effekts

eignet sich das Drude-Lorentz-Modell: Die Elektronen im Metall werden als elastisch gebunden betrachtet. Eine eintreffende elektromagnetische Welle regt die Elektronen zum Schwingen an. Die schwingenden Elektronen strahlen ihrerseits wieder eine elektromagnetische Welle ab (Reflexion). Durch die Anwesenheit eines Magnetfelds im Ferromagneten wirkt auf die bewegten Elektronen die Lorentz-Kraft, die ihrerseits die Bewegung der Elektronen beeinflusst. Unter diesem Einfluss wird die Polarisation der reflektierten elektromagnetischen Welle gegenüber der eingestrahnten verändert.

Beim magnetooptischen Kerr-Effekt werden drei unterschiedliche Geometrien unterschieden (vgl. Abb. 3.1):

- Der polare Kerr-Effekt tritt nur auf, wenn das Licht senkrecht auf die Oberfläche trifft und ist empfindlich auf die senkrecht zur Oberfläche stehende Komponente der Magnetisierung.
- Der longitudinale Kerr-Effekt tritt auf, wenn eine Komponente der Magnetisierung parallel zur Oberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichtes steht.
- Der transversale Kerr-Effekt tritt auf, wenn eine Komponente der Magnetisierung parallel zur Oberfläche und senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes steht.

Neben diesen geometrischen Parametern ist der magnetooptische Kerr-Effekt noch von der verwendeten Wellenlänge des Lichts, der Schichtdicke des Materials und vom Material selbst abhängig. Die drei grundlegenden Geometrien können in einem

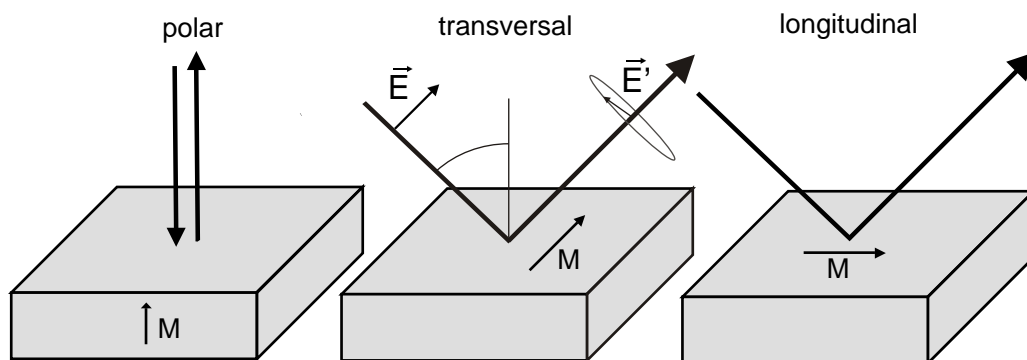


Abbildung 3.1: Geometrien für den magnetooptischen Kerr-Effekt. Für die drei Ausrichtungen der Magnetisierung gegenüber dem einfallenden Licht werden die Effekte unterschieden.

theoretischen Ansatz zur Lösung der Fresnel-Gleichung behandelt werden. Da wir uns im Experiment auf den polaren Kerr-Effekt beschränken wird hier nur kurz dessen Herleitung skizziert (vgl. *Oppeneer*, 2001).

Wir betrachten eine linear polarisierte, sich im magnetischen Material ausbreitende elektromagnetische Welle \vec{E} . Für die polare Kerr-Geometrie ist die Magnetisierung

genau wie die Oberflächennormale parallel zur z-Achse gewählt. In diesem Fall kann der dielektrische Tensor $\hat{\epsilon}$ des magnetischen Materials geschrieben werden als

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Dabei wurde aus Symmetriegründen $\epsilon_{yx} = -\epsilon_{xy}$ gesetzt (*Kleiner, 1966*). Aus den Maxwell-Gleichungen und der daraus abgeleiteten allgemeinen Wellengleichung erhalten wir für die sich im Medium ausbreitende Welle den folgenden Ausdruck:

$$(n^2 \hat{1} - \hat{\epsilon} - \vec{n} : \vec{n}) \cdot \vec{E} = 0, \quad (3.2)$$

wobei der Ausdruck $\vec{n} : \vec{n}$ das Kronecker-Produkt bezeichnet. Im Fall von senkrechten Einfall mit $\vec{n} = n \vec{e}_z$ erhalten wir aus $\text{Det}[n^2 \hat{1} - \hat{\epsilon} - \vec{n} : \vec{n}] = 0$ zwei Lösungen für den Brechungsindex

$$n_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}. \quad (3.3)$$

Die Eigenmoden aus Gleichung 3.2 liefern zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen \vec{E}_+ und \vec{E}_- . Betrachten wir einen Übergang zwischen Medien mit den Brechungsindizes \vec{n}_0 und \vec{n}_{\pm} , gilt für den Reflexionskoeffizienten nach Fresnel

$$r_{\pm} = \frac{|\vec{E}'_{\pm}|}{|\vec{E}_{\pm}|} = \frac{n_{\pm} - n_0}{n_{\pm} + n_0}, \quad (3.4)$$

wobei \vec{E}'_{\pm} die reflektierte Komponente beschreibt. Für das Verhältnis der beiden reflektierten Anteile können wir

$$\frac{\vec{E}'_-}{\vec{E}'_+} = \frac{|\vec{E}'_-|}{|\vec{E}'_+|} e^{i(\alpha_- - \alpha_+)} = \frac{n_0 + n_+}{n_0 - n_+} \frac{n_0 - n_-}{n_0 + n_-} \quad (3.5)$$

schreiben. Hier ist α eine Phase zwischen den beiden Wellen \vec{E}'_- und \vec{E}'_+ . Das reflektierte Licht besitzt aufgrund ungleicher Amplituden eine elliptische Polarisation, und die große Halbachse dieser Ellipse ist gegenüber der Polarisation des einfallenden Lichts um den Kerr-Winkel θ_K verdreht. Diese Drehung kann geschrieben werden als

$$\theta_K = \frac{1}{2}(\alpha_+ - \alpha_-). \quad (3.6)$$

Das Verhältnis zwischen den Amplituden wird über die Elliptizität ε dargestellt, und man erhält

$$\frac{|\vec{E}'_-|}{|\vec{E}'_+|} = \frac{1 + \tan \varepsilon_K}{1 - \tan \varepsilon_K}. \quad (3.7)$$

Durch Zusammenfassen der Gleichungen 3.5, 3.6 und 3.7 erhalten wir den exakten Ausdruck für den polaren Kerr-Effekt:

$$\frac{1 + \tan \varepsilon_K}{1 - \tan \varepsilon_K} e^{-2i\theta_K} = \frac{n_0 + n_+}{n_0 - n_+} \frac{n_0 - n_-}{n_0 + n_-}. \quad (3.8)$$

Für kleine ε_K und θ_K kann diese Formel entwickelt werden und ergibt dann den komplexen Kerr-Winkel Φ_K :

$$\Phi_K = \theta_K + i\varepsilon_K \approx i \frac{(n_- - n_+)n_0}{n_-n_+ - n_0^2}. \quad (3.9)$$

Eine ähnliche Herleitung kann für den longitudinalen und transversalen Kerr-Effekt durchgeführt werden (siehe dazu (*Oppeneer*, 2001)). Für die Untersuchungen an den planaren Py-Streifen sind jedoch diese beiden Effekte nicht relevant, da die Kerr-Rotation und die Elliptizität bezüglich des Einfallswinkels des Lichts für beide Effekte antisymmetrisch um Null sind. Dies wird im nächsten Abschnitt bei der Detektion des polaren Kerr-Effekts mit einem Mikroskopobjektiv deutlich. Für gekrümmte Oberflächen werden sich jedoch alle Effekte überlagern und führen zu schwer interpretierbaren Ergebnissen.

3.1.2 Das Kerr-Mikroskop

Der verwendete Laser

Für dieses Experiment ist zur Realisierung der Zeitauflösung ein gepulster Laser notwendig. Das hier verwendete Lasersystem besteht aus einem Titan-Saphir-Laserresonator (Mira900d, Coherent) der von einem diodengepumpten Festkörperlaser (VerdiV6, Coherent) bei einer Wellenlänge von 532 nm mit einer Leistung von 6 W gepumpt wird. Im Mira wird durch kurzes Erhöhen der Intensität im Resonator mit Hilfe zusätzlicher longitudinaler Moden ein nicht-linearer Effekt im Laser-Kristall ausgenutzt. Bei genügend hoher Intensität (z.B. durch eine Fluktuation der Leistung) ändert das Licht den Brechungsindex des Titan-Saphir-Kristalls, wodurch es für sich selbst eine sog. Kerr-Linse erzeugt. Dadurch bekommt diese Fluktuation einen kleineren Strahlquerschnitt. Durch eine gezielte Verringerung des zulässigen Strahlquerschnitts mit einem Spalt im Resonator wird die CW-Mode (Dauerstrich-Betrieb) unterdrückt und übrig bleiben hochintensive und kurze Laserpulse, die aus einer Fluktuation hervorgegangen sind. Dieses Verfahren wird als passives Mode-Locking bezeichnet und erzeugt in diesem Fall Laserpulse mit einer Pulsbreite von unter 150 fs. Die mittlere Wellenlänge der Laserpulse ist in einem Bereich von 700 nm bis 980 nm einstellbar, während die mittlere Leistung bei bis zu 1,3 W liegen kann. Die Länge des Resonators definiert die Wiederholrate der Pulse von etwa 76 MHz, was einem zeitlichen Abstand von etwa 13 ns entspricht. In der Steuerelektronik des Laserresonators befindet sich u.a. eine interne Photodiode, welche einen Bruchteil der ausgekoppelten Leistung misst und die Laserpulse in Strompulse umwandelt. Dieses Signal kann als Triggersignal verwendet werden.

Das Kerr-Mikroskop

Abbildung 3.2 stellt den Aufbau des optischen Teils des Kerr-Mikroskops dar. Die Laserpulse durchlaufen zunächst einen Strahlteiler, an dem ein Teil des Lichtes

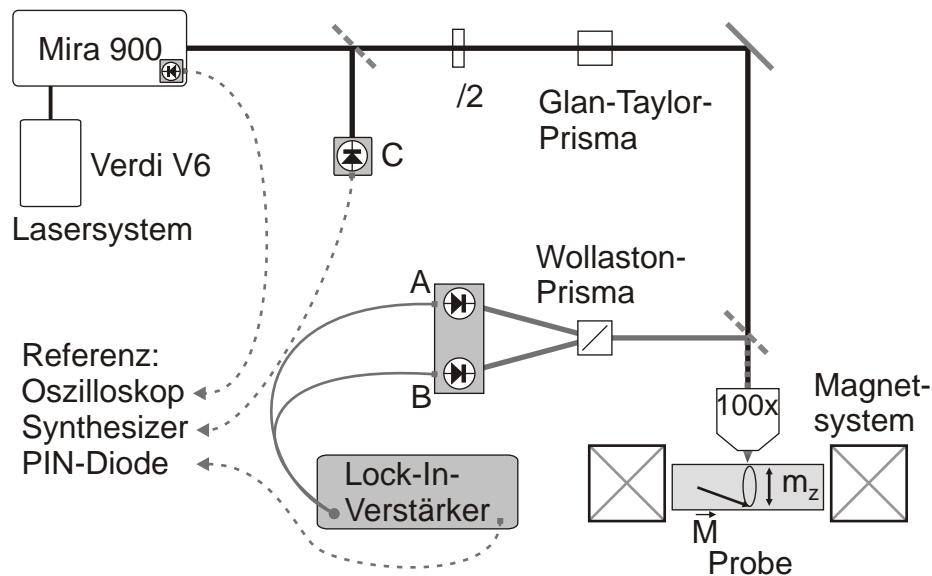


Abbildung 3.2: Optische Komponenten des Kerr-Mikroskops. Die Polarisation des Lasers wird mit $\lambda/2$ -Plättchen und Glan-Taylor-Prisma definiert. Nach der Reflexion an der magnetischen Probe wird das Licht mit einem Wollaston-Prisma in zwei zueinander senkrechte Polarisationskomponenten aufgeteilt und mit zwei identischen Photodioden (A und B) gemessen. Eine dritte Photodiode (C) liefert ein Referenzsignal für den Mikrowellensynthesizer.

für eine Referenzmessung der Laserpulse abgezweigt wird. Mit Hilfe einer Silizium-Photodiode (C) werden die einzelnen Laserpulse in Strompulse umgewandelt. Die verwendete Diode wird mit einer Spannungsdifferenz von 12 V betrieben und besitzt eine Anstiegszeit von etwa 450 ps, was zur Auflösung der einzelnen Lichtpulse ausreicht. Nach dem Strahlteiler folgt die Einstellung der Polarisation des Lichtes mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens und eines Glan-Taylor-Prismas. Das Laserlicht wird nun in ein Mikroskopobjektiv mit 100-facher Vergrößerung eingekoppelt und auf die Probe fokussiert. Die numerische Apertur beträgt $NA = 0,9$ mit einem Arbeitsabstand von 0,3 mm. Der Durchmesser des Fokus wurde bei Licht der verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm zu $d = 700$ nm bestimmt. Dieser Wert ist größer als der theoretisch erreichbare Wert von $\lambda/2 = 400$ nm. Eine geplante Verringerung der Wellenlänge auf $\lambda = 400$ nm wird den erreichbaren Fokus noch einmal deutlich verkleinern. Das auf die Probe fokussierte und dort reflektierte Licht wird vom Objektiv wieder aufgesammelt. Bei der Reflexion wird die Polarisation des Lichts durch den magnetooptischen Kerr-Effekt gedreht. Ein Strahlteiler koppelt das reflektierte Licht aus dem Strahlengang aus und lenkt es auf ein Wollaston-Prisma. Dieses trennt das einfallende Licht in zwei gegeneinander senkrecht polarisierte Teilstrahlen auf. Jeder der zwei Teilstrahlen trifft auf eine Silizium-Photodiode (A und B) und erzeugt dort eine von der einfallenden Leistung abhängige Spannungsdifferenz, die über einen 50 Ω -Widerstand abfällt. Die einzelnen Laserpulse werden dabei nicht aufgelöst. Die Photodioden müssen möglichst identische Eigenschaften besitzen und stammen aus der selben Charge, damit die von ihnen erzeugten Signale vergleichbar

sind. Ein Lock-In-Verstärker liefert ein Referenzsignal zur Modulation der Anregung und misst die Differenz der beiden Spannungen ($U_D = U_A - U_B$).

Der hier ausgenutzte Effekt ist der polare Kerr-Effekt. Wir verwenden ein Objektiv mit einem Öffnungswinkel von etwa 128° . Dadurch trifft Licht aus allen Winkeln $< 64^\circ$ auf die Probe, wobei 0° dem senkrechten Einfall entspricht. Daher erwarten wir auch eine Drehung der Polarisation durch den transversalen und den longitudinalen Kerr-Effekt. Diese beiden Effekte sind jedoch antisymmetrisch in Bezug auf den Einfallswinkel. Bei einer vollständigen Ausleuchtung des Objektivs und einer Messung des gesamten Strahlprofils kompensieren sich die Teilstrahlen abseits der optischen Achse gegenseitig. Zusätzlich ist die Drehung der Polarisation durch den polaren Kerr-Effekt etwa einen Faktor 10 größer, als durch den transversalen oder longitudinalen Kerr-Effekt. Für eine planare Oberfläche können wir also die transversalen und longitudinalen Effekte vernachlässigen.

Für die Detektion der Änderung der Magnetisierung wird die Polarisation des einfallenden Lichtes so eingestellt, dass auf beide Photodioden die gleiche Intensität fällt. Das Signal des Lock-In-Verstärkers ist dann Null. Ändert sich nun die Magnetisierung in der Probe, wird die Polarisation des reflektierten Lichtes geändert, und die Photodioden messen unterschiedliche Intensitäten. Es ist zu beachten, dass bei dieser Methode nicht zwischen dem Einfluss der Elliptizität ε_K und der Kerr-Rotation θ_K unterschieden wird. Dennoch interpretieren wir die die Kerr-Rotation als den maßgeblichen Effekt. Der Zusammenhang zwischen der Magnetisierung und der Kerr-Rotation ist linear. Im Folgenden leiten wir die Berechnung der Kerr-Rotation aus den Spannungen der Photodioden her. Abbildung 3.3 stellt den Zusammenhang graphisch dar. Die Lichtintensitäten auf den beiden Photodioden sind zunächst gegeben

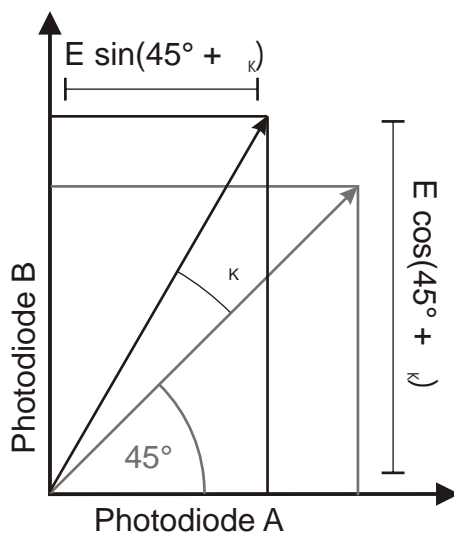


Abbildung 3.3: Skizze zur Herleitung der Gleichung 3.12. Der elektrische Feldstärkevektor \vec{E} wird vor der Messung mit dem Glan-Taylor-Prisma so eingestellt, dass auf beiden Photodioden die gleiche Intensität gemessen wird. Die durch den Kerr-Effekt hervorgerufene Drehung der Polarisation um einen Winkel θ_K ändert die Intensitätsverteilung.

durch $I_A = E^2 \sin^2(\pi/4)$ und $I_B = E^2 \cos^2(\pi/4)$. Die Änderung der Magnetisierung führt zu einer Drehung des elektrischen Feldstärkevektors E um θ_K . Dadurch ändern sich die Intensitäten auf $I_A = E^2 \sin^2(\pi/4 + \theta_K)$ und $I_B = E^2 \cos^2(\pi/4 + \theta_K)$. Da die Spannung an den Photodioden proportional zur Lichtintensität ist, gilt folgender

Zusammenhang:

$$\frac{U_A - U_B}{U_A + U_B} = \frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} \quad (3.10)$$

$$= \frac{E^2[\cos^2(\pi/4 + \theta_K) - \sin^2(\pi/4 + \theta_K)]}{E^2[\cos^2(\pi/4 + \theta_K) + \sin^2(\pi/4 + \theta_K)]} \quad (3.11)$$

$$= -\sin(2\theta_K) \approx 2\theta_K. \quad (3.12)$$

Hier bezeichnen U_A und U_B die gemessenen Spannungen an den Photodioden. Das Differenzsignal der Photodioden U_D liegt typisch in der Größenordnung einiger Mikrovolt, während das Signal einer einzelnen Photodiode bei einigen Millivolt liegt. Die resultierenden Kerr-Winkel liegen dadurch im Bereich von 10^{-3} rad. Durch die deutlich unterschiedlichen Spannungen können wir die folgende Näherung für die Berechnung des Kerr-Winkels verwenden:

$$\frac{U_A - U_B}{U_A + U_B} \approx \frac{U_D}{2U_A}. \quad (3.13)$$

Das Magnetsystem

Die Magnetisierung der Probe wird durch ein externes Magnetfeld in der Probenebene eingestellt. Für dieses Experiment wurde ein planares Magnetsystem aufgebaut, das ein Magnetfeld von bis zu 90 mT erzeugt. Das System besteht aus einem rechteckigen Ringjoch aus Eisen, mit vier nach innen gerichteten Polschuhen. Auf dem Ring befinden sich acht Spulen, die mit zwei bipolaren Stromquellen (BOP 20-10M, KEPCO) so verbunden wurden, dass die Richtung des Feldes um 360° in der Probenebene rotiert werden kann. Die planare Konstruktion ermöglicht den zweiseitigen Zugang zum Magnetfeld: Von einer Seite erfolgt die Positionierung der Probe im Magnetfeld und die Kontaktierung mit den Mikrowellen, von der anderen Seite erfolgt die optische Untersuchung mit dem Kerr-Mikroskop. Abbildung 3.4 zeigt eine Konstruktionszeichnung des Systems.

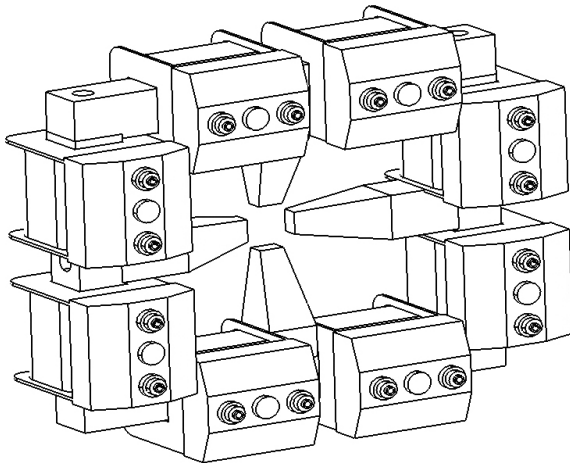


Abbildung 3.4: Konstruktionszeichnung des Magnetsystems. Auf einem ringförmigen Kern werden acht Spulen zur Erzeugung eines Magnetfelds benutzt. Die Probe befindet sich in der Mitte auf einer Halterung, welche von einer 3-Achsen-Piezo-Steuerung bewegt werden kann. Die Zuleitung der Mikrowellen und die Fixierung der Probe erfolgt auf einer Seite des Systems, während von der anderen Seite die optische Untersuchung durchgeführt werden.

3.1.3 Erzeugung und Nutzung von Mikrowellen

Die Anregung der magnetischen Mikrostrukturen in diesem Experiment geschieht mit Hilfe von Mikrowellen, die entlang eines koplanaren Wellenleiters (engl.: coplanar wave guide bzw. CPW) direkt an den Strukturen vorbeigeleitet werden. Das Magnetfeld des Leiters regt die magnetischen Momente im Material zur Präzession um das interne Feld H_{int} der magnetischen Struktur an (vgl. Abb. 2.1). Stimmt die Frequenz der Anregung mit einer Resonanzfrequenz in der Struktur überein, kann diese ferromagnetische Resonanz angeregt werden.

Der Mikrowellen-Synthesizer

Zur Erzeugung der Mikrowellen für das Kerr-Mikroskop wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Parzich GmbH ein spezieller Mikrowellensynthesizer entwickelt. Dies war notwendig, da der Laser nicht auf eine feste Frequenz stabilisiert ist. Infolge dessen führen geringe Temperaturschwankungen zu einer Drift der Frequenz um einige Kiloherz pro Stunde. Der Synthesizer muss dieser Drift folgen, wodurch die Kopplung zwischen Mikrowelle und Laserpulsen auch während einer mehrstündigen Messung erhalten bleibt. Zusätzliche Veränderungen der Pulsfrequenz entstehen durch Justage der Wellenlänge des Lasers. Dabei kann sich die Pulsfrequenz um bis zu einem MHz verschieben. Die Frequenzspanne des Lasers sowie das Signal der Photodiode wurde vermessen und der Firma Parzich zur Verfügung gestellt. Andere kommerzielle Geräte akzeptieren gewöhnlich nur stabilisierte Triggersignale mit einer Frequenz von 10 MHz und einer Abweichung von unter 10 Hz. Der für uns hergestellte Synthesizer (ITS-9200) ist in der Lage, ein variables, externes Triggersignal zu verarbeiten, welches eine Frequenz zwischen 74.1 MHz und 77.9 MHz besitzt. Somit kann der ITS-9200, das Referenzsignal der Photodiode C verwenden um damit die Mikrowellen zu synchronisieren.

Das Referenzsignal der Laserpulse mit einer Frequenz von etwa $f_{\text{Laser}} = 76$ MHz wird verwendet, um einen sekundären, regelbaren Oszillator (VCO) auf die Phase des Referenzsignals und eine Frequenz von 80 MHz zu bringen. Dazu wird in einer Phasenvergleichsschaltung eine gemeinsame Frequenz von etwa 4 MHz verwendet, indem die Laserreferenz durch 19 und die Oszillatorfrequenz durch 20 geteilt wird. Das Signal des sekundären Oszillators wird durch acht geteilt und dem Hauptresonator (YIG) als Referenz geliefert. Diese darf zwischen 9,75 MHz und 10,25 MHz liegen, wodurch auch der große Frequenzbereich zwischen 74,1 MHz und 77,9 MHz für die Laserpuls-Frequenz ermöglicht wird. Der YIG-Resonator liefert das Ausgangssignal des Synthesizers, dessen Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches des Referenzsignals zwischen 4028 MHz (entspricht $53 \cdot f_{\text{Laser}}$) und 9956 MHz (entspricht $131 \cdot f_{\text{Laser}}$) ist. Eine Erweiterung des Frequenzbereichs zu kleineren Frequenzen von 532 MHz wurde gerade erst realisiert. Dabei muss beachtet werden, dass sich hier eine Änderung der Referenzfrequenz durch die Multiplikation auf die Frequenz der Mikrowelle auswirkt. Der ITS-9200 kann auch ohne Laser als Mikrowellenquelle verwendet werden. Die Ausgangsleistung des Gerätes liegt im gesamten Frequenzbereich zwischen

12,1 dBm und 5 dBm. Zusätzlich ermöglicht der Synthesizer die Verschiebung der Phase zwischen der Mikrowelle und dem Referenzsignal des Lasers.

Mikrowellenleitung und Überwachung

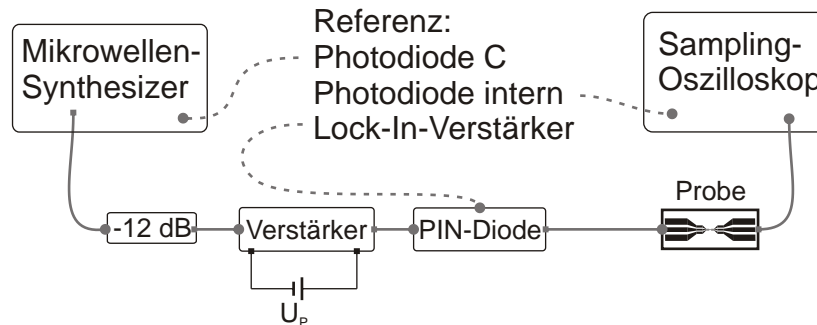


Abbildung 3.5: Mikrowellen-Aufbau im Kerr-Mikroskop. Die Verstärkung wird über eine Spannung gesteuert. Die PIN-Diode wird mit dem TTL-Signal des Lock-In-Verstärkers betrieben und moduliert die Transmission der Mikrowelle. Der genaue Aufbau der Probe ist in Kapitel 4.1.1 dargestellt.

Abbildung 3.5 zeigt die Komponenten zur lasergekoppelten Anregung der Spindynamik im Kerr-Mikroskop. Der Synthesizer liefert die Mikrowelle. Sie wird zunächst mit einem Dämpfungsglied abgeschwächt, damit der nachfolgende, regelbare Verstärker (UA1L30VM, CENTELLAX) nicht beschädigt wird. Mit dem Verstärker kann die Leistung der Mikrowelle in Abhängigkeit einer Spannung U_P zwischen -12 dBm und 23 dBm geregelt werden. Nach dem Verstärker folgt eine PIN-Diode (SW000016, MITEQ). Sie wird mit dem TTL-Signal des Lock-In-Verstärkers betrieben und unterbricht die Mikrowelle mit einer gegebenen Frequenz (Lock-In-Technik). Im Anschluss wird die Mikrowelle auf die Probe geleitet und regt dort die Präzession der magnetischen Momente an. Der genaue Aufbau der Probe und der dazugehörigen Platine wird in Kapitel 4.1.1 und 4.1.3 beschrieben. Die Überwachung der phasenfesten Kopplung zwischen Mikrowelle und Laserpulsen wird mit einem Sampling-Oszilloskop vorgenommen. Dieses misst die transmittierte Mikrowelle und benutzt die Referenz der Laserpulse aus dem Laserresonator als Trigger. Nur bei bestehender Kopplung wird die Mikrowelle korrekt abgebildet.

3.1.4 Das Messprinzip

In Abschnitt 3.1.2 wurde erläutert, wie der polare Kerr-Effekt verwendet wird, um die z-Komponente der Magnetisierung im Fokus des Objektivs zu messen. Im Abschnitt 3.1.3 wurde die Erzeugung der an die Laserpulse gekoppelten Mikrowellen erklärt. Im Folgenden wird das Messprinzip beschrieben, mit dem die zeit- und ortsauflösenden Messungen durchgeführt werden.

Das Feld der kontinuierlichen Mikrowelle im CPW erzeugt in der angrenzenden magnetischen Struktur eine Präzessionsbewegung der magnetischen Momente. Dabei oszilliert insbesondere auch die z-Komponente der Magnetisierung, welche mit dem Kerr-Mikroskop detektiert wird. Durch die Phasenkopplung zwischen der anregenden Mikrowelle und den Laserpulsen, trifft jeder einzelne Laserpuls auf den gleichen Auslenkungszustand der Magnetisierung. Abbildung 3.6 illustriert diesen Zusammenhang. Mit dem Lock-In-Verstärker wird die Spannungsdifferenz U_D der beiden

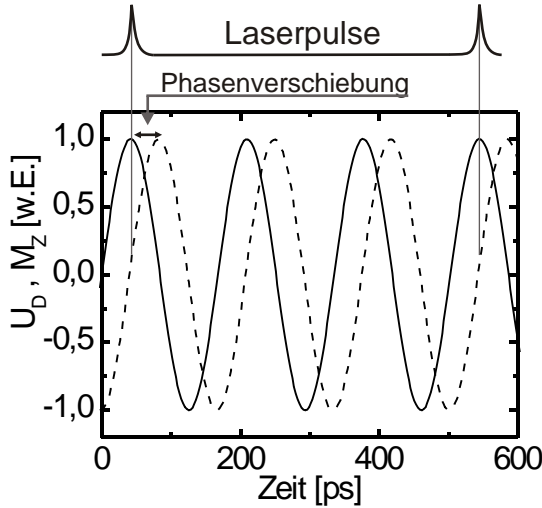


Abbildung 3.6: Prinzip für die Phasenkopplung. Die Laserpulse erreichen die Probenoberfläche genau so, dass immer der gleiche Magnetisierungszustand herrscht. Die zeitliche Länge der Pulse und deren Abstand ist nicht maßstabsgerecht dargestellt. Bei der Messung der Zeitabhängigkeit wird die Phase zwischen Laserpulsen und Mikrowelle verändert. Man kann so das sinusförmige Signal U_D abtasten.

Photodioden gemessen. Dabei integrieren wir über eine Zeit von 300 ms, was einer Zahl von 22,8 Mio. Pulsen entspricht. Zusätzlich messen wir die Spannung U_A einer einzelnen der beiden Photodioden. Dies ermöglicht die Bestimmung der Auslenkung der Magnetisierung aus der Ruhelage nach Formel 3.13 und liefert einen zum Reflexionsvermögen der Oberfläche proportionalen Wert.

Zeit- und Ortsauflösung

Durch die Möglichkeit, die Phase zwischen der Mikrowelle und den Laserpulsen zu verändern, kann die oben beschriebene Messung in Abhängigkeit eben dieser Phasenverschiebung durchgeführt werden. Dadurch erhalten wir eine direkte Abbildung der Auslenkung der z-Komponente der Magnetisierung, wie in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ kann in eine zeitliche Verschiebung Δt umgerechnet werden, da bei bekannter Mikrowellenfrequenz f gilt:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi f} = \Delta t. \quad (3.14)$$

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen lag die zeitliche Auflösung bei etwa einer Pikosekunde. Für ortsauflösende Messungen wird auf ein Raster-Verfahren zurückgegriffen. Kernstück des Probenhalters ist ein piezogesteuerter 3-Achsen-Verstelltisch (NanoCube P-611.3, PI) mit einem maximalen Verstellweg von 100 μm je Achse bei einer Auflösung von unter 20 nm. Für eine ortsauflösende Messung wird ein Raster definiert, welches computergestützt angesteuert wird. Dabei

wird der Abstand der Punkte feiner gewählt als der Durchmesser des Fokus ist, um mehr Details zu erhalten (sog. Oversampling). Bei den hier durchgeführten Messungen hatte der Fokus einen Durchmesser von 700 nm und die Messpunkte wurden in Abständen von 300 bzw. 500 nm aufgenommen. An jedem Punkt des Rasters wird das Kerr-Signal gemessen. Zusätzlich wird für jeden Punkt die Spannung der einzelnen Photodiode U_A gespeichert. Bei der ortsauflösenden Messung erhält man so eine Information über die Stärke der Reflexion und kann daraus ein Abbild der Probenoberfläche als Reflexions-Karte erzeugen. Dabei nutzt man aus, dass sich die Reflexionskoeffizienten von Permalloy, Gold oder GaAs deutlich unterscheiden. Ein gutes Beispiel für eine solche Karte ist in Kapitel 4.3, Abbildung 4.8 (a) dargestellt. Eine solche Karte ermöglicht den Abgleich der magnetischen Signale mit der Position auf der untersuchten Probe.

3.2 Breitbandige Mikrowellen Spektroskopie

Der folgende Abschnitt beschreibt das verwendete Experiment zur breitbandigen Mikrowellenspektroskopie, welches für die Ergebnisse in Kapitel 5 und auch für die Charakterisierung der Permalloy-Streifen im Kapitel 4 verwendet wurde. Dieses Experiment ist in unserer Arbeitsgruppe bereits etabliert und wurde von F. Giesen und J. Podbielski (*Giesen, 2005; Podbielski, 2007*) aufgebaut.

3.2.1 Aufbau des FMR-Experiments

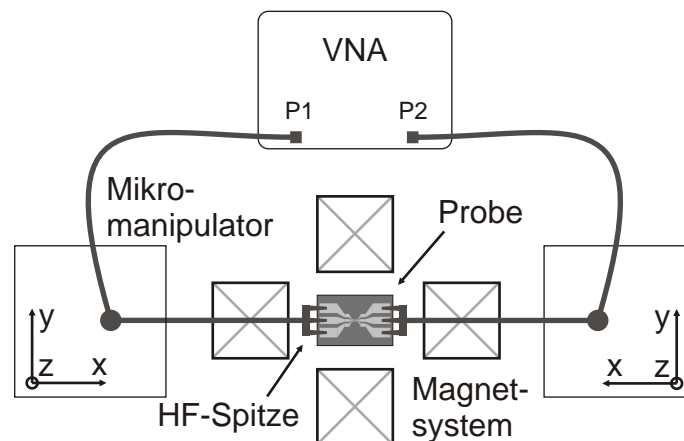


Abbildung 3.7: Zeichnung zur breitbandigen Mikrowellenspektroskopie. Der VNA misst die Transmission von Mikrowellen durch die zu untersuchende Probe. Die Kontaktierung der Probe erfolgt über impedanzangepasste Hochfrequenz-Spitzen, welche mit Hilfe von Mikro-manipulatoren auf dem Wellenleiter der Probe abgesetzt werden.

Die Abbildung 3.7 skizziert den Aufbau des Experiments zur Mikrowellenspektroskopie. Zentrales Gerät im Experiment ist ein Vektor-Netzwerk-Analysator (PNA-X

N5242A, Agilent). Ein VNA besteht aus einem breitbandigen Mikrowellengenerator und einem phasensensitiven Detektor. Damit ist es möglich, die frequenzabhängige Dämpfung und die Phasenverzögerung eines Hochfrequenzbauteils zu ermitteln. Die eigentliche Messgröße sind dabei die sogenannten S -Parameter, die die Reflexion und Transmission des untersuchten Bauteils beschreiben. Die emittierte Mikrowelle wird dargestellt als $V(\omega) = V_0 \sin(kr - \omega t)$ mit der Amplitude V_0 . Der Parameter S_{12} ist definiert als das Verhältnis von transmittierter und eingestrahlter Amplitude

$$S_{12} = \frac{V_{\text{trans}}(\omega)}{V_0(\omega)}. \quad (3.15)$$

Die zwei Anschlüsse des VNAs werden über Hochfrequenzleiter mit speziellen, impedanzangepasste Spitzen verbunden. Diese werden mit Hilfe von Mikromanipulatoren auf dem koplanaren Wellenleiter (CPW) der Probe abgesetzt. Die genaue Beschreibung der Probe und des CPWs sind in Kapitel 4.1.1 und 4.1.3 dargestellt. Zwei Spulenpaare erzeugen am Ort der Probe ein in der Probenebene frei drehbares Magnetfeld von bis zu 150 mT.

3.2.2 Durchführung einer Messung

Zur Messung der ferromagnetischen Resonanz einer magnetischen Struktur wird zunächst eine magnetische Hysterese-Schleife durchfahren, damit die Probe immer mit identischen Vorbedingungen untersucht wird. Nach dieser Hysterese wird das eigentliche Messfeld angefahren. Die Transmission kann mit dem VNA frequenzabhängig zwischen 0,01 GHz und 26,5 GHz gemessen werden. Das Magnetfeld der eingestrahlten Mikrowelle erzeugt ein Drehmoment auf die magnetischen Momente und regt diese zur Präzession an. Im Resonanzfall wird nun ein Teil der Mikrowellenleistung absorbiert woraufhin die Transmission sinkt. Gleichzeitig reinduzieren die oszillierenden magnetischen Momente ihrerseits eine Spannung im CPW. Durch die dabei erfolgte Phasenänderung um 180° reduziert dieses Signal die Transmission noch weiter. Die hier beschriebenen Effekte belaufen sich auf eine Dämpfung in der Größenordnung von -0,1 dB, was einer Änderung der Amplitude um etwa 1,1 % entspricht. Sie werden überlagert von der Transmissionscharakteristik der verwendeten Kabel, Stecker und Spitzen. Deren Größenordnung liegt im Bereich von mehreren Dezibel. Um die kleinen Signale der FMR zu extrahieren wird die Messung bei geänderter Magnetfeldkonfiguration wiederholt und von der ersten Messung abgezogen. Im Idealfall wird diese Referenzmessung bei einem starken Magnetfeld senkrecht zum CPW durchgeführt, da das dynamische Magnetfeld der Mikrowelle dann kein Drehmoment auf die magnetischen Momente ausüben kann.

4 Experimente an ferromagnetischen Streifen

Die Untersuchung der Dynamik von Spinwellen in ferromagnetischen Streifen ist schon seit einigen Jahren von großem Interesse. Der erste Nachweis von quantisierten Spinwellen in streifenförmigen, ferromagnetischen Strukturen gelang (*Mathieu et al.*, 1998) mit Hilfe von Brillouin-Lichtstreuungsspektroskopie. Hier wurde erstmals das Auftreten quantisierter Moden beschrieben, welche sich durch den räumlichen Einschluss in einem transversal homogen magnetisierten Streifen ausbilden. Dieser Effekt wurde seitdem ausführlich untersucht und mit theoretischen Modellen beschrieben (*Roussigné et al.*, 2001; *Guslienko et al.*, 2005). Je nachdem welche externe Feldgeometrie gewählt wird und wie stark dieses Feld ist, ergeben sich im Inneren der Streifen unterschiedliche, stark inhomogene interne Magnetfelder. Dadurch kommt es zusätzlich zu den Quantisierungseffekten auch zur Lokalisierung von Spinwellen in den Randbereichen der Streifen (*Park et al.*, 2002; *Bailleul et al.*, 2003a). In jüngster Zeit richten sich die Forschungen vermehrt auf den Aspekt der Leitung von Spinwellen entlang von ferromagnetischen Strukturen, da hier unter den Schlagwörtern Spinwellen-Optik und magnonische Leiter interessante Anwendungen in Aussicht stehen. Prominente Arbeiten hierzu sind unter anderem von Hertel, Demidov und Kim veröffentlicht worden (*Hertel et al.*, 2004; *Demidov et al.*, 2008; *Kim et al.*, 2009). Durch eine Fülle von verschiedenen Messtechniken sind die räumliche und zeitliche Verteilung von Spinwellenmoden in Streifengeometrien weitgehend bekannt oder werden gerade entschlüsselt. Im vorliegenden Kapitel wird ein Teilaspekt dieses Forschungsgebiets untersucht: Die Ausbreitung von Spinwellen entlang eines ferromagnetischen Streifens. Durch den transversalen Einschluss kommt es zur Ausbildung von mehreren propagierenden Spinwellen welche miteinander interferieren und entlang des Streifens eine charakteristische, räumliche Dynamik zeigen.

Dieses Kapitel umfasst Ergebnisse aus den Experimenten an Permalloy-Streifen, die im Rahmen der Diplomarbeit von Sebastian Mansfeld erzielt wurden (*Mansfeld*, 2009). Zunächst wird in Abschnitt 4.1 die Präparation von Permalloy-Streifen und koplanaren Wellenleitern sowie deren Kontaktierung an die Mikrowellenquelle vorgestellt. Im Anschluss daran werden in Abschnitt 4.2 Messungen der ferromagnetischen Resonanz diskutiert. Der Abschnitt 4.3 befasst sich mit der Interferenz von Spinwellen-Moden und beinhaltet die Anwendung des Modells aus Kapitel 2.3, experimentelle Ergebnisse sowie deren Auswertung und Interpretation.

4.1 Präparation der Permalloy-Streifen

Die Präparation der Permalloy-Streifen gliedert sich in drei Stufen. Zunächst wird ein koplanarer Wellenleiter auf einem GaAs-Substrat hergestellt. Dieser dient sowohl zur Anregung der Probe durch Mikrowellen als auch zur Detektion der ferromagnetischen Resonanz in der Probe mit Hilfe des VNAs. Auf diesen Wellenleiter werden im Anschluss die Permalloy-Strukturen präpariert. Der letzte Schritt der Präparation ist die Kontaktierung des Wellenleiters unterhalb der Strukturen mit einer Platine, welche die Anschlüsse für die Koaxialkabel bereithält.

4.1.1 Koplanare Wellenleiter

Zur Anregung der ferromagnetischen Strukturen werden in unserer Arbeitsgruppe koplanare Wellenleiter auf dielektrischen Substraten verwendet. Sie stellen eine flache Dreibandleitung dar, bestehend aus einem Innenleiter der Breite w flankiert von zwei Masseleitungen der Breite l in einem Abstand d . Die Lücke zwischen dem Innenleiter und den Masseleitungen hat die Breite s (siehe Abbildung 4.1). Im Experiment besitzen alle Kabel und Kontakte eine Impedanz von $Z_L = 50$ Ohm. Daher müssen auch die koplanaren Wellenleiter an diese Impedanz Z_L angepasst sein, da es ansonsten zu starken Reflexionen und Verlusten der elektromagnetischen Welle kommt. Als Näherung für die Impedanz Z_L eines solchen Wellenleiters erhält man

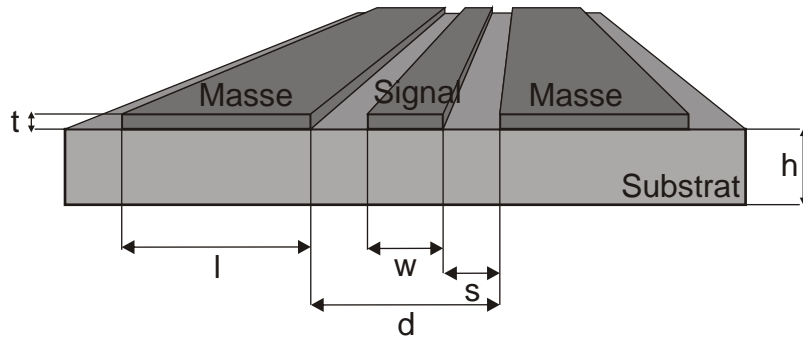


Abbildung 4.1: Geometrie der koplanaren Dreibandleitung. Der Signalleiter der Breite w wird von zwei Masseleitungen der Breite l in einem Abstand d flankiert.

nach (Hoffmann, 1983)

$$Z_L = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}}} \frac{K(k')}{K(k)}, \quad \text{mit} \quad (4.1)$$

$$k = w/d \quad \text{und} \quad (4.2)$$

$$k' = \sqrt{1 - (w/d)^2}, \quad (4.3)$$

wobei $\epsilon_{r,\text{eff}}$ die effektive Permittivität des Materials und K das vollständige elliptische Integral erster Ordnung von k bzw. k' darstellt. Die effektive Permittivität setzt sich

zusammen als Mittelwert der beiden Halbräume unter- und oberhalb des Leiters. Daher gilt

$$\epsilon_{r,\text{eff}} = (\epsilon_r + 1)/2. \quad (4.4)$$

Diese Näherungslösung ist nur für eine Leiterdicke $t = 0$, unendlich breite Masseleiter ($l \rightarrow \infty$) und ein unendlich dickes Substrat ($h \rightarrow \infty$) gültig. Durch eine Modifizierung der effektiven Permittivität im Rahmen einer Näherung (vgl. *Hoffmann, 1983*) lässt sich jedoch zeigen, dass die Substratdicke h für $s/h \ll 1$ vernachlässigt werden kann und darüber hinaus auch die endliche Breite der Masseleiter nur geringen Einfluss hat, solange $l > d/2$ gilt. Beide Bedingungen sind für die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter gegeben.

Um nun eine Mikrostruktur wie die Permalloy-Streifen magnetisch anzuregen, muss ein ausreichendes Magnetfeld bereitgestellt werden. Damit dies mit den vorgegebenen Mikrowellenleistungen erreicht wird, bleibt nur die Möglichkeit, den Leitungsquerschnitt stark zu reduzieren, da sich das Magnetfeld um einen Leiter umgekehrt proportional zum Querschnitt verhält. Die Leitungen des CPWs liegen dann in etwa der selben Größenordnung wie die Mikrostrukturen. Die in dieser Arbeit hergestellten Wellenleiter wurden so gestaltet, dass die Proben sowohl in das Raster-Kerr-Mikroskop, als auch in das Experiment zur breitbandigen Mikrowellenspektroskopie eingebaut werden können. Beide besitzen unterschiedliche Methoden zur Kontaktierung (vgl. Kapitel 3). Dazu werden die Abmessungen des Wellenleiters unter Beibehaltung der Impedanz in drei Stufen verkleinert (siehe Abb. 4.2(a)). Von außen

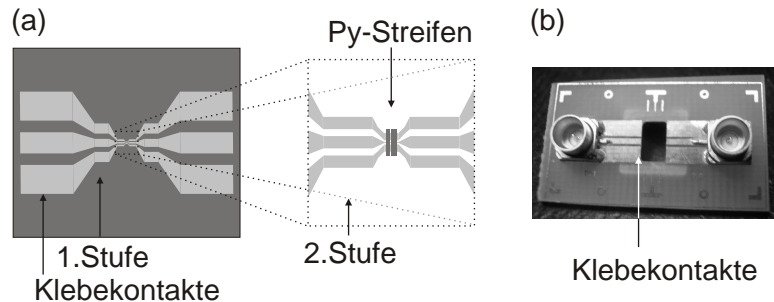


Abbildung 4.2: Wellenleiter und Platine. (a) zeigt die Struktur der Mikrowellenleitung. Der Wellenleiter (hellgrau) beginnt bei großen Abmessungen und wird in zwei Stufen verkleinert. Die großen Kontaktflächen werden mit Hilfe von leitfähigem Kleber mit der Platine (b) verbunden und die beiden inneren Stufen ermöglichen die Kontaktierung mit den Messspitzen. (b) zeigt ein Foto der Platine. Man erkennt die Wellenleiter aus Kupfer mit den Koaxialsteckern und das Loch in der Mitte. Die Probe wird auf die Enden der Wellenleiter über das Loch geklebt, so dass die Probenoberfläche auf der Rückseite der Platine frei zugänglich ist.

nach innen wird der Wellenleiter in mehreren Stufen verkleinert. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Verhältnisse von w/d , s/h und l/d bestmöglich konstant gehalten werden, damit die Impedanz konstant bleibt. Die äußeren Kontaktflächen können benutzt werden um die Probe auf die Platine für das Kerr-Mikroskop zu kleben. Die beiden Stufen während der Reduzierung des Querschnitts ermöglichen das

Absetzen der verschiedenen Messspitzen des Spektroskopie-Experiments auf dem Wellenleiter. Der innerste und schmalste Bereich des Wellenleiters dient zur Anregung der Strukturen bzw. zur Detektion der Resonanz. Hier ist der Signalleiter $3\ \mu\text{m}$ breit und die Lücke zur Masseleitung beträgt jeweils $2,5\ \mu\text{m}$. Durch den kleinen Querschnitt des Innenleiters wird hier eine hohe Stromdichte erzeugt. Das assoziierte Magnetfeld regt die magnetischen Momente zur Präzession an. Die in Abb. 4.2 (b) gezeigte Platine besitzt ebenfalls einen koplanaren Wellenleiter, der mit Koaxialsteckern verbunden ist. Die Probe wird kopfüber auf diese Lücke im Wellenleiter geklebt (vgl. Abschnitt 4.1.3), wobei die Impedanzanpassung im Allgemeinen verschlechtert wird.

Die koplanaren Wellenleiter wurden kontaktlithografisch auf ein GaAs-Substrat definiert. Dabei wird das Substrat mit einem Photolack beschichtet, welcher im Anschluss mittels einer Chromblank-Maske mit der gewünschten Struktur belichtet wird. Nach der Entwicklung des Lackes liegt die Substratoberfläche in Form des Wellenleiters frei und kann thermisch bedampft werden. Als Material wurden hier wenige Nanometer Chrom zur Haftvermittlung, $220\ \text{nm}$ Silber für den eigentlichen Wellenleiter und ca. $10\ \text{nm}$ Gold als Schutz gegen Oxidation verwendet. Ein anschließendes Acetonbad entfernt den unbelichteten Lack und die darauf liegenden Metallschichten (Lift-Off-Prozess), so dass die fertigen Wellenleiter frei liegen. Die genauen Prozessparameter der Präparation sind im Anhang dargestellt.

4.1.2 Permalloy-Streifen

Die in dieser Arbeit untersuchten Permalloy-Streifen liegen senkrecht auf dem Wellenleiter. Um das Höhenprofil des Wellenleiters auszugleichen und um eine elektrische Isolierung der Streifen gegenüber dem Wellenleiter zu erhalten, wurde die Probe mit einer etwa $250\ \text{nm}$ dicken Schicht Hydrogen-Silsesquioxan (HSQ) beschichtet. Dieses dielektrische Polymer füllt und glättet die Wellenleiter-Struktur und wird im Anschluss im Ofen gehärtet. Die Permalloy-Streifen selbst wurden auf dem HSQ lithografisch definiert, wobei hier zu Gunsten einer höheren Ortsauflösung die Elektronenstrahlithografie verwendet wurde, um die Mikrostruktur in den Lack zu übertragen. Die fertigen Permalloy-Streifen sind $5 \times 80\ \mu\text{m}^2$ groß und $20\ \text{nm}$ dick (siehe Abb. 4.3). Um das Messsignal des Vektor-Netzwerkanalysators zu verstärken wurden sieben dieser Streifen im Abstand von $2\ \mu\text{m}$ auf die Probe präpariert. Die genauen Parameter der Präparation finden sich im Anhang.

4.1.3 Kontaktierung

Der Einbau der Probe in das Kerr-Mikroskop stellt eine Herausforderung dar. Einerseits muss eine Mikrowelle zur Probe geleitet werden (für die Mikrowellenspektroskopie zusätzlich wieder von der Probe weg) und andererseits muss das Objektiv bzw. Laserlicht einen Zugang zur Probenoberfläche erhalten. Beide Anforderungen werden von der in Abb. 4.2(b) gezeigten Kupferplatine erfüllt. Das Ausgangsmaterial

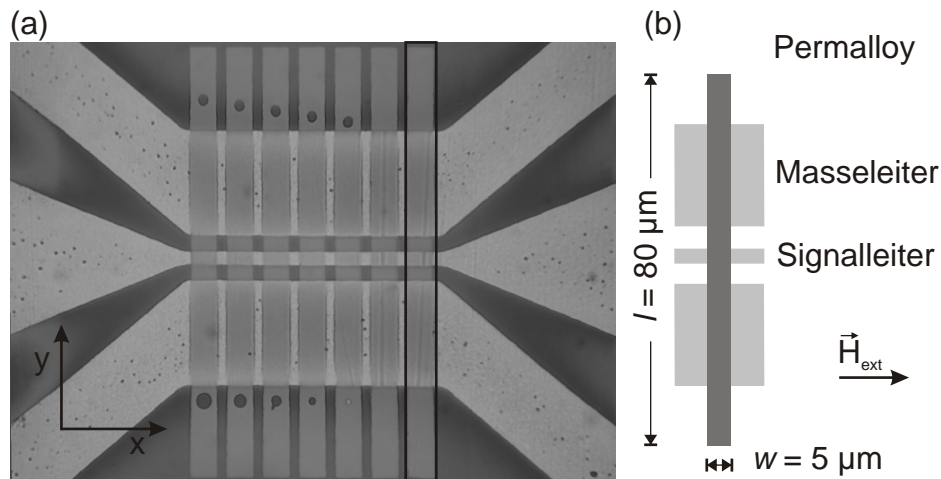


Abbildung 4.3: Untersuchte Probe. (a) zeigt eine mikroskopische Aufnahme der fertigen Streifen. Der umrahmte Streifen wurde mit dem Kerr-Mikroskop untersucht. Der Einfluss der Löcher in den anderen Streifen konnte in dieser Arbeit nicht untersucht werden, stört aber die Mikrowellenspektroskopie an dem ausgewählten Streifen nicht. (b) zeigt einen einzelnen Streifen schematisch. (Nähere Erläuterungen im Text.)

ist eine 1,5 mm dicke Scheibe Epoxidharz, welches auf einer Seite mit $35 \mu\text{m}$ Kupfer kaschiert ist. Die Kupferschicht wird lithografisch strukturiert und anschließend nass-chemisch geätzt. Die dabei erzeugte Struktur ist ebenfalls ein koplanarer Wellenleiter, der auf beiden Seiten Lötstellen für spezielle Mikrowellen-Koaxialstecker (SMP, Rosenberger 40ML-5) besitzt und in der Mitte vollständig auf einer Länge von bis zu 3 mm unterbrochen ist (siehe Abb. 4.2 (b)). In die Rückseite der Platine wird eine Tasche gefräst, so dass die Lücke im Wellenleiter vom Material der Platine befreit wird und das Mikroskopobjektiv mit den 0,3 mm Arbeitsabstand ausreichend Spielraum bekommt. Die Probe wird nun mit Hilfe eines leitfähigen Epoxidklebers kopfüber auf die Lücke geklebt, so dass die jeweiligen Wellenleiter auf Platine und Probe Kontakt aber keinen Kurzschluss haben. Die fertige, mit einer Probe bestückte Platine kann mit Schrauben an der Probenhalterung fixiert werden. Die Zuleitung der Mikrowellen erfolgt aus Richtung des Halters, die Oberfläche der Probe ist dem Kerr-Mikroskop zugewandt.

4.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

Der folgende Abschnitt befasst sich mit der ferromagnetischen Resonanz der Permalloy-Streifen und den daraus ableitbaren Größen wie Sättigungsmagnetisierung und Dämpfungsparameter. Die ferromagnetische Resonanz kann neben der

ortsintegrierenden Mikrowellenspektroskopie auch mit dem Kerr-Mikroskop ermittelt werden. Dazu wird die Amplitude der Kerr-Oszillation an einem einzelnen Punkt der Probe bei verschiedenen Frequenzen gemessen.

4.2.1 Ferromagnetische Resonanz

An dieser Stelle werden die Ergebnisse der ortsintegrierenden, breitbandigen Mikrowellenspektroskopie vorgestellt. Bei diesen Messungen wurde die ferromagnetische Resonanz für Spinwellen in der Damon-Eshbach-Geometrie untersucht. Das heißt das externe Magnetfeld wird entlang der kurzen Achse des Streifens angelegt und steht dadurch senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung der Spinwelle entlang des Streifens. Das Magnetfeld wurde in Schritten von 1 mT zwischen -90 und 90 mT variiert. Vor jeder Messung wurde eine Sättigung der Streifen mit einem Magnetfeld von 90 mT in Richtung der langen Achse vorgenommen, um eine definierte magnetische Vorgeschichte zu erhalten. Eine Messung für ein Magnetfeld besteht wie in Kapitel 3.2 beschrieben aus je einer Messung beim gewünschten Magnetfeld und einer Referenzmessung, um die Magnetfeldunabhängigen Signale der Kabel und Kontakte zu unterdrücken. Für die Referenzmessung wurde in diesem Fall ein Magnetfeld von 90 mT in Richtung der langen Achse gewählt. Die Leistung der eingestrahlichten Mikrowelle betrug -10 dBm.

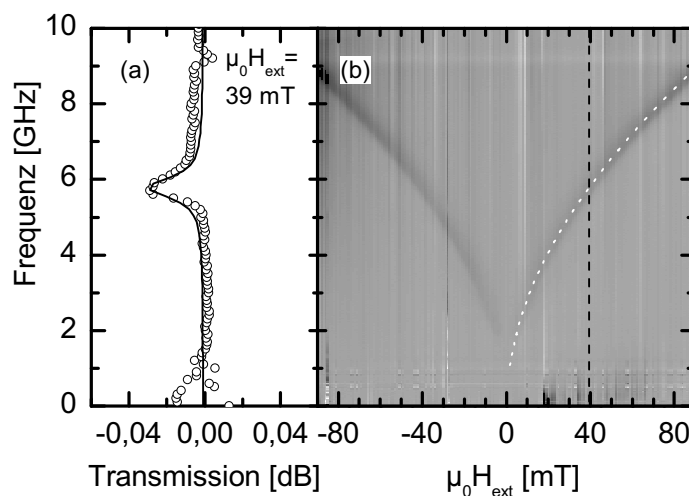


Abbildung 4.4: Ferromagnetische Resonanz der $5 \mu\text{m}$ breiten Permalloy-Streifen. (a) Transmissionsspektrum bei 39 mT (vgl. (b) schwarz-gestrichelte Linie). Das Minimum in der Transmission wird durch Absorption und Rückinduktion im Resonanzfall erzeugt und kann mit einer Lorentz-Funktion gefittet werden. (b) Ferromagnetische Resonanz in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Der Verlauf der Resonanz wurde mit der Kittel-Formel (Gleichung 2.19) gefittet (weiß-gepunktete Linie) um daraus die Sättigungsmagnetisierung zu extrahieren.

Abbildung 4.4 zeigt die ferromagnetische Resonanz der Permalloy-Streifen. Das Teil-

bild (a) zeigt ein einzelnes Transmissionsspektrum bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 39 \text{ mT}$. Das Minimum der Transmission entsteht im Resonanzfall einerseits durch die Absorption der Mikrowellenleistung im Permalloy und andererseits durch die phasenverschobene Reinduktion einer Mikrowelle aus dem Permalloy in den Wellenleiter. Das Minimum kann mit einer Lorentz-Kurve gefittet werden. Aus der erhaltenen Resonanzbreite bei verschiedenen Magnetfeldern kann nach einem Modell von (*Kalarickal et al.*, 2006) die Dämpfungskonstante α ermittelt werden. Für die hier verwendeten Streifen erhalten wir eine Dämpfungskonstante $\alpha = 0,011 \pm 0,001$. Das Ergebnis spiegelt die deutlich größere Linienbreite der Resonanzkurve wider (vgl. Abb. 4.4). Für einen ferromagnetischen Film (vergl. Kapitel 5.2.2) wird in der Literatur meist ein Wert von $\alpha = 0,008$ genannt (*Ingvarsson et al.*, 2002; *Bailleul et al.*, 2003b). Im Teilbild (b) ist die ferromagnetische Resonanz in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes dargestellt. Die Resonanz ist symmetrisch um Null und zeigt einen wurzelförmigen Verlauf wie er auch für einen in der Ebene magnetisierten Film erwartet wird. Wir verwenden hier ein Modell für Filme von (*Kittel*, 1948) (Gleichung 2.19), um den Verlauf näherungsweise zu beschreiben (weiß-gepunktete Linie). Aus diesem Fit erhalten wir einen Wert für die Sättigungsmagnetisierung von $M_S = (8,32 \pm 0,03) \cdot 10^5 \text{ A/m}$ ($1046 \pm 3 \text{ mT}$). Dies liegt sehr nahe am Literaturwert von $8,5 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ (1070 mT) (vgl. *Lide*, 2004).

4.2.2 FMR mit MOKE

Wie in Kapitel 3.1 vorgestellt, kann das dynamische Verhalten der ferromagnetischen Struktur mit dem Raster-Kerr-Mikroskop orts- und frequenz aufgelöst ermittelt werden. Daher ist es auch möglich, über die Stärke des Kerr-Signals in Abhängigkeit von der Frequenz die ferromagnetische Resonanz zu ermitteln. Abbildung 4.5 ver-

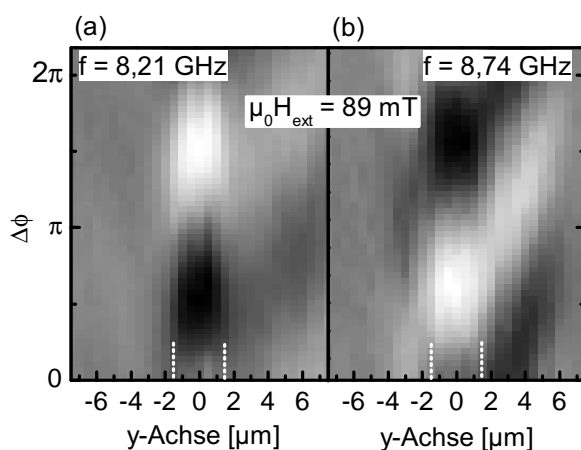


Abbildung 4.5: Kerr-Signal entlang der Mitte des Streifens. Die Position entlang des Streifens ist auf der Abszisse aufgetragen. Die gepunkteten Linien markieren die Lage des Innenleiters. Die Ordinate zeigt die Phasenverschiebung der Mikrowelle. Die Auslenkung der Magnetisierung ist als Grauskala dargestellt. (a) zeigt den Linienscan abseits der Resonanz für die Mitte des Streifens. (b) zeigt die Ausbreitung von Spinwellen im Resonanzfall.

anschaulicht dies mit Hilfe zweier Datensätze, welche als Linienscans entlang der langen Achse eines Streifens durchgeführt wurden. Dabei wurde das Kerr-Signal entlang der Mitte des Streifens in Schritten von 500 nm über eine Länge von $15 \mu\text{m}$ für zwei unterschiedliche Frequenzen bei identischem Magnetfeld gemessen. Auf der

Abszisse ist die Position entlang der Achse des Streifens aufgetragen, wobei die Null die Mitte des Signalleiters markiert. Die Ordinate zeigt die Phasenverschiebung der Mikrowelle gegenüber den Laserpulsen an. Die Auslenkung der Magnetisierung ist hier in einer Grauskala dargestellt. In Abb. 4.5 (a) erkennt man deutlich die Auslenkung der Magnetisierung über dem Signalleiter durch die eingestrahlte Mikrowelle. Auf beiden Seiten des Signalleiters ist kaum eine Auslenkung zu erkennen, da die Frequenz der Mikrowelle in der Mitte des Streifens nicht die Resonanzbedingung erfüllt. Das interne Feld H_i des Streifens ist in der vorliegenden Damon-Eshbach-Geometrie durch das Demagnetisierungsfeld stark verformt und ermöglicht bei dieser Frequenz nur ganz nah an den Rändern des Streifens eine Lokalisierung von Spinwellen (vergl. *Demidov et al.*, 2008) auf die hier nicht weiter eingegangen wird. Abbildung 4.5 (b) hingegen zeigt den Resonanzfall. Hier ist zusätzlich zur Auslenkung über dem Signalleiter rechts des Leiters eine deutliche Struktur zu sehen, welche sich mehrere Mikrometer weit entlang des Streifens ausbreitet. Für diese Frequenz ermöglicht das interne Feld des Streifens eine Spinwellenausbreitung entlang der Mitte des Streifens. Die Ausbreitung der Spinwelle geschieht nicht symmetrisch in beide Richtungen. Die zunächst naheliegende Erklärung, dass Damon-Eshbach-Spinwellen eine feste Ausbreitungsrichtung besitzen, die von der Richtung der Magnetisierung abhängt (vgl. *Schneider et al.*, 2008), kann hier nicht angewendet werden. Die Schichtdicke des Permalloys ist mit 20 nm so gering, dass der exponentielle Abfall der Damon-Eshbach-Wellen vernachlässigt werden kann. Somit sollten die beiden Wellen die an der Ober- und Unterseite des Streifens in jeweils unterschiedliche Richtungen laufen beinahe gleichstark detektiert werden. In (*Demidov et al.*, 2009) wird die asymmetrische Ausbreitung ebenfalls beobachtet. Dort wird die unterschiedliche Amplitude auf eine Phasenverschiebung der beiden Komponenten des anregenden Magnetfelds auf beiden Seiten des Mikrowellenleiters zurückgeführt. Durch das Drehen des externen Magnetfeldes um 180° wird auch die Ausbreitungsrichtung der Spinwelle vertauscht.

Zur Ermittlung der Ferromagnetischen Resonanz wird nun die Amplitude des Kerr-Signals frequenzabhängig gemessen. Dazu wird ein Ort auf dem Streifen ausgewählt, der nicht genau auf dem Signalleiter des CPWs liegt, da ansonsten auch abseits der Resonanz eine Auslenkung der magnetischen Momente durch die Mikrowelle vorliegt. Die Amplitude des Kerr-Signals wurde an drei verschiedenen Orten entlang der Achse des Streifens in einem Abstand von $2,5 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ und $3,5 \mu\text{m}$ von der Mitte des Signalleiters gemessen und auf die eingestrahlte Mikrowellenleistung am Ort der Probe normiert. Die drei Ergebnisse wurden anschließend gemittelt, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Abbildung 4.6 zeigt die frequenzabhängige Messung des Kerr-Signals im Vergleich zur Mikrowellenspektroskopie bei einem externen Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 89 \text{ mT}$. Das Kerr-Signal (Symbole) zeigt bei etwa 8,6 GHz ein etwa 800 MHz breites Maximum mit mehreren Spitzen. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung des Mittelwertes der drei Messpunkte je Frequenz. Die Mikrowellenspektroskopie-Messung (Linie) zeigt eine 500 MHz breite Resonanz bei 8,75 GHz. Im Vergleich mit den Daten aus dem Spektroskopie-Experiment ist die Resonanz des Kerr-Signals also etwas verbreitert, zeigt jedoch prinzipiell die Frequenz der Ferromagnetischen Resonanz an. Eine genaue Übereinstimmung der Lage

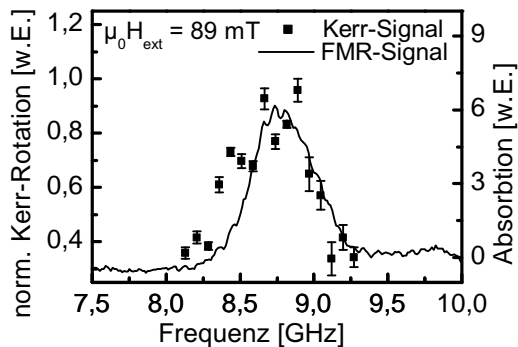


Abbildung 4.6: Ermittlung der Ferromagnetischen Resonanz. Das Kerr-Signal (Symbole) zeigt ein ausgeprägtes Maximum um 8,5 GHz. Es ist etwas breiter als die zum Vergleich dargestellte Absorptionskurve (Linie) aus dem Spektroskopie-Experiment. Das Kerr-Signal unterliegt einem deutlichen Rauschen, welches zu der scheinbaren Feinstruktur des Maximums führt.

der Maxima ist nicht gegeben, da die Messungen an unterschiedlichen Magnetsystemen vorgenommen wurden, deren Kalibrierungen voneinander abweichen. Generell ist es also sehr gut möglich, die Ferromagnetische Resonanz direkt aus der Amplitude der abgestrahlten Spinwelle zu ermitteln (*Perzmaier et al.*, 2008). Dabei ist zu beachten, dass die Permalloy-Streifen im Vergleich zu ausgedehnten Filmen ein inhomogenes internes Feld besitzen und es dadurch zu Lokalisierungseffekten im Bereich der Ränder der Streifen kommt. Dies muss beim Vergleich der ortsauflösenden Messtechnik mit der über mehrere parallele Streifen integrierenden Spektroskopie berücksichtigt werden.

4.3 Interferenz von Spinwellen-Moden

Der folgende Abschnitt behandelt die Interferenz von Spinwellenmoden in Permalloy-Streifen. Dazu wird das in Kapitel 2.3 vorgestellte Modell für Spinwellen in dünnen, endlichen Systemen auf unsere Streifengeometrie angewendet. Im Anschluss daran werden die Messungen an den Permalloy-Streifen vorgestellt und die Trennung der zwei stärksten Moden nachvollzogen. Der letzte Teil widmet sich der Möglichkeit, aus den getrennten Moden elementare Eigenschaften der Spinwellen-Moden zu ermitteln.

4.3.1 Dispersionsrelation für die Streifengeometrie

Dieser Abschnitt verwendet das in Kapitel 2.3 vorgestellte Modell auf ferromagnetische Streifen. Wir erinnern noch einmal daran, dass bei dem Modell die Einflüsse des Austauschfelds \vec{H}_E und des Demagnetisierungsfeld \vec{H}_D mit einbezogen werden. Die Kristallanisotropie wird mit Blick auf den geringen Beitrag in Permalloy vernachlässigt (vergl. *Yin et al.*, 2006).

Ausgehend vom geometrischen Modell in Abbildung 2.2 muss zur Beschreibung der Streifen die Magnetfeldkonfiguration angepasst werden. Das Magnetfeld H und die Magnetisierung M zeigen entlang der x-Achse, die dynamischen Komponenten $m_{d,y}$

und $m_{d,z}$ werden entsprechend ihren Achsen gesetzt. An der Gültigkeit von Gleichung 2.25 ändert dies nichts. Die Quantisierungsbedingungen werden gemäß Gleichung 2.22 eingeführt:

$$k_{mx} = \frac{(m+1)\pi}{w_{\text{eff}}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4.5)$$

$$k_{ny} = \frac{(n+1)\pi}{l_{\text{eff}}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.6)$$

Jedoch muss Gleichung 2.26 auf die neue Geometrie angepasst werden. Die Wellenvektoren k_{mx} und k_{ny} vertauschen ihren Damon-Eshbach- bzw. Backward-Volumen-Charakter. Daher werden zwei Terme in Gleichung 2.26 vertauscht und es gilt:

$$F = 1 - P \left(\frac{k_{mx}^2}{|\vec{k}_{nm}|^2} \right) + P(1 - P) \left(\frac{M_S}{H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} |\vec{k}_{mn}|^2} \right) \left(\frac{k_{ny}^2}{|\vec{k}_{nm}|^2} \right) \quad (4.7)$$

Der Demagnetisierungsfaktor N aus Gleichung 2.28 kann für einen entlang der y -Achse ausgerichteten, transversal magnetisierten, schmalen Streifen mit

$$N_{xx}(x) = \frac{1}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{t}{2x+w}\right) - \arctan\left(\frac{t}{2x-w}\right) \right) \quad (4.8)$$

genähert werden. Unter Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit kann dieser Ausdruck für $x = 0$ in eine Reihe nach dem Arkustangens entwickelt werden. Da $t/w \ll 1$ ist, werden Terme höherer Ordnung in t/w vernachlässigt und wir erhalten

$$N_{xx}(x=0) = \frac{1}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{t}{w}\right) - \arctan\left(\frac{t}{w}\right) \right) \quad (4.9)$$

$$= \frac{2t}{\pi w}. \quad (4.10)$$

Wir erhalten also eine Dispersionsrelation $f(\kappa_{mn}, k_{mx}, k_{ny}, H_{\text{int}})$, die für jede einzelne Quantisierung k_{mx} der Backward-Volumen-Moden eine eigene Dispersion der Damon-Eshbach-Mode liefert. Abbildung 4.7 zeigt ein Beispiel für mehrere Damon-Eshbach-Moden mit unterschiedlichen k_{mx} . Die hier dargestellten Moden wurden mit

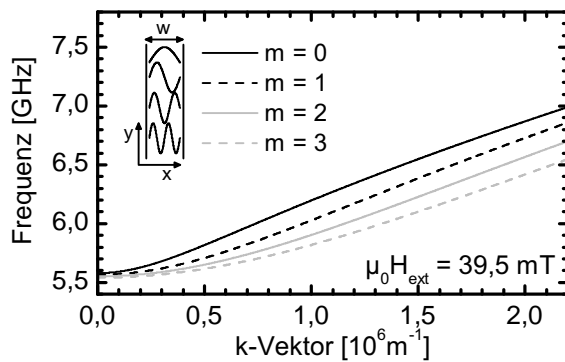


Abbildung 4.7: Dispersionsrelation für die ersten Damon-Eshbach-Moden in einem Py-Streifen der Länge $l = 80 \mu\text{m}$, Breite $w = 5 \mu\text{m}$ und Dicke $t = 20 \text{ nm}$ nach Gleichung 2.25. Der Streifen ist transversal magnetisiert mit $\mu_0 H_{\text{ext}} = 39,5 \text{ mT}$. Nur die geraden Moden ($m = 0$ und $m = 2$) können im Experiment angeregt werden. Das Inset zeigt die Geometrie des Streifens.

Gleichung 2.25 unter Verwendung des Tensors aus Gleichung 4.7 für einen transversal

(entlang der kurzen Achse) magnetisierten Streifen mit den folgenden Dimensionen berechnet: $l = 80 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$ und $t = 20 \text{ nm}$. Weitere Parameter sind das Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{ext}} = 39,5 \text{ mT}$ und die Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S = 1046 \text{ mT}$. Die verschiedenen Moden zeigen individuelle Dispersionen, in Abhängigkeit von der Anzahl der Knoten entlang der kurzen Achse (siehe Inset). Aufgrund der Symmetrie der Anregung durch einen CPW werden nur die geradzahigen Moden $m = 0$ bzw. $m = 2$ angeregt (durchgezogenen Linien). Abbildung 4.7 zeigt, dass bei der Anregung mit einer festen Frequenz oberhalb von 5,6 GHz mehrere mögliche k-Vektoren für Spinwellenausbreitung entlang des Streifens existieren.

4.3.2 Trennung der Spinwellen-Moden

Das folgende Kapitel geht auf die Messungen an Permalloy-Streifen ein, die mit dem Kerr-Mikroskop durchgeführt wurden und erläutert wie das soeben eingeführte Modell auf diese angewendet werden kann. Soweit nicht anders angegeben wurden die hier dargestellten Messungen bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 39 \text{ mT}$ und einer Anregungsfrequenz $f = 5,7 \text{ GHz}$ durchgeführt. Abbildung 4.8 zeigt zwei Datensätze, die simultan wäh-

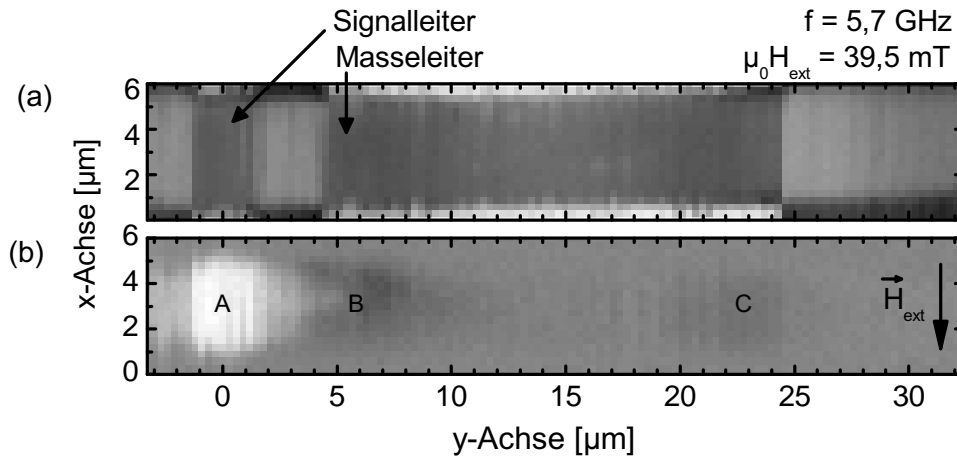


Abbildung 4.8: Messung am Permalloy-Streifen. (a) zeigt eine Karte der Oberfläche die aus der Messung der Reflexion erzeugt wurde. Man erkennt den Permalloy-Streifen, der quer über dem Signalleiter und dem Masseleiter des CPWs liegt. (b) zeigt die Magnetisierung des Streifens zu einem festen Zeitpunkt. Die Anregung durch die Mikrowelle bei $f = 5,7 \text{ GHz}$ und einem Magnetfeld von $39,5 \text{ mT}$ zeigt sich durch den Kontrastunterschied an den Positionen A, B und C (Erläuterungen im Text).

rend einer Rastermessung erzeugt wurden. In dieser Messung wurde ein $6 \times 36 \mu\text{m}^2$ großes Gebiet in Schritten von $0,3 \mu\text{m}$ vermessen. An jedem Messpunkt wurde die Reflexion der Oberfläche sowie eine Oszillation der Mikrowelle aufgenommen (vergl. Kapitel 3.1). Das externe Magnetfeld ist entlang der kurzen Achse des Streifens ausgerichtet und beträgt $\mu_0 H_{\text{ext}} = 39,5 \text{ mT}$. Für dieses Feld beträgt die Resonanzfrequenz der Streifen $5,7 \text{ GHz}$ (vergleiche Abb. 4.4). Das Teilbild (a) zeigt die

Reflexionsdaten der Messung. Man erkennt den Signal- und den Masseleiter des CPW, die sich unter dem Permalloy befinden. Der $5\ \mu\text{m}$ breite Permalloy-Streifen ist ebenfalls gut zu erkennen. Am oberen und unteren Rand ist jeweils der größte Kontrast zu finden, da hier das Gold des CPW stark reflektiert (weiss) und das GaAs am wenigsten reflektiert (schwarz). Das Teilbild (b) zeigt die Kerr-Rotation für eine einzelne feste Phasenbeziehung zwischen Mikrowelle und Laserpulsen. Dies entspricht somit einer Momentaufnahme der Magnetisierung auf der gesamten Fläche. Man erkennt sofort den weißen Bereich (A) an der Position des Signalleiters. Hier ist die Magnetisierung maximal ausgelenkt, da hier das mit der Mikrowelle assoziierte Magnetfeld H_{MW} maximal ist. Am oberen und unteren Rand ist in diesem Bereich keine Auslenkung zu erkennen, da hier einerseits noch kein Permalloy im Messfeld liegt und andererseits die magnetischen Momente am Rand des Streifens durch das sog. Pinning festgehalten werden. Das bedeutet, dass in der aktuellen Magnetfeldgeometrie ein starkes Demagnetisierungsfeld existiert, welches die randständigen Momente zwingt, sich entlang des Randes auszurichten. Auf diese Momente wirkt nur ein geringes Drehmoment durch das Anregungsfeld H_{MW} .

Des weiteren erkennt man in Abb. 4.8(b) eine Ausbreitung des weißen Bereichs entlang des Permalloy-Streifens unter gleichzeitiger Verringerung sowohl der Amplitude als auch der transversalen Ausdehnung. Ab etwa $5\ \mu\text{m}$ (B) fallen auch dunklere Bereiche auf, die auf die Auslenkung der Magnetisierung in die entgegengesetzte Richtung hinweisen. Ein weiterer dunkler Bereich ist bei etwa $24\ \mu\text{m}$ zu sehen (C). Hier ist die deutlich schwächere Anregung durch die Masseleitung zu erkennen. Da der Strom im Masseleiter dem Signalleiter entgegen gerichtet ist, ist die Auslenkung der magnetischen Momente hier ebenfalls der Auslenkung des Signalleiters entgegengesetzt. Das bedeutet allerdings, dass sich im Bereich B die Auslenkungen durch die beiden Leiter überlagern.

Um diese Überlagerung aus den Messdaten zu entfernen, kann in einfacher Näherung das Signal des Masseleiters aus dem Bereich C von den Daten im Bereich B abgezogen werden. Dabei hilft die Dämpfung im Streifen, da wir davon ausgehen, dass für Werte $y > 15\ \mu\text{m}$ ausschließlich die Anregung durch den Masseleiter erfolgt und keine Auswirkungen des Signalleiters mehr messbar sind. Im Folgenden sind alle Daten auf diese Weise korrigiert. Bei dieser Korrektur wird nicht berücksichtigt, dass sich bei hohen Frequenzen die Stromdichte im Leiter auf dessen Randbereiche konzentriert (Skin-Effekt).

Abbildung 4.9 zeigt eine einzelne Linie entlang der Mitte des Streifens zu verschiedenen Zeitpunkten ((a)-(d)). Die Nulllage der Auslenkung wurde mit der horizontalen Linie markiert. Man erkennt deutlich, wie ausgehend vom Signalleiter ($y = 0$) eine gedämpfte Welle entlang des Streifens läuft. Die Amplitude ist bei etwa $y = 13\ \mu\text{m}$ vollständig abgeklungen.

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Quantisierung entlang der kurzen Streifen-Achse wird im Teilbild (e) besonders deutlich. In diesem Bild für den Zeitpunkt $t = 0$ wird noch einmal der gesamte Streifen dargestellt. Zu diesem Anregungszeitpunkt befindet die Auslenkung der magnetischen Momente über dem

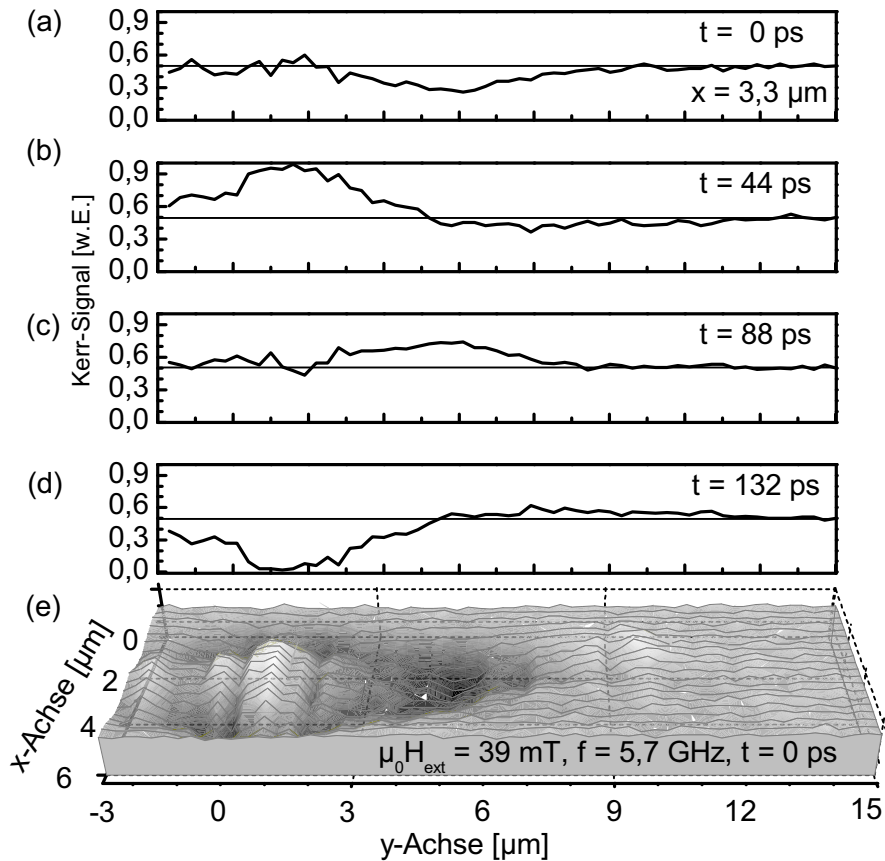


Abbildung 4.9: Zeitentwicklung der sich ausbreitenden Spinwellen entlang des Streifens. (a)-(d) zeigen die Auslenkung in der Mitte des Streifens für vier verschiedene Zeitpunkte. Man erkennt eine gedämpfte Schwingung, deren Amplitude bei $13 \mu\text{m}$ vollständig abgeklungen ist. (e) zeigt den ganzen Streifen für den Zeitpunkt $t = 0$. Über dem Signalleiter ist eine Modulation entlang der kurzen Streifen-Achse zu erkennen, die auf weitere transversale Moden im Streifen hinweist. Diese Moden laufen gemeinsam entlang des Streifens und interferieren dabei ortsabhängig.

Signalleiter gerade in einem Nulldurchgang. Dennoch ist hier die Magnetisierungskurve nicht flach, sondern zeigt entlang der kurzen Streifen-Achse eine deutliche Modulation. Auch die starke Einschnürung der Spinwelle zwischen $y = 2 \mu\text{m}$ und $y = 7 \mu\text{m}$ wird noch einmal sehr deutlich. Man erkennt hier die Überlagerung mehrerer Moden, die sich gemeinsam entlang des Streifens ausbreiten und dabei ein charakteristisches Interferenzmuster erzeugen.

Die sich ausbreitenden Spinwellen werden durch die Quantisierungsbedingung aus Gleichung 4.5 unterschieden. Dabei darf jedoch die Art der Anregung nicht außer Acht gelassen werden: Die im Experiment verwendeten Mikrowellen haben im CPW eine Wellenlänge von mehreren Zentimetern, während die Breite des Streifens nur $5 \mu\text{m}$ beträgt. Dadurch muss die Anregung über die Breite des Streifens als homogen angesehen werden. Eine homogene Anregung kann jedoch nur um den Mittelpunkt

der Streifen-Achse symmetrische Moden erzeugen, das heißt $m = 0, 2, 4, \dots$ wobei die Amplitude der Moden mit $1/(m + 1)$ abnimmt (Kittel, 1958). Wir benutzen für die Beschreibung der Magnetisierung nur die Moden $m = 0$ und $m = 2$ sowie den folgenden Ansatz:

$$\begin{aligned}
 m_Z(x, y, t) \propto & A_0 \cdot \exp(\kappa_0 y) \cos(k_{y,0} \cdot y - \omega t) \sin\left(\frac{\pi x}{w}\right) \\
 & + A_2 \cdot \exp(\kappa_2 y) \cos(k_{y,2} \cdot y - \omega t + \phi) \sin\left(\frac{3\pi x}{w}\right). \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

Hier bezeichnen A_0 und A_2 die Amplituden der ersten und dritten Mode, κ_0 und κ_2 einen Dämpfungsparameter und k_0 und k_2 die Wellenvektoren entlang der y-Achse für die beiden Moden.

In *Demidov et al.*, 2008 wurde eine solche Magnetisierung mit Hilfe der Brillouin-Lichtstreuung in Permalloy-Streifen bereits nachgewiesen. Die Messungen lieferten eine räumlich gut aufgelöste Intensitätsverteilung der Auslenkung der magnetischen Momente, jedoch keine Informationen über die zeitliche Veränderung der Magnetisierung.

Die hier beschriebene Magnetisierungsverteilung m_Z kann in leicht veränderter Form zum Fitten unserer Messdaten verwendet werden. Dafür wird jeder Zeilenscan entlang der x-Achse für jeden Zeitpunkt mit der folgenden Formel angepasst:

$$\begin{aligned}
 U_D(x, t) = & A_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{w}\right) \cos(-\omega \cdot t) \\
 & + A_2 \cdot \sin\left(\frac{3\pi x}{w}\right) \cos(-\omega \cdot t + \phi). \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

Hier ist U_D die an den Photodioden gemessene Spannung, und damit die zur Magnetisierung m_z äquivalente Größe. Die y-Abhängigkeit wird durch das zeilenweise Fitten entlang der y-Achse berücksichtigt. Die Fitparameter sind hierbei die Modenamplituden A_0 und A_2 sowie die Phasenverschiebung ϕ zwischen diesen beiden Moden. Der Wert w entspricht der geometrischen Breite des Streifens. Eine Fitprozedur über den gesamten Datensatz war leider nicht möglich, da ein messtechnisch bedingtes Rauschen entlang der y-Achse zu starken Diskrepanzen der Parameter führte.

Die Abbildung 4.10 stellt die Ergebnisse der oben beschriebenen Prozedur auszugsweise dar. Die Daten der Zeilenscans (Punkte) in 4.10(a) und (b) sind exemplarisch für $y = 0 \mu\text{m}$ und $y = 2, 4 \mu\text{m}$ jeweils für $t = 44 \text{ ps}$, $t = 66 \text{ ps}$, $t = 88 \text{ ps}$, $t = 110 \text{ ps}$ und $t = 132 \text{ ps}$ dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassung nach Gleichung 4.12 sind als Linien eingetragen. Zur besseren Übersicht wurden die einzelnen Kurven für verschiedene Zeitpunkte gegeneinander verschoben dargestellt. Die gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und dem angenommenen Modell bestätigt die Annahme von sich überlagernden Spinwellen-Moden. Allerdings ergeben sich mit

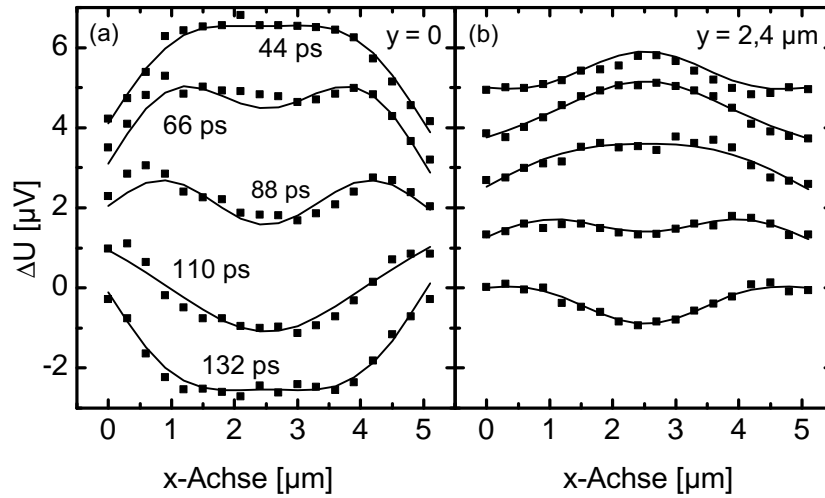


Abbildung 4.10: Schnitte entlang der kurzen Streifenachse. Die Abbildung zeigt das Signal der Photodioden (Punkte) und die Ergebnisse des Fits (Linien) in Abhängigkeit der x-Koordinate für zwei verschiedene Positionen entlang des Streifens und für verschiedene Zeitpunkte: (a) zeigt die Daten direkt über dem Signalleiter ($y = 0$) für verschiedene Zeitpunkte der Anregung. (b) zeigt die selben Daten für $y = 2,4 \mu\text{m}$. Zu Gunsten der Übersichtlichkeit wurden die Kurven gleicher Zeit entlang der Ordinate verschoben.

zunehmendem Abstand vom Signalleiter stärkere Abweichungen, da hier das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich abnimmt und gleichzeitig ein verbleibender Einfluss des Masseleiters angenommen werden muss. Beim Vergleich der Amplituden der beiden Moden stellen wir fest, dass die höhere Mode etwa vier mal schwächer oszilliert, als die Grundmode. Dieser Wert ist deutlich größer, als der bereits erwähnte Zusammenhang mit der Oszillatorstärke nach *Kittel*, 1958. Die Phasenverschiebung zwischen den Moden beträgt etwa $|\phi_0 - \phi_2| = 128^\circ$ was bedeutet, dass die beiden Moden von der eingestrahlten Mikrowelle mit unterschiedlichen Phasenlagen angeregt werden, oder sich gegenseitig dahingehend beeinflussen.

Aus dem Fit der Daten erhalten wir die Parameter der einzelnen Moden und sind damit in der Lage diese einzeln zu rekonstruieren. In Abbildung 4.11 (a) und (b) sind die beiden rekonstruierten Moden einzeln dargestellt. Der Zeitpunkt der Anregung entspricht $t = 88 \text{ ps}$. Die Position des Signalleiters (S) ist durch die gepunkteten Linien markiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Positionen der jeweiligen Maxima der beiden Moden nicht am gleichen Ort liegen, was an der Phasenverschiebung der Moden liegt. Die horizontalen gestrichelten Linien markieren die in Teilbild (c) und (d) dargestellten Datensätze (Punkte). Die durchgezogenen Linien entsprechen der Einhüllenden der Oszillationsamplituden. Wir erhalten einen Dämpfungsterm proportional zu $\exp(\kappa \cdot y)$ mit $\kappa_0 = \kappa_2 = (-0,25 \pm 0,07) \mu\text{m}^{-1}$ für beide Moden.

Eine solche Trennung der beiden Moden ist in der realen Messung so nicht möglich, da sie immer gemeinsam angeregt werden. Wenn man jedoch in die Geometrie des Streifens eingreift, sind interessante Experimente möglich. Es wäre denkbar die

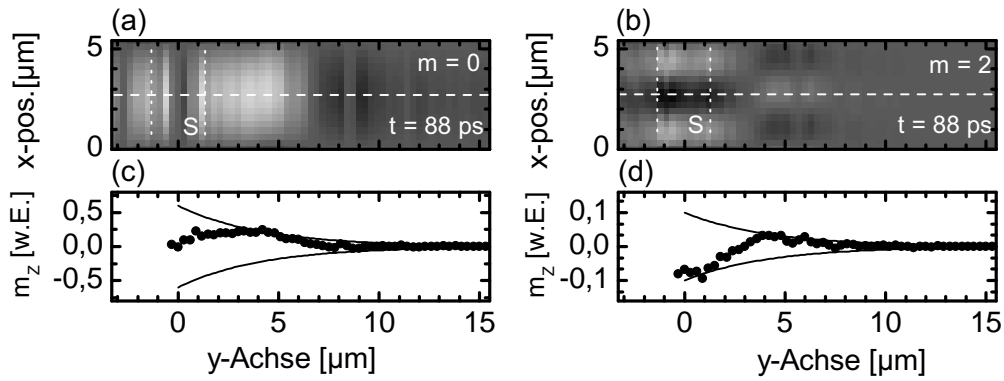


Abbildung 4.11: Rekonstruierte Spinwellen-Moden. (a) und (b) zeigen die Moden $m = 0$ und $m = 2$ für den Zeitpunkt $t = 88$ ps. Die Position des Signalleiters (S) ist durch gepunktete Linien markiert. In (c) und (d) ist jeweils eine einzelne Linie entlang des Streifens aufgetragen (gestrichelte Linie in (a) und (b)). Die einhüllenden Kurven entsprechen einem exponentiellen Zerfall der Auslenkung mit $\exp(-0,25 \mu\text{m}^{-1} \cdot y)$

Ausbreitung einer der Moden zu unterdrücken, indem das Permalloy lokal entfernt wird (*Birt et al.*, 2009). In diesem Fall kommt es zu frequenzabhängiger Reflexion und Streuung von Spinwellen an dem Defekt. Eine andere Möglichkeit ist die periodische Modulation der Streifenbreite (*Kim et al.*, 2009). Auch dies stellt einen starken Eingriff in das interne Feld des Streifens dar und resultiert in der Ausbildung einer Bandstruktur und einer damit verbundenen Filterwirkung in verschiedenen Frequenzbereichen.

4.3.3 Ermittlung der Phasengeschwindigkeit

Im vorigen Kapitel wurde erläutert, wie die interferierenden Spinwellen voneinander getrennt werden können. Daran schließt sich nun die Betrachtung der Phasengeschwindigkeit der Moden an. Die Phasengeschwindigkeit einer Welle lässt sich einfach ermitteln, indem man einen phasenfesten Punkt der Welle über Ort und Zeit verfolgt. In Abbildung 4.12 ist genau dies für die beiden getrennten Spinwellen-Moden dargestellt. Dabei wird die Oszillation der Magnetisierung für die einzelnen Orte entlang der Längsachse des Streifens betrachtet. Abbildung 4.12 (a) und (b) zeigen diese Oszillation für vier Punkte mit unterschiedlichen Abständen vom Signalleiter. Man erkennt die laufzeitbedingte Veränderung der Position des Maximums, sowie die Verringerung der Amplitude. In den Teilbildern (c) und (d) sind diese Oszillationen in eine Grauskala übertragen worden und für alle Punkte entlang des Streifens dargestellt. Die Positionen der Maxima wurden ermittelt. Mittels linearer Regression kann nun die Phasengeschwindigkeit anhand der Steigung der sich ergebenden Geraden abgelesen werden. Es ergibt sich in diesem Fall für die Mode $m = 0$ eine Phasengeschwindigkeit von $v_{phas} = (83 \pm 2)$ km/s und für die Mode $m = 2$ eine Phasengeschwindigkeit von $v_{phas} = (48 \pm 1,9)$ km/s. Über den Zusammenhang

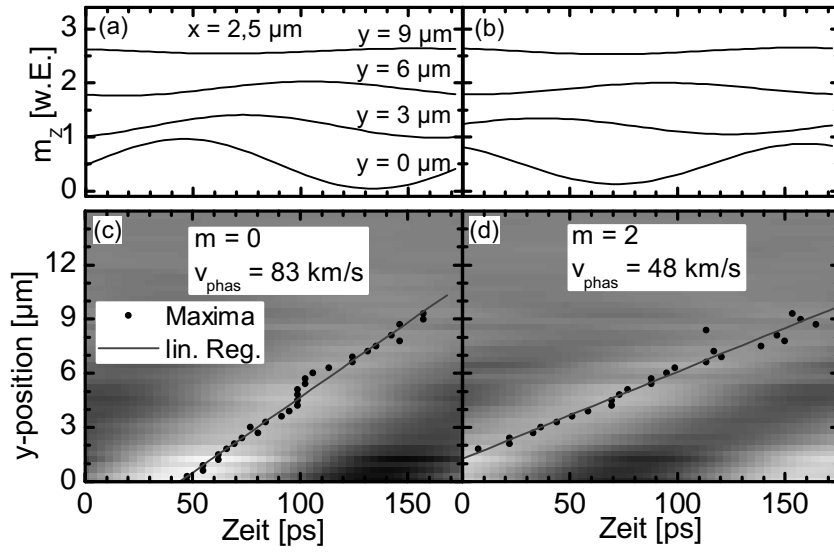


Abbildung 4.12: Ermittlung der Phasengeschwindigkeit von Spinwellen. (a) und (b) zeigen die Oszillation der Magnetisierung an jeweils vier Orten entlang der Mitte des Permalloy-Streifens für die beiden getrennten Moden. (c) und (d) zeigen diese Messungen als Grauskala für alle y-Positionen. Aus der Verschiebung der Lage der Maxima und der sich daraus ergebenden Steigung kann die Phasengeschwindigkeit der Spinwelle ermittelt werden.

$k = \frac{\omega}{v_{phas}}$ mit der Kreisfrequenz ω ergibt sich aus der Phasengeschwindigkeit ein Wellenvektor. Für die Grundmode erhalten wir $k_0 = (4, 3 \pm 0, 1) \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ und für die höhere Mode erhalten wir $k_2 = (7, 4 \pm 0, 3) \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$. Beim Vergleich mit Abbildung 4.7 bzw. mit Gleichung 2.25 ergibt sich damit eine gewisse Abweichung von den erwarteten Werten $k_0 = 3, 35 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ und $k_2 = 6, 2 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$. Mögliche Ursachen für diesen Unterschied liegen in der starken Abhängigkeit der Gleichung 2.25 von der Sättigungsmagnetisierung M_S und vom internen Magnetfeld H_{int} . So erhalten wir aus dem Modell bereits für $\mu_0 H = 38, 7 \text{ mT}$ Wellenvektoren, die mit den von uns ermittelten Werten übereinstimmen. Es kann davon ausgegangen werden, dass eine leichte Fehlkalibration oder geringe Fehlwinkel des externen Feldes für diese Abweichung von unter einem Millitesla verantwortlich sind.

Mit steigendem Magnetfeld und damit steigender Resonanzfrequenz erwarten wir nach dem vorgestellten Modell eine ebenfalls steigende Ausbreitungsgeschwindigkeit, da sich die Form der Dispersionskurven nicht sehr stark verändert (vgl. Abbildung 4.13). Vielmehr verschieben sich die Kurven entlang der Frequenzachse. Dieser Zusammenhang konnte mit Messungen bei $\mu_0 H_{ext} = 70 \text{ mT}$ und $f = 7, 524 \text{ GHz}$ bestätigt werden. Hier erhalten wir aus unseren Messungen Phasengeschwindigkeiten von $v_{phas} = (116 \pm 13) \text{ km/s}$ für $m = 0$ und $v_{phas} = (73 \pm 5) \text{ km/s}$ für $m = 2$ bzw. Wellenvektoren von $k_0 = (4, 1 \pm 0, 47) \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ und $k_2 = (6, 5 \pm 0, 48) \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$. Auch hier kann die Messung durch eine geringe Anpassung des internen Feldes in gute Übereinstimmung mit dem Modell gebracht werden. In Messungen bei $\mu_0 H_{ext} = 89 \text{ mT}$ konnten die beiden Moden leider nicht getrennt werden. Die durch die Interferenz

hervorgerufene Einschnürung der Spinwelle ist zwar noch erkennbar, jedoch ist es nicht mehr möglich, die Fitprozedur über den gesamten Datensatz durchzuführen und dabei kohärente Parameter zu erhalten.

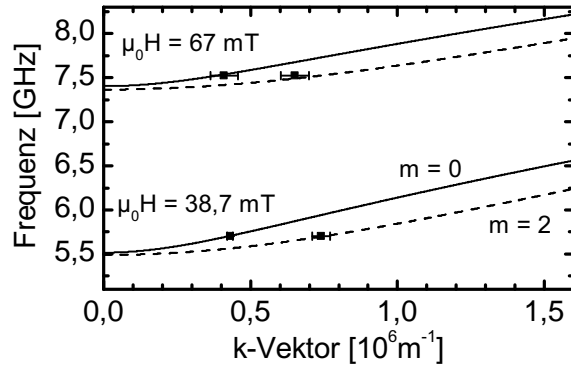


Abbildung 4.13: Vergleich der Dispersionsrelation der zwei Moden für zwei Magnetfelder. Die nach Gleichung 2.25 für $\mu_0 H = 38,7 \text{ mT}$ und $\mu_0 H = 67 \text{ mT}$ ermittelten Dispersionsrelationen der Moden $m = 0$ und $m = 2$ passen sehr gut zu den im Experiment ermittelten k -Vektoren.

Die hier beschriebene Methode zur Ermittlung der Phasengeschwindigkeit kann prinzipiell auch an den Rohdaten durchgeführt werden. Dabei erhält man jedoch eine Ausbreitungsgeschwindigkeit des Interferenzmaximums. In Anbetracht der deutlich schwächeren zweiten Mode wird diese Geschwindigkeit zwar von der Grundmode dominiert, jedoch muss im eigentlichen Sinn von einer aus zwei Wellen zusammengesetzten Gruppengeschwindigkeit gesprochen werden und die Ergebnisse sind in Bezug auf die einzelnen Moden nicht interpretierbar.

5 Experimente an ferromagnetischen Rollen

Die Untersuchung von Spinwellen und deren zeitliche und räumliche Ausbreitung wurde bereits in vielfältigen Geometrien und Systemen durchgeführt. Dazu gehören unter anderem planare, rechteckige Strukturen (*Jorzick et al.*, 2002; *Bayer et al.*, 2004; *Perzmaier et al.*, 2008) sowie Scheiben und Ringe (*Park & Crowell*, 2005; *Podbielski et al.*, 2006).

Im folgenden Kapitel werden die Experimente an aufgerollten ferromagnetischen Filmen diskutiert, welche im Rahmen der Diplomarbeit von Felix Balhorn untersucht wurden (*Balhorn*, 2009). Zunächst wird in Abschnitt 5.1 die Präparation der Rollen aus Halbleiter-Heterostrukturen dargestellt. Im Anschluss werden in Abschnitt 5.2 Messungen zur Charakterisierung der ferromagnetischen Filme präsentiert. Die Ergebnisse zu Messungen der Interferenz umlaufender Spinwellen-Moden werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt und interpretiert. Messungen, für die das in 5.3 zur Interpretation genutzte Modell nicht mehr gilt, werden in Abschnitt 5.4 gezeigt. Am Ende geht der Abschnitt 5.5 auf Messungen ein, die mit dem zeit- und ortsauflösenden Raster-Kerr-Mikroskop durchgeführt wurden.

5.1 Präparation der Rollen

5.1.1 Halbleiter-Heterostruktur

Die Grundvoraussetzung für das hier untersuchte System bildet eine spezielle, verspannte Halbleiter-Heterostruktur. Diese minimiert ihre Verspannung nach dem Ablösen vom Substrat durch einen Aufrollprozess. Dieses Prinzip wurde 1998 entdeckt und kurz darauf für das hier verwendete Materialsystem vorgestellt (*Prinz et al.*, 2000). Die Wafer für unsere Proben werden in der Gruppe von Professor Hansen mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Der Aufbau der Probe ist in Abbildung 5.1 (a) schematisch dargestellt. Auf das Substrat aus GaAs wird eine 40 nm dicke Schicht aus AlAs gewachsen. Diese Schicht wird als Opferschicht bezeichnet und besitzt beinahe die gleiche Gitterkonstante wie das GaAs ($a_{\text{AlAs}} \cong a_{\text{GaAs}} = 5,65 \text{ \AA}$). Sie wird später selektiv mit Flußsäure entfernt. Auf das AlAs wird eine 15 nm dicke Schicht $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ gewachsen. Trotz der größeren Gitterkonstante ($a_{\text{InGaAs}} = 5,74 \text{ \AA}$) wächst das $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ bis zu einer gewissen Dicke in der lateral vorgegebenen Gitterkonstante der Opferschicht und ist dadurch pseudomorph verspannt.

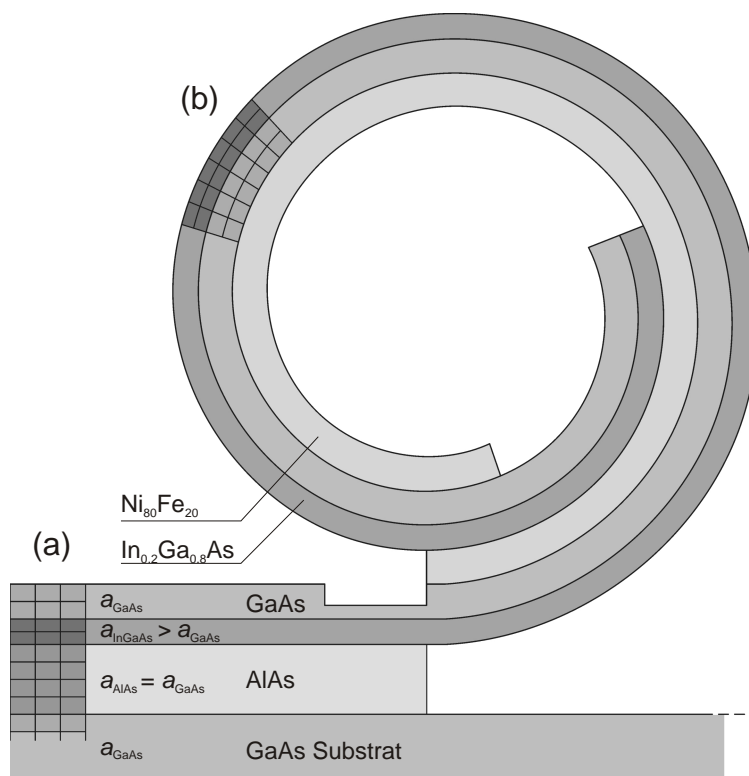


Abbildung 5.1: Darstellung der verspannten Halbleiter-Heterostruktur. Bei (a) ist die Schichtfolge der Halbleitermaterialien gezeigt. Die Gitterkonstanten a von GaAs und AlAs sind fast identisch. Das $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ besitzt eine etwas größere Gitterkonstante und wächst daher in dünnen Schichten pseudomorph verspannt. Durch selektives Entfernen des AlAs mit Flusssäure entspannt sich der obere Bilayer und rollt sich auf (b). Hierbei kann eine Schicht Permalloy mit eingerollt werden. Bild modifiziert aus (Balhorn, 2009).

Darüber wird eine mehrere Nanometer dicke Schicht GaAs gewachsen. Eine unterschiedliche Dicke von 5 nm, 10 nm und 15 nm der oberen GaAs-Schicht bestimmt die verschiedenen Radien der hier untersuchten Rollen. Durch das selektive Entfernen der Opferschicht kann sich das $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ entspannen (vgl. Abb. 5.1 (b)). Dadurch wird die Verspannungsenergie im oberen Bilayer minimiert und er biegt sich mit einem definierten Radius auf. Bei diesem Prozess können auch mehrere Nanometer dicke Schichten weiterer Materialien mit aufgerollt werden. In der vorliegenden Arbeit handelt es sich dabei um eine 20 nm dicke Schicht Permalloy.

5.1.2 Definition einer Rolle

Die geometrischen Parameter der späteren Rolle (Länge l , Wandstärke t , Windungszahl N_w , Radius r) können gezielt eingestellt werden. Dazu wird zunächst die Stärke der Verspannung in dem Bilayer nach (Grundmann, 2003) in einem Modell kontinuierlicher Verspannung berechnet und zur Festlegung der zu wachsenden Schichtdi-

cken benutzt. Auf diese Weise definiert man den späteren Radius der Rolle und beeinflusst die Wandstärke. Die Strukturierung der gewachsenen Probe ermöglicht die Steuerung der restlichen Parameter. Zunächst wird kontaktlithografisch ein schmaler Streifen auf der Probe definiert und mit Phosphorsäure durch alle Schichten bis in das Substrat übertragen. Dadurch liegt an den Wänden dieses Grabens die Opferschicht frei und definiert hier eine sogenannte Startkante. Diese Startkante wird senkrecht zur $\langle 100 \rangle$ -Richtung des Kristalls definiert, da diese die bevorzugte Rollrichtung für den Kristall darstellt. In einem zweiten Schritt wird ein Rechteck neben diese Startkante präpariert (vgl. Abb. 5.2). Die Länge und Breite des Rechtecks definieren die spätere Länge l und Windungszahl N_w der Rolle. Die Fläche um dieses Rechteck wird in einem kurzen Ätzschritt mit Phosphorsäure wenige Nanometer bis in die $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$ -Schicht hinein geätzt. Dies verhindert in diesem Bereich das Aufrollen nach dem Entfernen der Opferschicht und erzeugt eine Sollbruchstelle für den Aufrollprozess. Auf das so definierte Rechteck wird nun mittels thermischen Verdampfens eine 20 nm dicken Schicht aus Permalloy aufgetragen. Dies beeinflusst den Rollradius kaum, bestimmt jedoch die Wandstärke t der Rolle mit. Der letzte Schritt besteht im nass-chemischen Entfernen der Opferschicht mit Hilfe einer Lösung aus 5% Fluorwasserstoffsäure und 95% Wasser. Diese ätzt das AlAs von der Startkante ausgehend, wobei sich das definierte Rechteck zu einer Rolle formt. Dabei wird das Permalloy mit eingerollt und wir erhalten eine ferromagnetische Rolle. In Abbildung 5.2 ist eine

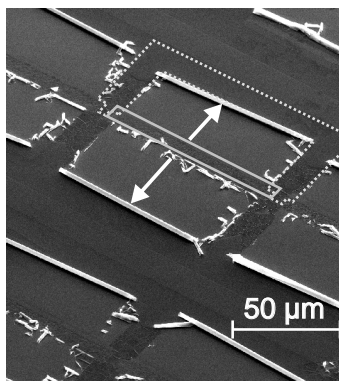


Abbildung 5.2: REM-Aufnahme der fertigen Rollen auf dem Substratwafer. Die durchgezogene Linie markiert die zwei Startkanten, von denen aus zwei Rollen in entgegengesetzten Richtungen (Pfeile) erzeugt wurden. Die gestrichelte Linie deutet eine flach geätzte Region an. Diese umgibt das präparierte Rechteck und stoppt den Aufrollprozess. (Pfeile)

REM-Aufnahme von fertigen Rollen auf ihrem Substrat dargestellt. Man erkennt die Startkante (durchgezogene Linie) und die flachen Ätzbereiche (gestrichelt), die das Rechteck umgeben und an denen der Rollprozess gestoppt wurde. Die fertigen Rollen wurden durch das Aufrollen der Rechtecke entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtung (Pfeile) erzeugt.

Die fertigen Permalloy-Rollen müssen zur Untersuchung von der Probe auf der sie hergestellt wurden auf einen CPW (vergl. Kapitel 4.1.1) übertragen werden. Dabei wird ein Aufbau mit piezogesteuerten, gezogenen Glasfasern verwendet, der in unserer Gruppe zur Verfügung steht und von Markus Bröll betreut wird. Zur Fixierung der Rolle auf dem Wellenleiter wird dieser vorher mit HSQ belackt, welches erst nach erfolgtem Transfer der Rolle ausgehärtet wird. Die jeweilige Rolle wird mit Hilfe einer Glasfaser von ihrer Probe gelöst, und auf dem vorbereiteten CPW abgelegt. Die Abbildung 5.3 zeigt ein Beispiel für die präzise Positionierung einer

Rolle entlang des Signalleiters eines CPWs. Die Schlieren und Punkte auf der Oberfläche entstanden durch das Bewegen der Glasspitze und der Rolle im noch flüssigen HSQ-Film, welcher im Anschluss ausgehärtet wurde.

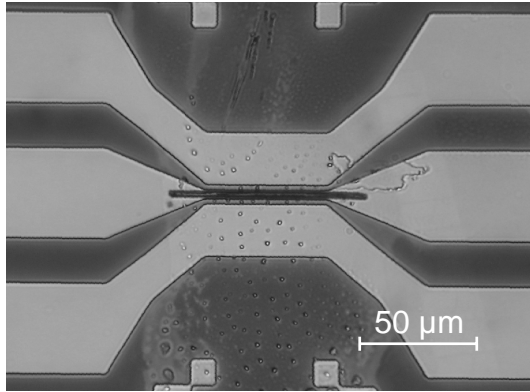


Abbildung 5.3: Positionierung einer Rolle auf dem Wellenleiter. Mit Hilfe einer gezogenen Glasfaser und Piezosteuerung kann eine fertige Rolle auf dem Signalleiter des CPWs abgelegt werden. Die Schlieren und Punkte auf der Oberfläche sind dabei im noch flüssigen HSQ-Film entstanden.

5.2 Charakterisierung

In diesem Abschnitt werden vorab wichtige Eigenschaften der untersuchten Rollen beschrieben. Dazu gehören die geometrischen Parameter sowie die magnetischen Parameter des noch nicht aufgerollten Permalloy-Films.

5.2.1 Übersicht der Rollen

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Rollen unterscheiden sich in einigen Parametern. Dazu gehören die verwendeten Schichtdicken der obersten GaAs-Schicht und die geometrischen Parameter Durchmesser d , Länge l und Windungszahl N_w . In Tabelle 5.1 sind die Parameter der untersuchten Rollen zusammengefasst.

Parameter	Einheit	R1	R2	R3
Schichtdicke Py	[nm]	20	20	20
Schichtdicke $\text{In}_{20}\text{Ga}_{80}\text{As}$	[nm]	15	15	15
Schichtdicke GaAs	[nm]	15	10	5
Durchmesser d	[μm]	3,5	2,8	2,8
Länge l	[μm]	~ 60	~ 100	~ 100
Windungszahl N_w	1	$\sim 3,5$	$\sim 1,8$	$\sim 5,2$
Filmsättigung $\mu_0 M_S$	[mT]	986	1092	1092
Dämpfungskonstante α	1	0,0079	0,0081	0,0081
Hard-Axis Anisotropiefeld H_K	[mT]	17	21	31
effektive magnetische Dicke	[nm]	37	30	44

Tabelle 5.1: Parameter der untersuchten Rollen.

Durchmesser, Länge und Windungszahl wurden mit Hilfe eines Raster-Elektronen-Mikroskops bestimmt. Die magnetischen Eigenschaften des Films wurden wie im

nächsten Abschnitt beschreiben, mit Hilfe der breitbandigen Mikrowellenspektroskopie bestimmt.

5.2.2 Ferromagnetische Resonanz des Films

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Bestimmung der magnetischen Eigenschaften wie Sättigungsmagnetisierung und Gilbert-Dämpfung der Permalloy-Filme vor dem Aufrollen. Dazu wurden gemeinsam mit der jeweiligen Rollen-Probe eine GaAs-Probe mit Permalloy bedampft. Die so hergestellten Filme besitzen eine Rauheit von $R_a = 3,1$ nm über eine Fläche von etwa $20 \mu\text{m}^2$. Zur Untersuchung mit der Mikrowellenspektroskopie werden die Filmproben kopfüber auf einen langen CPW abgelegt, der mit den Mikrowellen-Spitzen kontaktiert wird. Die Messung erfolgt wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Für eine identische magnetische Vorgeschichte wird vor jeder Messung ein Feld von 90 mT entlang des Wellenleiters angelegt. Die eigentliche Messung wurde bei einer Mikrowellenleistung von -10 dBm für Magnetfelder zwischen -90 mT und 90 mT in Schritten von 1 mT durchgeführt. Die Referenzmessung erfolgte bei einem um 90° gegenüber der Messung gedrehten Magnetfeld von 90 mT. Die Auswertung wird exemplarisch für den Referenzfilm zu den Rollen R2 und R3 dargestellt. Die Permalloy-Schicht der beiden Rollen wurden gleichzeitig hergestellt. Die Abbildung 5.4 zeigt die ferromagnetische Resonanz des Films. In Teilbild (a)

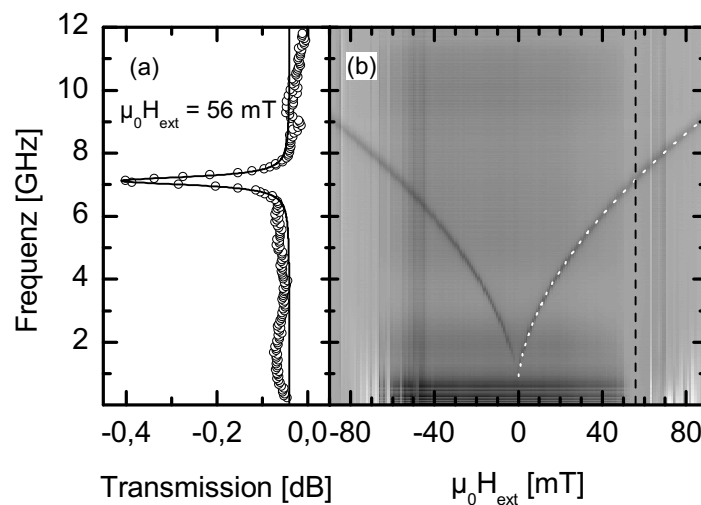


Abbildung 5.4: Ferromagnetische Resonanz eines Permalloy-Films. (a) Transmissionsspektrum bei 56 mT (vgl. (b) schwarz-gestrichelte Linie). Das Minimum in der Transmission wird durch Absorption und phasenverschobener Rückinduktion im Resonanzfall erzeugt und kann mit einer Lorentz-Kurve gefittet werden. (b) Ferromagnetische Resonanz in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Der Verlauf der Resonanz wurde mit der Kittel-Formel (Gleichung 2.19) gefittet (weiß-gepunktete Linie), um daraus die Sättigungsmagnetisierung zu extrahieren.

ist ein einzelnes Transmissionsspektrum bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 56$ mT dargestellt. Das Minimum der Transmission wurde mit einer Lorentz-Kurve gefittet. Im Vergleich mit den

Streifen aus Abbildung 4.4 ist das Minimum der Transmission deutlich stärker. Dies liegt an der deutlich größeren Menge magnetischen Materials, das in dieser Messung auf dem verwendeten CPW liegt. Weiterhin ist die Linienbreite für den Film deutlich kleiner als bei den Streifen, was auf eine geringere Dämpfung hinweist. Dies wurde bei der Auswertung nach dem Modell von (*Kalarickal et al.*, 2006) bestätigt. Für den hier dargestellten Film beträgt die Dämpfungskonstante $\alpha = 0,0081 \pm 0,0002$. Die Dämpfungsparameter aller Filme liegen nahe dem Literaturwert von $\alpha = 0,008$ (vgl. Tabelle 5.1 und *Ingvarsson et al.*, 2002, *Bailleul et al.*, 2003b). Im Teilbild (b) ist die ferromagnetische Resonanz in Abhängigkeit des externen Feldes dargestellt. Das Spektrum ist symmetrisch um Null und zeigt erwartungsgemäß einen wurzelförmigen Verlauf, der mit der Kittel-Formel (Gleichung 2.19) gefittet werden kann. Aus diesem Fit erhalten wir für die Filme die in Tabelle 5.1 dargestellte Sättigungsmagnetisierung M_S . Für diesen Referenzfilm erhalten wir mit $M_S = (8,69 \pm 1) \cdot 10^5$ A/m (1092 ± 1 mT) eine sehr gute Übereinstimmung mit Literaturwerten (*Lide*, 2004). Für den Referenzfilm der Rolle R1 ist die Abweichung etwas größer.

5.3 Interferenz umlaufender Spinwellen-Moden

Im folgenden Abschnitt werden die breitbandigen Mikrowellenspektroskopie-Messungen an den ferromagnetischen Rollen R1 und R2 behandelt. Dazu wird zunächst das in Kapitel 2.3 vorgestellte Modell für magnetische Filme auf die Zylindergeometrie mit periodischen Randbedingungen übertragen. Im Anschluss werden die Messungen an den Rollen vorgestellt und mit Hilfe des Modells interpretiert. Zur Unterstützung der Interpretation werden einige Simulationsergebnisse zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Spins in Permalloy-Multilagengestrukturen vorgestellt.

5.3.1 Dispersion für die Rollengeometrie

In diesem Abschnitt wird die Dispersionsrelation aus Kapitel 2.3 unter den für die Rollen geltenden Bedingungen auf periodische Randbedingungen in Zylindergeometrie erweitert. Dabei betrachten wir zunächst nur den Fall, dass die Rolle entlang ihrer Achse magnetisiert ist. Für Spinwellen, die entlang des Umfangs der Rollen laufen, gilt somit überall die Damon-Eshbach-Geometrie. Zur Vereinfachung wird die Rolle als homogener Permalloy-Zylinder betrachtet. Die Quantisierungsbedingung für eine entlang des Umfangs laufende Spin-Welle kann demzufolge geschrieben werden als:

$$n \cdot 2\pi = \frac{1}{2} \oint k_\phi[f, H_{\text{int}}(\phi)] d\phi \quad , n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.1)$$

Dabei hängt der azimutale Wellenvektor k_ϕ sowohl von der Frequenz als auch vom internen Feld H_{int} und vom Durchmesser d der Rolle ab. Für den Fall eines gegenüber seinem Durchmesser langen Zylinders $l \gg d$ können wir das interne Feld als homogen entlang des Umfangs auffassen. Dann lässt sich für eine einzelne umlaufende Mode

n die Bedingung für konstruktive Interferenz schreiben als:

$$k_\phi = \frac{2n}{d}, \quad \text{wobei} \quad (5.2)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_\phi}$$

gilt. Hier ist λ die Wellenlänge der umlaufenden Spinwelle.

Ausgehend vom Modell in Kapitel 2.3 erhalten wir eine zu Gleichung 2.25 analoge Darstellung der Dispersionsrelation für umlaufende Spinwellen:

$$f(k_\phi) = \gamma \frac{\mu_0}{2\pi} \sqrt{\left(H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k_\phi^2\right) \left(H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k_\phi^2 + M_S F_\phi\right)}. \quad (5.3)$$

Hier wurde die senkrecht auf dem externen Magnetfeld stehende Komponente des Wellenvektors k_{mx} im Film durch den ebenfalls senkrecht auf dem Feld stehenden k_ϕ ersetzt. Für die Komponente in Feldrichtung wird $k_{ny} = 0$ angenommen was einem sehr langen Zylinder entsprechen soll. Somit ergibt sich keine Quantisierung entlang der Tube, und die Präzession ist entlang der Achse homogen, was bei den Messungen an den Rollen durch die Geometrie der Anregung erfüllt ist. Für den Dipol-Dipol-Wechselwirkungstensor erhalten wir ebenfalls eine auf diese Geometrie angepasste Version:

$$F_\phi(k_\phi) = 1 + P(k_\phi)(1 - P(k_\phi)) \left(\frac{M_S}{H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k_\phi^2}\right), \quad \text{mit} \quad (5.4)$$

$$P(k_\phi) = 1 - \frac{1 - \exp(-k_\phi \cdot t_{\text{eff}})}{k_\phi \cdot t_{\text{eff}}}. \quad (5.5)$$

Der Parameter der Schichtdicke t_{eff} wurde hier als eine effektive Größe eingeführt. Dies soll der Tatsache gerecht werden, dass die reale aufgerollte Struktur keine einlagige, ferromagnetische Wand mit der Dicke t besitzt, sondern aus einer Multilage aus Ferromagnet und Halbleiter besteht. Diese wird, bezogen auf die magnetischen Eigenschaften, mit der effektiven Dicke t_{eff} beschrieben. Die erfolgreiche Anwendung dieses Ansatzes auf die gemessenen Datensätze und eine später dargestellte Simulation zur starken dipolaren Wechselwirkung zwischen mehreren magnetischen Schichten rechtfertigen diese Beschreibung.

Im Modell eines geschlossenen Zylinders kann kein durch Demagnetisierungsfelder ausgelöster Pinning-Effekt wirken, weil die statischen magnetischen Momente in axialer Ausrichtung keine geometrischen Ränder vorfinden. Dennoch muss ein Demagnetisierungsfeld H_{dem} betrachtet werden, da die Krümmung der Rolle einen Einfluss auf die dynamischen Komponenten der Magnetisierung besitzt. Diese Komponenten zeigen tatsächlich in Richtung geometrischer Grenzen und erzeugen dadurch ein dynamisches Demagnetisierungsfeld (*Mendach et al.*, 2008). Für die Dispersionsrelation wurde dieser Zusammenhang über die Beziehung

$$H_{\text{int}} = H_{\text{ext}} + H_{\text{dem}} \quad (5.6)$$

und als Ersatz für den lokalen Demagnetisierungsfaktor (Gleichung 2.28) berücksichtigt. H_{dem} wird zusammen mit t_{eff} im Rahmen der Interpretation als freier Parameter für die Anpassung des Modells an die Messdaten verwendet und später mit den Hard-Axis-Anisotropiefeldern verglichen.

5.3.2 Interferenz

Dieser Abschnitt stellt die Messungen der ortsintegrierenden breitbandigen Mikrowellenspektroskopie an den Rollen R1 und R2 dar. Die Rollen sind entlang ihrer Achse magnetisiert. Beide Rollen sind entlang des Signalleiters ausgerichtet (vgl. Abbildung 5.3) und werden vor jeder Messung mit einem externen Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50$ mT entlang ihrer Achse magnetisiert. Der Messprozess folgt dem Schema in Kapitel 3.2. Beide Rollen wurden mit einer Mikrowellenleistung von -10 dBm für externe Magnetfelder zwischen 0 mT und 90 mT in Schritten von 1 mT untersucht. Für die Referenzmessung wurde die Rolle transversal mit 90 mT magnetisiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Man erkennt in Teilbild (a) eine

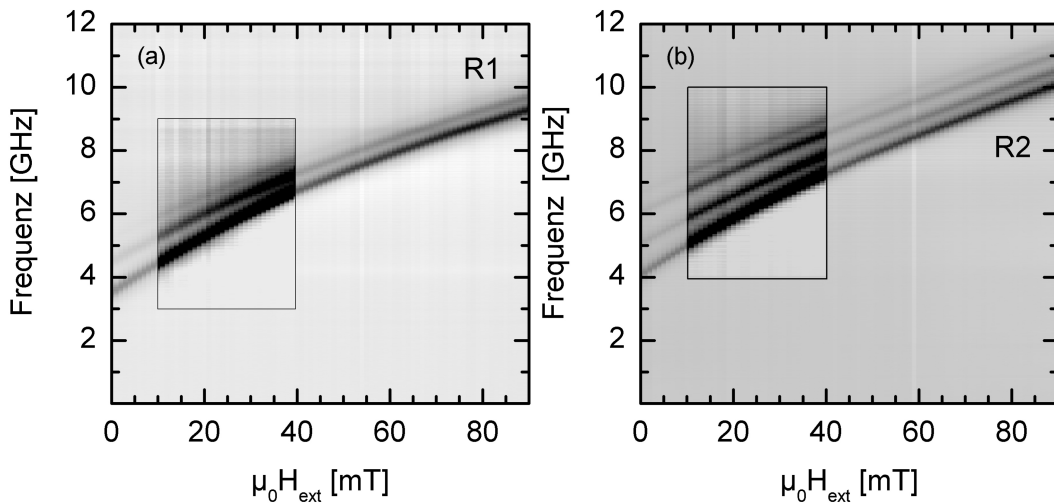


Abbildung 5.5: Messungen an den Rollen R1 und R2 in axialer Feldgeometrie. (a) zeigt das Mikrowellen-Absorptionsspektrum von R1. Man erkennt drei Resonanzen. (b) zeigt die Daten für R2. Es können vier Resonanzen unterschieden werden. Der Kontrast wurde lokal erhöht, um die schwachen Moden stärker hervorzuheben.

Resonanz mit zwei schwächeren Satelliten bei höheren Frequenzen und in (b) eine Resonanz mit drei Satelliten (zur besseren Ansicht wurde der Kontrast in jeweils einem Teilbereich erhöht). Bei genauer Analyse findet man im Nullfeld für R1 sogar noch eine vierte Resonanz. In beiden Bildern ist zu erkennen, dass der Abstand der Moden mit steigendem Magnetfeld sinkt, bis sie teilweise überlappen.

Die beiden Rollen wurden auch in transversaler Magnetisierung untersucht. Dazu wurde die Hysterese wie oben beschreiben durchgeführt und anschließend wurde das externe Magnetfeld senkrecht auf der Rolle in Schritten von 1 mT variiert.

Als Referenzfeld wurde eine axiale Magnetisierung gewählt. Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse der beiden Rollen. Die Resonanzen fallen mit steigendem Magnetfeld, erreichen ein Minimum und steigen wieder an. Oberhalb von etwa $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30$ mT ist keine Resonanz mehr zu erkennen. Das Feld, an dem das Minimum auftritt definieren wir als Hard-Axis-Anisotropiefeld H_k . Wir erhalten $H_k = 17$ mT bzw. $H_k = 21$ mT für die Rolle R1 bzw. R2. Dieser Wert wird später mit dem dynamischen Demagnetisierungsfeld H_{dem} verglichen.

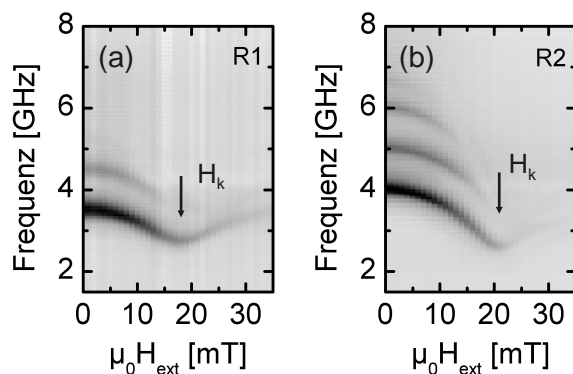


Abbildung 5.6: Hard-Axis-Dispersion der beiden Rollen R1 (a) und R2 (b). Die Frequenzen der Moden sinken mit steigendem externen Feld ab. Das Anisotropiefeld H_k kann am Minimum abgelesen werden. Oberhalb von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30$ mT steigt die Frequenz wieder an, bis kein Signal mehr erkennbar ist.

Interpretation

Die Messungen bei axialer Magnetisierung zeigen mehrere Resonanzen in den beiden Rollen R1 und R2. Ein naheliegender Erklärungsversuch ist, wie schon vorher angedeutet, die konstruktive Interferenz von umlaufenden Spinwellen. Diese besitzen in der vorliegenden Geometrie Damon-Eshbach-Charakter. In Abschnitt 5.3.1 wurde bereits das theoretische Modell vorgestellt, in dem wir vereinfachend annehmen, dass die Rolle keine einzelnen Wicklungen besitzt, sondern ein einfacher Zylinder mit einer effektiven Schichtdicke t_{eff} ist. Es gibt drei Möglichkeiten, umlaufende Spinwellen zu betrachten:

- Jede Schicht verhält sich wie eine eigenständige Rolle und erzeugt eine der sichtbaren Resonanzen.
- Jede Schicht verhält sich wie eine eigenständige Rolle und erzeugt jeweils mehrere Resonanzen.
- Alle Schichten bilden ein gemeinsames System, in dem die Resonanzen auftreten.

Im Falle der eigenständigen Rollen unterscheidet sich der Umfang benachbarter Schichten um etwa 1,7 Prozent. Dieser Wert überträgt sich auf den Wellenvektor gemäß Gleichung 5.2. Die resultierenden Resonanzfrequenzen unterscheiden sich ebenfalls um etwa ein Prozent. Folglich kann die erste Variante ausgeschlossen werden, da die Abstände der Resonanzen deutlich größer sind. Die beiden anderen Varianten müssen mit Hilfe der Modellanpassung verglichen werden, da wir zunächst nicht klar erkennen können, ob sich die Resonanzen jeweils durch mehrere überlagerte

Resonanzen ergeben. Wir gehen zunächst von der dritten Variante aus. Die Schichtdicke t_{eff} sowie das Demagnetisierungsfeld H_{dem} werden beim Anpassen des Modells aus Gleichung 5.3 als Fitparameter verwendet. Für die Quantisierungsbedingung in Gleichung 5.2 wird der Außendurchmesser der Rollen verwendet, und die Positionen der Resonanzmaxima in Abbildung 5.5 werden mit Hilfe von Lorentz-Fits bestimmt. Abbildung 5.7 (a) und (c) zeigen die Absorptionsspektren bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0$ mT. Die

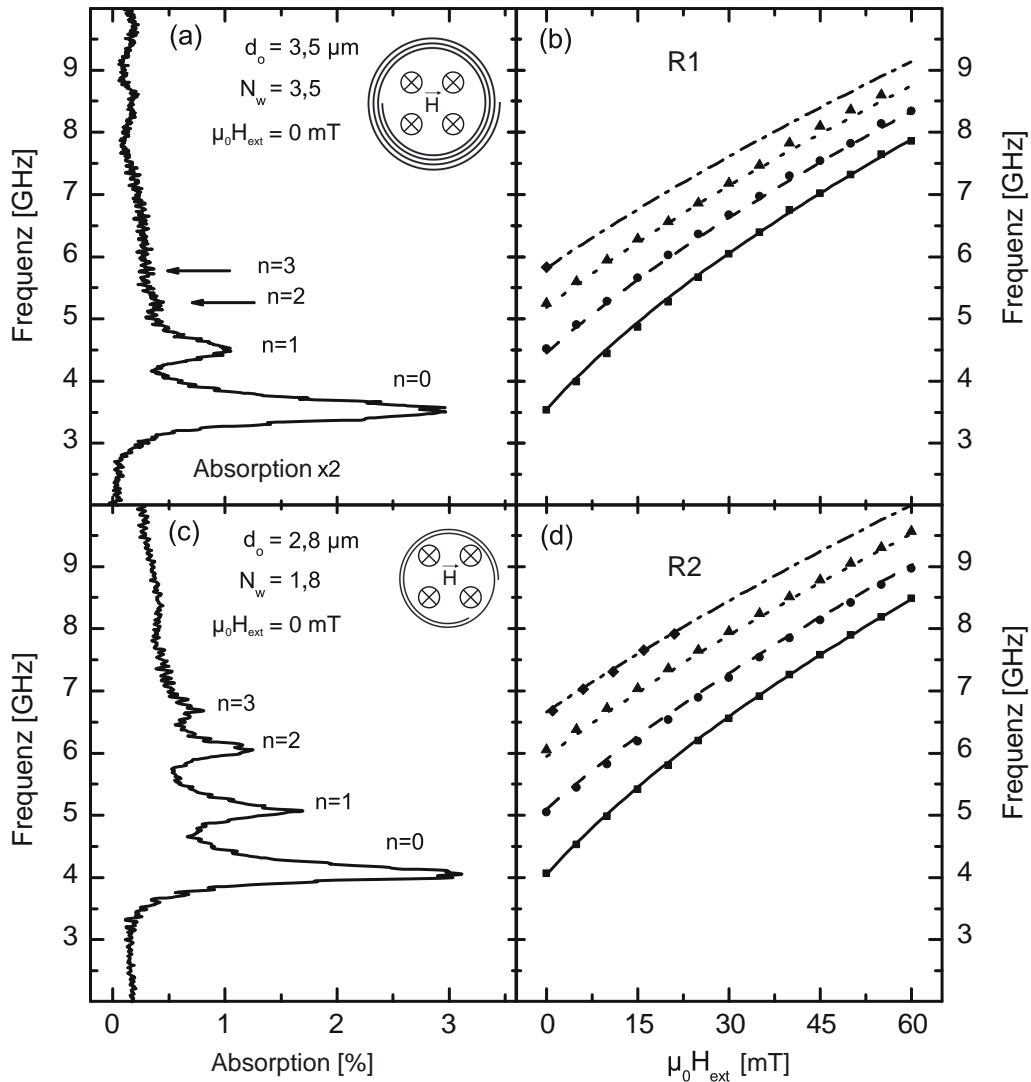


Abbildung 5.7: Analyse der Absorptionsspektren für die Rollen R1 und R2. (a) zeigt ein einzelnes Spektrum für $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0$ mT. Man erkennt vier Resonanzen. In (b) ist die magnetfeldabhängige Dispersion der Resonanzmaxima (Symbole) dargestellt. Die eingezeichneten Linien entsprechen den Modellrechnungen gemäß Gleichung 5.3 für die einzelnen Moden. (c) und (d) zeigen die gleichen Daten für die Rolle R2. Die Absorption der Mikrowellenleistung wurde hier in Prozent dargestellt.

einzelnen Peaks wurden nach ihrer Modennummer n benannt. In (a) wurde die Amplitude der Absorption verstärkt dargestellt. Eine Erklärung für die schwächere Absorption der Rolle R1 im Vergleich mit der Rolle R2 kann mit der unterschied-

lichen Verteilung des magnetischen Materials der beiden Rollen zusammenhängen. R1 beinhaltet mehr magnetisches Material als R2. Die geringere Länge wird durch die größere Windungszahl überkompensiert. Jedoch ist der Durchmesser von R1 größer, so dass mehr magnetisches Material einen größeren Abstand zum Signalleiter besitzt und damit weniger zur Absorption bzw. Induktion beiträgt. Die Ergebnisse der Modellanpassung sind jeweils in den Teilbildern (b) und (d) dargestellt. Die Datenpunkte werden sehr gut mit den aus dem Modell erhaltenen Kurven beschreiben. Aus dem Fit erhalten wir für Rolle R1 eine effektive Schichtdicke $t_{\text{eff}} = 37$ nm und ein Demagnetisierungsfeld $\mu_0 H_{\text{dem}} = 16$ mT. Für R2 erhalten wir $t_{\text{eff}} = 30$ nm und $\mu_0 H_{\text{dem}} = 20$ mT. Wir erhalten also eine effektive Schichtdicke, die bei beiden Rollen deutlich über der Dicke einer einzelnen Py-Schicht liegen. Mit kleiner werdender Schichtdicke liefert das Modell eine sinkende Resonanzfrequenz, die für eine Schichtdicke von 20 nm nicht mehr mit den Messungen in Übereinstimmung gebracht werden können. Daher betrachten wir die Kopplung der einzelnen magnetischen Schichten zu einem System als die beste Erklärung. Im Folgenden werden wir die Ergebnisse für H_{dem} und t_{eff} sowie die zulässigen Modenummern diskutieren.

Die Demagnetisierungsfelder der beiden Rollen entsprechen sehr gut den Hard-Axis-Anisotropiefeldern $H_k = 17$ mT für R1 und $H_k = 21$ mT für R2. Dies kann mit einem Modell für schmale, transversal magnetisierte Streifen erklärt werden (*Bailleul et al.*, 2003a). Das Anlegen eines transversalen Feldes führt zur Ausrichtung der magnetischen Momente und der Erzeugung eines Demagnetisierungsfeldes entgegen der Feldrichtung. Ein zunehmender Backward-Volumen-Charakter der Spinwelle führt zum Absinken der Frequenz, bis die Magnetisierung in der Mitte des Streifens gesättigt ist und daraufhin das interne Feld und die Resonanzfrequenz wieder ansteigt. Dieses Verhalten ist auch in Abb. 5.6 zu beobachten. Wir unterscheiden die transversal magnetisierte Rolle in zwei Bereiche: Die zur Probenebene parallele Ober- und Unterseite der Rolle und die beiden Seitenwände. Ohne externes, transversales Feld ist die Magnetisierung entlang der Achse der Rolle ausgerichtet. Mit steigendem externen Feld ($H_{\text{ext}} < H_k$) richten sich die magnetischen Momente aus. Dabei können diejenigen Momente in der Ober- bzw. Unterseite der Rolle dem externen Feld besser folgen als die in den Seitenwänden. Die Spinwelle muss hier infolge der teilweisen Ausrichtung der Magnetisierung entlang des Wellenvektors anteilig einen BV-Charakter annehmen, so dass die Frequenz absinkt. Sobald die Magnetisierung in den ersten Bereichen der Ober- bzw. Unterseite in Sättigung geht ($H_{\text{ext}} = H_k$), steigt hier das interne Feld zusammen mit der Frequenz an. Die Magnetisierung in den Seitenwänden der Rolle ist bei dieser Feldstärke im wesentlichen noch immer entlang der Achse der Rolle ausgerichtet. Um auch hier eine Sättigung (senkrecht auf den Permalloy-Film) zu erzeugen ist ein Magnetfeld von etwa einem Tesla erforderlich, was die Möglichkeiten des Experiments übersteigt. Die hier beschriebene Analogie zwischen dem Hard-Axis-Anisotropiefeld und dem Demagnetisierungsfeld stellt eine deutliche Vereinfachung dar, da die realen Demagnetisierungsfelder der Rolle stark ortsabhängig sind. Für eine in der Rollenwand senkrecht zur Rollenachse ausgerichtete Magnetisierung in der Ober- und Unterseite der Rolle wird das Demagnetisierungsfeld von den Filmeigenschaften und der Krümmung dominiert, während das auslenkende, externe Feld an der Seite der Rolle senkrecht auf dem

Film steht und dort starke Demagnetisierungsfelder hervorruft. Für dickere Filme erwarten wir in den Seitenwänden kleinere Demagnetisierungsfelder. Dies passt mit der Beobachtung zusammen, dass die effektive Schichtdicke t_{eff} für R1 größer als für R2 ist, und sich die gemessenen Anisotropiefelder genau entgegengesetzt verhalten. Eine weitere interessante Tatsache ist, dass die effektiven Schichtdicken für beide Rollen deutlich unterhalb der summierten Schichtdicken des Permalloys liegen. Für R1 erhalten wir $N_w \cdot t_{\text{Py}} \approx 70$ nm gegenüber $t_{\text{eff}} = 37$ nm, für R2 gilt $N_w \cdot t_{\text{Py}} \approx 36$ nm gegenüber $t_{\text{eff}} = 30$ nm. Dabei ist dieser Effekt für die 3,5-fach gewundene Rolle R1 offenbar deutlich stärker ausgeprägt, als bei der nur 1,8-fach gewundenen Rolle R2. Das kann allerdings auch damit zu tun haben, dass die Halbleiterschichten der beiden Rollen unterschiedlich dick sind. Die Rolle R2 hat eine um 5 nm dünnere Halbleiterschicht zwischen den ferromagnetischen Lagen, wodurch die Kopplung zu einer gemeinsamen Schicht stärker sein sollte.

Das Modell aus Gleichung 5.3 liefert eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten, wenn wir sowohl gerade als auch ungerade Quantenzahlen n zulassen. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, gilt diese Bedingung nicht für planare Strukturen, wenn die Anregung mit Hilfe eines CPWs geschieht (Kittel, 1958). Die homogene Anregung verhindert, dass ungeradzahlige Moden angeregt werden. Im Fall der Rolle ist das anregende Feld des CPWs zwar ebenfalls symmetrisch, aber das ausgeübte Drehmoment greift an jedem Punkt der Rolle unterschiedlich an. So wirkt es zum Beispiel an der Unterseite der Rolle in radialer Richtung, während es an den Seiten entlang der Rollenwand zeigt. An der Oberseite der Rolle wirken nur noch etwa 25% der Feldstärke verglichen mit der Unterseite. Dies alles stellt eine ausreichend asymmetrische Anregung dar, um sowohl gerade als auch ungerade Moden in der Rolle anzuregen. Um diese Interpretation zu stützen wurde versucht, andere evtl. unterdrückte Moden zu erzeugen, indem die Rollen asymmetrisch angeregt wurden. Dazu wurde eine Rolle erneut vermessen, wobei die Symmetrie durch das Nichtanschießen von einem der beiden Masseleiter gebrochen wurde. Ein weiterer Versuch war das Verdrehen einer Rolle auf dem CPW. In beiden Fällen ist es, abgesehen von Intensitätsverlusten, nicht gelungen ein geändertes Absorptionsspektrum bzw. weitere Moden zu erhalten. Betrachten wir zuletzt die Frequenzen der Spinwellen. Abbildung 5.8 zeigt die model-

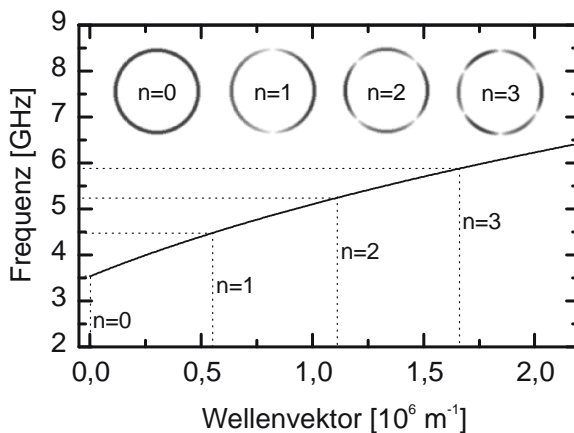


Abbildung 5.8: Berechnete Dispersionsrelation für R1 mit $t_{\text{eff}} = 37$ nm und $\mu_0 H_{\text{dem}} = 16$ mT im Nullfeld. Die gepunkteten Linien markieren die Wellenvektoren der einzelnen Moden und deren Resonanzfrequenzen. Die Grafiken beschreiben die Schwingung der gezeigten Moden: Benachbarte Schwingungsbüchel schwingen gegenphasig.

lierte Dispersionsrelation für $t_{\text{eff}} = 37$ nm und $\mu_0 H_{\text{dem}} = 16$ mT im Nullfeld für die Rolle R1. Die Wellenvektoren und die dazu gehörenden Frequenzen sind markiert.

Diese stimmen hervorragend mit den gemessenen Frequenzen überein. Zusätzlich zeigt die Abbildung die Phase der beschriebenen Schwingungsmoden $n = 0, 1, 2, 3$. Durch Knoten getrennte Schwingungsbäuche oszillieren gegenphasig. Die Frequenzen f_n sowie die Frequenzlücken benachbarter Moden g_n für die Rollen R1 und R2 sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Wir erwarten gemäß der Quantisierungsbedingung mit kleinerem Umfang eine höhere Resonanzfrequenz der Spinwellen und einen größeren Abstand der Moden voneinander. Der erste Punkt ist bei den beiden Rollen erfüllt, der zweite Punkt ist für die beiden Rollen immerhin knapp erkennbar. Durch die unterschiedlichen effektiven Dicken der beiden Rollen erwarten wir eine zusätzlichen Auswirkung: Durch die von t_{eff} beeinflussten Demagnetisierungsfelder sollte es zu einer leichten Verschiebung des gesamten Modenspektrums zu höheren Frequenzen bei steigender effektiver Dicke kommen. Danach müsste die Rolle R1 höhere Resonanzfrequenzen aufweisen, als R2. Diesem Einfluss steht jedoch der deutlich unterschiedliche Umfang der Rollen entgegen, so dass der Effekt mangels Vergleichbarkeit der Rollen nicht nachgewiesen werden kann.

Mode n	$f_{n,R1}$	$f_{n,R2}$	$g_{n,R1}$	$g_{n,R2}$	Einheit
0	3,5	4,1	1,0	1,0	[GHz]
1	4,5	5,1	0,8	1,0	[GHz]
2	5,3	6,1	0,5	0,6	[GHz]
3	5,8	6,7	-	-	[GHz]

Tabelle 5.2: Vergleich der Frequenzen der untersuchten Rollen. $f_{n,R1}$ und $f_{n,R2}$ sind die Resonanzfrequenzen der Rollen R1 und R2 im Nullfeld. Die Frequenzlücken zwischen benachbarten Moden werden mit $g_{n,R1}$ und $g_{n,R2}$ bezeichnet.

Simulationen zur dipolaren Kopplung

Im folgenden Abschnitt werden Simulationen zur Kopplung ferromagnetischer Streifen über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung vorgestellt. Dabei wurde die Software OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) (*Donahue & Porter, 1999*) verwendet. Nähere Einzelheiten zu den hier gezeigten Simulationen befinden sich in der Diplomarbeit von Felix Balhorn (*Balhorn, 2009*).

Die Herleitung der Dispersionsrelation im Abschnitt 5.3.1 basiert auf der Annahme, dass der aufgerollte ferromagnetische Film sich als ein effektives Medium beschreiben lässt, in dem Spinwellen trotz des spiralförmigen Querschnitts azimuthal umlaufen können. Dies ist nur möglich unter der Annahme einer Kopplung der Magnetisierung zwischen den einzelnen Permalloy-Schichten. Die Simulation einer kompletten Rolle bringt jedoch große Probleme bezüglich der Ressourcen und Rechenzeit mit sich. Um dennoch eine Aussage über die Kopplung zwischen einzelnen Schichten zu erhalten, wurde ein System aus vier übereinander liegenden Streifen simuliert. Abbildung 5.9 stellt die Geometrie der Simulation dar. Jeder Streifen ist $t = 15$ nm dick und $w = 2,22 \mu\text{m}$ breit. Die Länge l der Streifen ist unter Verwendung von periodischen Randbedingungen unendlich. Der Abstand der Streifen untereinander

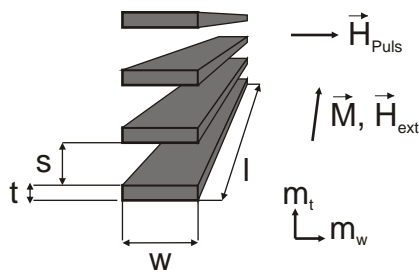


Abbildung 5.9: Schematische Zeichnung für die Simulationsgeometrie. Die Länge der Streifen ist durch periodische Randbedingungen auf $l = \infty$ gesetzt. Die Breite ist $w = 2,2 \mu\text{m}$, die Dicke der Streifen ist $t = 15 \text{ nm}$ und der Abstand der Streifen untereinander beträgt $s = 35 \text{ nm}$. Für die Auswertung wird ausschließlich die senkrecht auf den Film stehende m_t -Komponente der Präzession betrachtet.

wurde auf $s = 35 \text{ nm}$ gesetzt, um nahe an den realen Parametern der Rollen zu sein. Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, dass mit dieser Simulation nur die Kopplung zwischen magnetischen Schichten untersucht werden soll, diese aber nicht mit den eigentlichen Resonanzen in den Rollen zusammenhängen. Die Streifen wurden entlang ihrer langen Achse magnetisiert. Ein $2,6 \text{ ps}$ langer Magnetfeld-Puls wird transversal zu den Streifen angelegt und lenkt die Magnetisierung aller Streifen aus. Die zeitliche Entwicklung der dadurch angeregten Oszillation in den Streifen wird anschließend durch eine Fouriertransformation in ein Frequenzspektrum umgewandelt. Für die Auswertung wird nur die Präzessionskomponente m_t senkrecht auf die Streifenfläche herangezogen. Abbildung 5.10 zeigt zwei Spektren der soeben be-

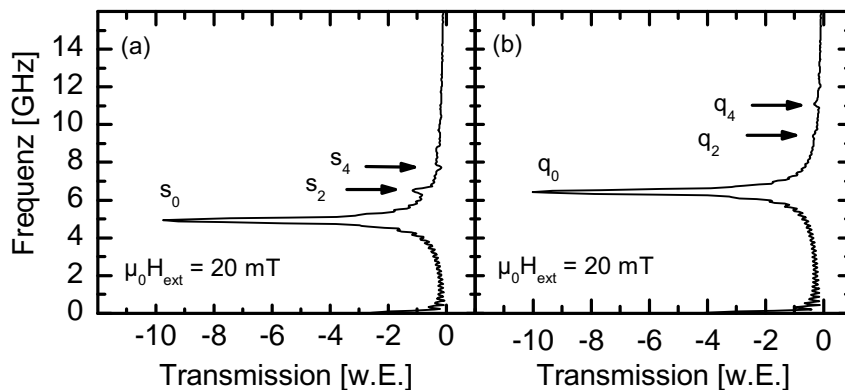


Abbildung 5.10: Simuliertes FMR-Spektrum für die Untersuchung der Kopplung von Streifen-Systemen. (a) zeigt das Spektrum eines einzelnen Streifens ohne benachbarte Streifen. Man erkennt mehrere Resonanzen. (b) zeigt das Spektrum eines Stapels aus vier Streifen. Die Resonanzen sind gegenüber denen des Einzelstreifens zu höheren Frequenzen verschoben.

schriebenen Streifen-Simulation für ein angelegtes Feld $\mu_0 H_{\text{ext}} = 20 \text{ mT}$ für einen einzelnen Streifen ohne benachbarte Streifen (a) und für vier benachbarte Streifen (b). Im Falle des einzelnen Streifens erkennt man Maxima bei $f_{s_0} = 4,88 \text{ GHz}$, $f_{s_2} = 6,54 \text{ GHz}$ und $f_{s_4} = 7,90 \text{ GHz}$. Für die Mehrfachstreifen erhalten wir $f_{q_0} = 6,44 \text{ GHz}$, $f_{q_2} = 9,43 \text{ GHz}$ und $f_{q_4} = 11,10 \text{ GHz}$. Es fällt auf, dass die Resonanzfrequenzen des Mehrfachstreifens deutlich höher liegen und untereinander

größere Abstände besitzen, als die des einzelnen Streifens. Diese Erhöhung ohne die Änderung weiterer Parameter spricht für eine effektive Steigerung der Schichtdicke durch benachbarte Streifen. Die damit verbundene Vergrößerung der Demagnetisierungsfaktoren (vgl. Gleichung 4.10) erhöht die Demagnetisierungsfelder und damit die Resonanzfrequenzen. Dies stellt den ersten Hinweis auf die Kopplung zwischen mehreren Schichten dar.

Eine weitere Simulation an dem Multi-Streifen-System wurde durchgeführt, wobei die Anregung ausschließlich im unteren der vier Streifen stattfand und ansonsten alle Parameter gleich gelassen wurden. Das erhaltene Frequenzspektrum entsprach dem bereits bekannten Spektrum für die globale Anregung des Systems. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass alle vier Streifen die gleichen Schwingungsmoden angenommen hatten. Abbildung 5.11 verdeutlicht diesen Zusammenhang an Hand der

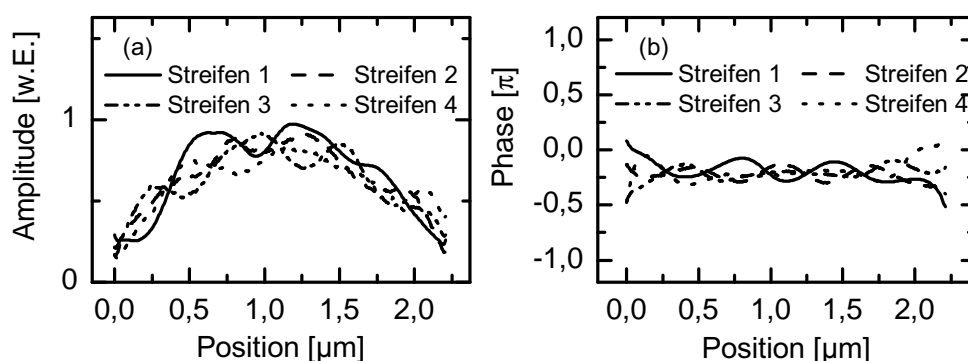


Abbildung 5.11: Transversale Grundmode im Streifensystem. (a) zeigt die Amplituden in den vier Streifen, von denen nur der erste angeregt wurde. Die Grundmode ist mit einer höheren Frequenz moduliert. (b) zeigt die Phasenbeziehung zwischen den Streifen. Alle Streifen schwingen gemeinsam mit dem Streifen, der angeregt wurde.

Grundmode, die sich in einem schmalen Streifen durch den transversalen Einschluss ausbildet (vgl. Kapitel 4). Teilbild (a) zeigt die Amplitude der Oszillation entlang der Streifenbreite für alle Einzelstreifen. Angeregt wurde ausschließlich Streifen 1 (durchgezogene Linie). Die Grundmode ist durch höhere Frequenzanteile moduliert, jedoch ist sie eindeutig zu erkennen. Die anderen drei Streifen zeigen die gleiche Oszillation wie der angeregte Streifen. Um die relative Phasenlage der Schwingungen in den vier Streifen zu beurteilen, ist in Teilbild (b) die Phase der Oszillation für die Streifen dargestellt. Man erkennt, dass abgesehen von den hochfrequenten Anteilen alle Streifen eine beinahe identische Phasenlage aufweisen. Sie schwingen also gemeinsam mit dem angeregten Streifen und nicht etwa gegenphasig. Weitere Simulationen an zwei und dreilagigen Systemen zeigen ähnliche Ergebnisse. Zusammengefasst belegen diese Simulationen, dass eine starke dipolare Kopplung zwischen den einzelnen Streifen des Multilagensystems bestehen muss. Sie kann in der gewählten Geometrie nur durch die dynamischen Streufelder vermittelt werden. Diese Kopplung kann folglich auch im Fall der ferromagnetischen Rollen angenommen werden und unterstützt die Annahme von Spinwellen, die in einander überlappenden Schichten aus Permalloy um die Rolle laufen.

5.4 Rollen außerhalb der Beschreibung

Nachdem wir erfolgreich ein Modell für azimuthal umlaufende Spinwellen auf Messungen an Rollen aus aufgerollten ferromagnetischen Schichten anwenden konnten, betrachten wir nun noch kurz Ergebnisse, die noch nicht in das Modell passen.

5.4.1 Hohe effektive Dicke

Neben den Rollen R1 und R2 wurde noch eine weitere Rolle unter den selben Gesichtspunkten untersucht. Die Rolle R3 hat die dünnste verwendete Halbleiterschichtdicke, wodurch die magnetischen Lagen noch dichter zusammen liegen. Zusätzlich hat die Rolle eine Windungszahl von $N_w = 5, 2$ und ist sehr kompakt gerollt, wie mit Messungen am REM bestätigt wurde. In Abbildung 5.12 ist das magnetfeldabhängige Absorptionsspektrum dieser Rolle dargestellt. Die Messungen wurden unter den selben Bedingungen wie für die Rollen R1 und R2 durchgeführt. Das Teilbild

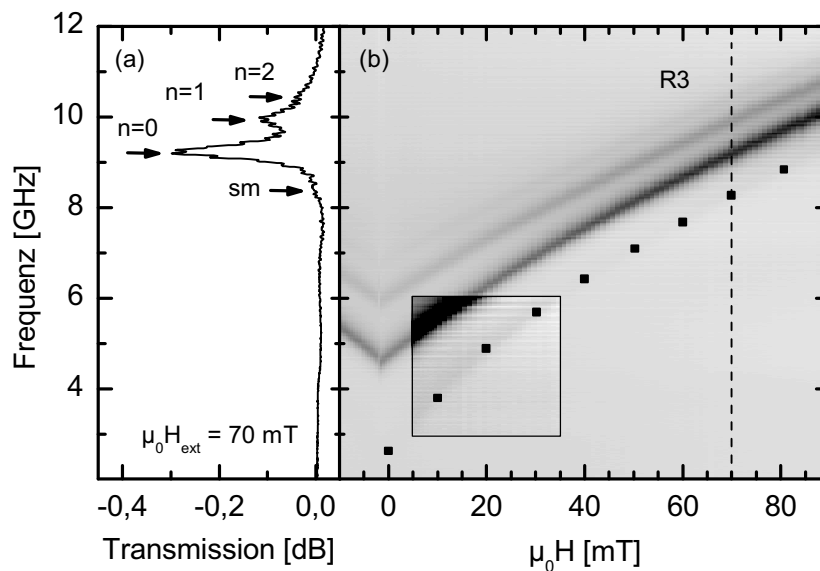


Abbildung 5.12: Messung an der Rolle R3 in axialer Feldgeometrie. (a) zeigt ein einzelnes Absorptionsspektrum von R3 bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 70 \text{ mT}$ (vgl. gestrichelte Linie in (b)). Man erkennt drei Resonanzen. (b) zeigt die Entwicklung der Resonanzen mit steigendem Magnetfeld. Die Punkte markieren eine weitere Resonanz, die weit unter den anderen liegt und als Schattenmode (sm) bezeichnet wird. Der Kontrast wurde lokal erhöht, um die schwachen Moden stärker hervorzuheben.

(a) zeigt ein einzelnes Spektrum bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 70 \text{ mT}$. Man erkennt die drei Moden $n = 0, 1, 2$. In (b) sind die Spektren gegen steigendes Magnetfeld aufgetragen. Aus dem Fit mit Gleichung 5.3 erhalten wir $t_{\text{eff}} = 44 \text{ nm}$ und $\mu_0 H_{\text{dem}} = 28 \text{ mT}$. Hierbei wurde die Sättigungsmagnetisierung auf $\mu_0 M_S = 1050 \text{ mT}$ reduziert, um die Anpassung zu verbessern. In Teilbild (b) ist in der magnetfeldabhängigen Darstellung zusätzlich eine weitere Mode weit unterhalb der erwarteten zu erkennen (schwarze

Quadrat). Diese Mode bezeichnen wir als Schattenmode (sm). Die Schattenmode kann mit unserem Modell nicht erklärt werden. Ein erster Erklärungsansatz ist die FMR magnetischen Materials aus schlecht gerollten Lagen innerhalb der Rolle. Dies scheidet jedoch unserer Ansicht nach aus, da diese Rolle sowohl unter dem Lichtmikroskop als auch im REM eine sehr gute Qualität aufweist. Aufgrund der hohen effektiven Dicke der Rolle könnte es sich auch um einen Volumeneffekt innerhalb der Rollenwand handeln.

5.4.2 Übergang zu Backward-Volume-Moden

Auch die Rolle R3 wurde in transversaler Magnetisierung untersucht und zeigt dabei das gleiche Verhalten wie die Rollen R1 und R2 (vgl. Abbildung 5.6). Abbildung 5.13

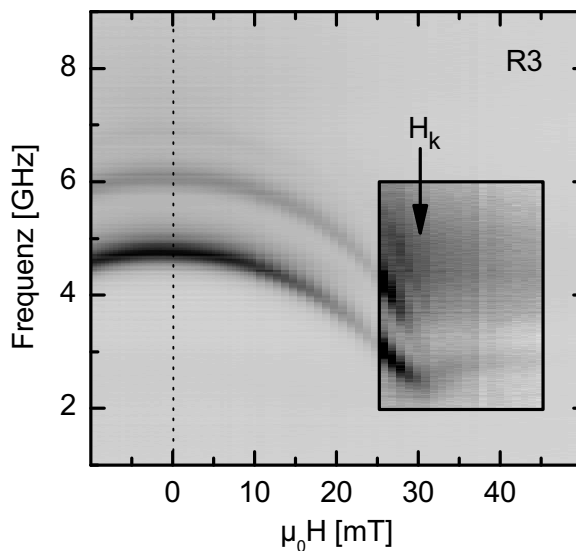


Abbildung 5.13: Hard-Axis-Dispersion der Rolle R3. Die Frequenzen fallen mit steigendem externen Feld. Das Minimum tritt bei $H_{\text{ext}} = H_k$ ein. In dieser Geometrie müssen umlaufende Spinwellen komplexe Interferenzbedingungen erfüllen, da der Wellenvektor anteilig BV-Moden-Charakter annehmen muss. Bei Feldern über H_k ist entweder die Anregung zu gering oder die Interferenzbedingungen werden nicht mehr erfüllt.

zeigt diese Messungen zwischen -10 mT und 50 mT. Man erkennt hier neben den drei azimuthalen Moden keine Schattenmode. Der Kontrast wurde im Bereich des Minimums erhöht. Der Verlauf der drei Moden beschreibt den Übergang vom reinen Damon-Eshbach-System (DE), in dem sich alle Spinwellen ausschließlich senkrecht zur Magnetisierung ausbreiten, hin zu einem gemischten System, in dem zusätzlich Backward-Volume-Moden (BV) betrachtet werden müssen. Im Bereich des Minimums der Resonanzen ist die Magnetisierung in zwei Bereichen auf dem Umfang der Rolle entlang des externen Magnetfeldes ausgerichtet. In diesen beiden Bereichen müssen umlaufende Spinwellen BV-Bedingungen erfüllen, während im Rest der Rolle noch Damon-Eshbach-Bedingungen gelten. Die Tatsache, dass oberhalb von $H_k = 31$ mT kein Signal mehr gemessen wird, kann zwei Gründe haben. Einerseits ist es möglich, dass die Spinwellen mit dem Experiment nicht mehr angeregt werden können, da das notwendige Drehmoment zu klein wird. Andererseits ist es möglich, dass eine umlaufende Spinwelle die Resonanzbedingung (Gleichung 5.1) nicht mehr erfüllen kann, wenn das interne Feld derartig stark moduliert wird, dass sich auf dem Umfang reine DE- und BV-Geometrien periodisch abwechseln. Ein ähnliches

System wird in planaren, ringförmigen Strukturen beschrieben (*Podbielski et al.*, 2006). Hier interferieren Spinwellen konstruktiv in einem Ring, dessen Magnetisierung einen Vortex beschreibt. Die Spinwellen haben daher einen BV-Charakter. Ein von außen angelegtes Magnetfeld erzeugt auch hier eine Auslenkung der magnetischen Momente. Bei kleinen Feldern kommt es zur Ausbildung von charakteristischen Frequenzlücken. Zusätzlich ergeben sich klare Magnetfeldbereiche, in denen die Moden existieren, da die Moden immer gleichzeitig die Dispersionsrelation und die Interferenzbedingung erfüllen müssen. Wird eine der Bedingungen nicht erfüllt, existiert keine Mode. Oberhalb eines kritischen Felds wird der Vortex-Zustand der Ringe zerstört und es kommt zu einem diskreten Sprung im Spektrum sowie zur Ausbildung von lokalisierten Spinwellen. Dieser Übergang kann in unserem Experiment erst bei deutlich höheren Feldern erfolgen, da hierfür die Seiten der Rolle senkrecht magnetisiert werden müssen. Die sehr komplexen Vorgänge bei der nicht-axial magnetisierten Rolle werden derzeit in unserer Arbeitsgruppe weiter untersucht.

5.5 Kerr-Mikroskopie an Rollen

Im Folgenden werden Ergebnisse der zeit- und ortsauflösenden Kerr-Mikroskopie an der Rolle R1 dargestellt und mit dem in Abschnitt 5.3 entwickelten Modell verglichen. Zuvor werden kurz die experimentellen Schwierigkeiten dieser Messungen aufgezeigt.

5.5.1 Herausforderungen

Die Untersuchung von aufgerollten ferromagnetischen Filmen bringt eine große Zahl von Herausforderungen mit sich. Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, arbeitet das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Kerr-Mikroskop unter Ausnutzung des polaren Kerr-Effekts. Dafür wird Licht mit einem Objektiv senkrecht auf eine magnetische Oberfläche fokussiert. Das reflektierte Licht unterliegt einer Polarisationsänderung durch die zur Oberfläche senkrecht stehende Komponente der Magnetisierung. Im Falle der gekrümmten Oberfläche der Rolle gilt diese Bedingung nur für eine einzige Geometrie, wenn nämlich der Fokus genau in radialer Ausrichtung die Mitte der Rolle trifft. Für den Fall, dass die Rolle nicht mittig unter dem Fokus liegt, wirken polarer, transversaler und longitudinaler Kerr-Effekt in einer Superposition auf die Polarisation des Lichts, und eine einfache Aussage über den Zustand der Magnetisierung ist nicht mehr möglich. Gleichzeitig wird mit steigender Entfernung vom Mittelpunkt der Rolle ein zunehmender Anteil des Lichtes nicht mehr vom Objektiv aufgesammelt. Ein weiteres Erschwernis besteht in der Tatsache, dass sich die eingewickelte Permalloy-Schicht innerhalb der Halbleiter-Schicht befindet. Das verwendete Licht hat eine Wellenlänge von 800 nm und befindet sich damit in einem Energiebereich, der oberhalb der Bandlücke von GaAs und InGaAs liegt. Daher wird ein geringer Teil des Lichts absorbiert. Durch die schlechte, thermische Kopplung der Rollen an das Substrat muss die Leistung des eingestrahlt Lichts deutlich

reduziert werden, da andernfalls die Rolle zerstört wird. Dies verschlechtert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Zusätzlich zu den genannten Punkten kann ein Teil des Lichts die Wand der Rolle durchdringen und damit an der gegenüber liegenden Innenwand der Rolle erneut reflektiert werden. Dies verursacht zusätzliche Beiträge im Messsignal, da die dabei akkumulierte Polarisationsdrehung nicht mehr mit der Magnetisierung an der Oberfläche der Rolle korreliert sein muss. Dieser Einfluss wird jedoch als gering eingeschätzt, da durch die starke Fokussierung mit dem Objektiv nur wenig Licht bzw. Streulicht von außerhalb der Fokusebene wieder vom Objektiv aufgefangen wird.

5.5.2 FMR mit MOKE

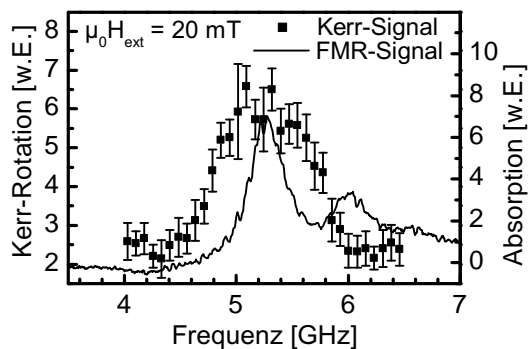


Abbildung 5.14: Ermittlung der Ferromagnetischen Resonanz mit dem Kerr-Mikroskop. Das Kerr-Signal (Symbole) zeigt gegenüber der Mikrowellenspektroskopie-Messung (linie) ein stark verbreitetes Maximum bei 5,2 GHz. Die Fehlerbalken stammen aus der Mittelung der Amplituden je Frequenz. Die höhere Mode ist nur in der Messung der Mikrowellenspektroskopie zu erkennen.

In Analogie zu der Messung an den Permalloy-Streifen (vgl. Kapitel 4.2.2) wurde an der Rolle R1 die Amplitude des Kerr-Signals bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen und festem externen Magnetfeld gemessen. Dazu wurde die Rolle in das Kerr-Mikroskop eingebaut und mit einem externen Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 70 \text{ mT}$ entlang der Achse magnetisiert. Danach wurde das externe Feld wieder auf Null gesetzt und erneut entlang der Achse auf das Messfeld von $\mu_0 H = 20 \text{ mT}$ gefahren. Die Laserleistung wurde auf $\approx 1,4 \text{ mW}$ am Ort der Probe reduziert. Die eingestrahelte Mikrowellenleistung betrug etwa 5 dBm. Nun wurde der Laser im Kerr-Mikroskop genau in der Mitte der Rolle auf deren Oberfläche fokussiert und dann in Schritten von 200 nm über eine Strecke von $3,8 \mu\text{m}$ entlang der Achse bewegt. An jedem Punkt wurde für verschiedene Frequenzen eine Phasenverschiebung von 2π zwischen Anregung und Laserpulsen gemessen. Alle dabei erhaltenen Oszillationsamplituden des Kerr-Signals wurden auf die eingestrahelte Leistung normiert und gemittelt. Abbildung 5.14 vergleicht das Ergebnis dieser Messungen (Symbole) mit der Mikrowellenspektroskopie-Messung (Linie). Man erkennt einen breiten Peak in der Kerr-Amplitude an der Position der Mode $n = 0$. Dieser Peak ist mit $\Delta f = 1 \text{ GHz}$ deutlich stärker verbreitert als die vergleichbare Messung an den Streifen in Abbildung 4.6. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung des Mittelwertes der 19 Messpunkte je Frequenz. Man erkennt an der großen Streuung das deutlich schwächere Kerr-Signal aufgrund der oben beschriebenen Bedingungen. Der Einfluss einer höheren Mode ($n = 1$) ist - auch aufgrund der großen Fehlerbalken - nicht zu

erkennen. Dennoch sollte sie angeregt werden, und ihr Fehlen könnte auf die starke räumliche Einschränkung der Kerr-Messung zurückgeführt werden. Dies würde bedeuten, dass die zweite Mode auf der Oberseite der Rolle einen Knoten aufweist. Der Grund für die starke Verbreiterung der Resonanz steht derzeit nicht fest. Wir können diese Verbreiterung für jeden einzelnen Messpunkt entlang der Rolle feststellen, sodass ein Effekt durch die Mittelung der Signale von verschiedenen Orten auf der Probe ausgeschlossen werden kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Ausbreitung von Spinwellen in ferromagnetischen Permalloy-Streifen und aufgerollten Filmen untersucht. Zur Durchführung der Messungen wurde ein neues zeit- und ortsauflösendes Kerr-Mikroskop aufgebaut sowie ein breitbandiges Mikrowellenspektroskopie-Experiment verwendet. Für die beiden untersuchten Systeme wurde ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Dispersion in rechteckigen, dünnen, ferromagnetischen Strukturen verwendet.

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute, zeit- und ortsauflösende Raster-Kerr-Mikroskop verwendet zur Anregung der magnetischen Dynamik kontinuierliche Mikrowellen. Diese werden von einem Synthesizer erzeugt, der in Zusammenarbeit mit der Firma Parzich entwickelt wurde und eine direkte Kopplung der Mikrowellen an die Laserpulse ermöglicht. Somit ist es möglich, die Ausbreitung der Spinwellen bei einer gewählten Frequenz zeitabhängig mit einer Auflösung von etwa einer Pikosekunde abzubilden. Für die Ortsauflösung wird die Probe mit Hilfe eines piezosteuerten Halters unter dem Fokus des Lasers bewegt.

In zeit- und orts aufgelösten Messungen an den ferromagnetischen Streifen wurde die Ausbreitung von Spinwellen entlang der Streifenachse untersucht. Durch die Quantisierung von Spinwellen-Moden quer zur Streifenachse ergeben sich jeweils unterschiedliche Dispersionskurven für die sich ausbreitenden Spinwellen, und es kommt zur Interferenz. Bei einer festen Anregungsfrequenz werden immer mehrere der transversalen Moden gleichzeitig angeregt und bilden so das entstehende Interferenzmuster. Die beiden niedrigsten Moden wurden durch die Anpassung eines einfachen Modells an die Messdaten aus dem Interferenzmuster rekonstruiert. Dadurch konnten die Phasengeschwindigkeiten für die Ausbreitung entlang des Streifens sowie die dazugehörigen Wellenvektoren der beiden Moden voneinander getrennt ermittelt werden. Der Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen für die Dispersionsrelation zeigt eine gute Übereinstimmung.

Mit Hilfe der breitbandigen Mikrowellenspektroskopie wurden im Rahmen dieser Arbeit ferromagnetische Rollen untersucht. Diese wurden durch einen selbstorganisierten Rollprozess einer verspannten Halbleiterschicht hergestellt, wobei eine vorher auf den verspannten Halbleiter aufgebraute Permalloy-Schicht mit eingerollt wurde. Die Messungen zeigen mehrere scharfe Resonanzen in den Transmissionsspektren. Durch die Erweiterung des oben genannten Modells auf Zylindergeometrie und unter Einführung periodischer Randbedingungen wurden diese Resonanzen als konstruktive Interferenz umlaufender Spinwellen identifiziert. Dies ist insbesondere bemerkenswert, als dass der mehrfach aufgerollte Py-Film keine geschlossene Zylindergeometrie darstellt. Die einzelnen magnetischen Lagen sind mit nichtmagnetischen

Halbleiterschichten voneinander getrennt. Daher wird die Rolle im Modell mit einer in Bezug auf die magnetischen Eigenschaften effektiven Wandstärke behandelt, was eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen liefert. Durch mikromagnetische Simulationen an stark vereinfachten, mehrlagigen Systemen wurde die dipolare Wechselwirkung als Ursache der Kopplung der einzelnen Lagen identifiziert.

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind eine sehr gute Grundlage für zukünftige Experimente mit Spinwellen. Im Bereich der planaren Strukturen kann mit Hilfe des neuen Kerr-Mikroskops ein großer Beitrag für das grundlegende Verständnis und die Nutzung von Spinwellen geleistet werden. Insbesondere durch die nach Abschluss dieser Arbeit realisierte Erweiterung des Frequenzbereichs des Mikrowellensynthesizers auf 0,5 GHz bis 10 GHz und die Verwendung von Licht mit einer Wellenlänge von 400 nm für einen kleineren Fokus, wird die Zahl der möglichen Fragestellungen weiter zunehmen. Es gibt bereits Konzepte und realisierte Experimente für logische Schaltungen wie NOT-Gatter und daraus hergestellte Register auf der Grundlage von 200 nm breiten Py-Streifen (*Allwood et al.*, 2002), bzw. Signal-Transport und -Prozessierung mit Hilfe von Spinwellen (*Khitun et al.*, 2007). Hier ist die Kenntnis und Kontrolle der Spinwellen sehr wichtig. Weiterhin werden auch andere Bauteile wie Spinwellen-Filter (*Kim et al.*, 2009) durch in ihrer Breite modulierte Streifen vorgeschlagen.

Für das Verständnis der Vorgänge in dreidimensionalen Strukturen wie den Rollen sind noch weiterführende Untersuchungen notwendig. Die Interpretation der Messergebnisse an Rollen, die in beliebigen Winkeln zur Achse magnetisiert wurden stehen noch aus. Ebenso ist das Zusammenspiel der einzelnen magnetischen Lagen innerhalb einer Rolle noch nicht vollständig verstanden und könnte unter Einbeziehung weiterer Simulationen eingehender untersucht werden. Die Geometrie der aufgerollten Permalloy-Struktur ist variabel und daher von besonderem Interesse. Vorstellbar sind z.B. Rollen, bei denen keine rechteckigen Filme sondern Streifen oder Dreiecke in verschiedenen Ausrichtungen aufgerollt werden. Dadurch ergäben sich spezielle gekoppelte Systeme oder magnetische Rollen mit ansteigender oder modulierter Schichtdicke, die weitere interessante physikalische Effekte versprechen.

7 Anhang

7.1 Geometrische Parameter des Wellenleiters

In diesem Teil des Anhangs werden die geometrischen Parameter des Wellenleiters erläutert. Die Bezeichnungen können Abb. 7.1 entnommen werden.

Region i	i=1	i=2	i=3	i=4	Einheit
$b_{A,i}$	550	200	200	20	[μm]
$b_{I,i}$	400	160	160	3	[μm]
l_i	1240	350	350	50	[μm]
d_i	500	200	d_{3a} 17	-	[μm]
	-	-	d_{3b} 23	-	[μm]
g_i	220	100	18	2.5	[μm]

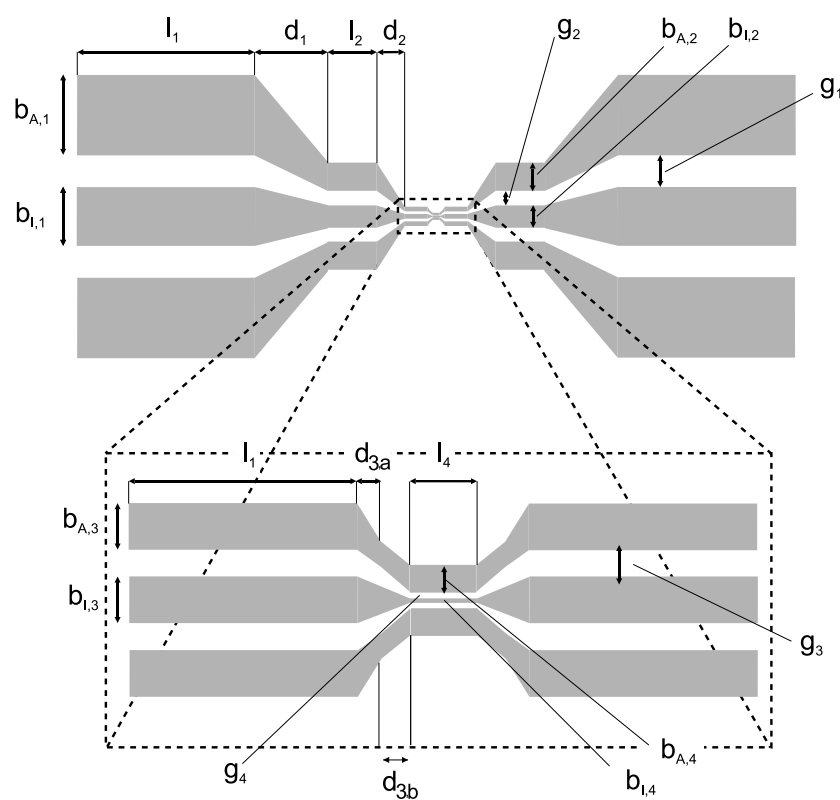


Abbildung 7.1: Skizze zur Geometrie des verwendeten Wellenleiters.

7.2 Prozessparameter

In diesem Teil des Anhangs werden die Prozessparameter bei der Präparation der Proben erläutert.

Tabelle 7.1: Präparation des Wellenleiters

Lacksystem Schicht 1:	MicroChem LOR 5A und MicroChem G Thinner, im Verhältnis 50:50
Belacken:	4500 rpm, Rampe 250, 60 s
Ausbacken:	160°, 2 min. auf der Heizplatte
Lacksystem Schicht 2:	Shipley S1813
Belacken:	6000 rpm, Rampe 250, 60 s
Ausbacken:	2 min. Heizplatte oder 85°, 60 min. im Ofen
Belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 60s
Aufdampfen:	3 nm Cr, 220 nm Ag, 10 nm Au
Lift-Off:	ca. 30 min. im Acetonbad, Reinigung mit Ultraschall

Tabelle 7.2: Planarisierung mit HSQ

Lacksystem:	2fach Dow Corning XR-1541 (HSQ)
Belacken:	2500 rpm, Rampe 250, 60s
Ausbacken:	160°, 5 min. auf der Heizplatte
jede HSQ-Schicht separat belichten mit dem REM	
Strahlstrom:	500 pA
Dosis:	$120 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Allresist AR-600-56 , 70s

Tabelle 7.3: Präparation der Streifen

Lacksystem:	PMMA 950K
Belacken:	6000 rpm, Rampe 250, 60 s
Ausbacken:	160°, 60 min. im Ofen
Belichten mit dem REM	
Strahlstrom:	230 pA
Dosis:	$100 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Allresist AR-600-56 , 70s
Aufdampfen:	20 nm Permalloy
Lift-Off:	ca. 60 min. im Acetonbad, Reinigung mit Ultraschall

Tabelle 7.4: Präparation der Rolle R1

Lacksystem:	Shipley S1813
Belacken:	6000 rpm, Rampe 250, 60 s
Ausbacken:	90°, 2 min auf der Heizplatte
Startkanten belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 45s
Ätzen:	25 s, $H_2O_2/H_3PO_4/H_2O$ (1:10:500)
Mesa belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 45s
Ätzen:	20 s, $H_2O_2/H_3PO_4/H_2O$ (1:10:500)
Lack entfernen	ca. 5 min. im Acetonbad, Isopropanolbad
Aufdampfen:	15 nm Permalloy
Ätzen:	40 s, HF (5%)
Reinigung und Trocknen:	H_2O Bad, passiv trocknen lassen

Tabelle 7.5: Präparation der Rollen R2 und R3

Lacksystem:	Shipley S1813
Belacken:	6000 rpm, Rampe 255, 60 s
Ausbacken:	100°, 2 min auf der Heizplatte
Startkanten belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 45s
Ätzen:	25 s, $H_2O_2/H_3PO_4/H_2O$ (1:10:500)
Mesa belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 45s
Ätzen:	20 s, $H_2O_2/H_3PO_4/H_2O$ (1:10:500)
Lack entfernen	ca. 5 min. im Acetonbad, Isopropanolbad
Lacksystem:	Shipley S1813
Belacken:	6000 rpm, Rampe 255, 60 s
Ausbacken:	100°, 2 min auf der Heizplatte
Py-Flächen belichten:	5 s mit $20 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Entwickler:	Microposit MF 319, 45s
Aufdampfen:	15 nm Permalloy
Ätzen:	60-80 s, HF (5%)
Reinigung und Trocknen:	H_2O Bad, passiv trocknen lassen

Tabelle 7.6: Fixierung der Rollen mit HSQ

Lacksystem:	3fach Dow Corning XR-1541 (HSQ)
Belacken:	2500 rpm, Rampe 250, 60s
	Transfer der Rollen
Ausbacken:	150°, 5 min. auf der Heizplatte

7.3 Parameter der Kupferplatine

In diesem Teil des Anhangs werden die geometrischen Parameter des Wellenleiters sowie die Prozessparameter zum Kleben der Probe auf die Kupferplatine angegeben.

Tabelle 7.7: Angaben zur Kupferplatine

Länge:	26 mm
Breite:	15 mm
Dicke:	1,5 mm
Breite des Signalleiters:	2 mm
Breite des Masseleiters:	0,75 mm
Abstand zwischen beiden:	0,25 mm
Aussparung:	$5 \times 3 \text{ mm}^2$
Leitfähiges Aufkleben der Probe	
Kleber:	EPO-TEK [®] H20S
Ausbacken:	90 min. bei 85° im Ofen
verwendete Stecker für Koaxialkabel:	Rosenberger 40ML-5 SMP-Stecker

Literaturverzeichnis

- Allwood, D. A., Xiong, G., Cooke, M. D., Faulkner, C. C., Atkinson, D., Vernier, N. et al. (2002). Submicrometer Ferromagnetic NOT Gate and Shift Register. *Science*, 296(5575), 2003–2006.
- Bailleul, M., Olligs, D. & Fermon, C. (2003a, September). Micromagnetic Phase Transitions and Spin Wave Excitations in a Ferromagnetic Stripe. *Phys. Rev. Lett.*, 91(13), 137204.
- Bailleul, M., Olligs, D. & Fermon, C. (2003b, August). Propagating spin wave spectroscopy in a permalloy film: A quantitative analysis. *Applied Physics Letters*, 83(5), 972–974.
- Balhorn, F. H. (2009). *Spin-Wave Interference in Rolled-Up Ferromagnetic Microtubes*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Bayer, C. (2006). *Das Spinwellen-Eigenpektrum in homogen und inhomogen magnetisierten Strukturen und periodischen Übergittern*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern.
- Bayer, C., Park, J. P., Wang, H., Yan, M., Campbell, C. E. & Crowell, P. A. (2004, April). Spin waves in an inhomogeneously magnetized stripe. *Phys. Rev. B*, 69(13), 134401–.
- Birt, D. R., O’Gorman, B., Tsoi, M., Li, X., Demidov, V. E. & Demokritov, S. O. (2009, September). Diffraction of spin waves from a submicrometer-size defect in a microwaveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 95(12), 122510–3.
- Bitter, F. (1931, November). On Inhomogeneities in the Magnetization of Ferromagnetic Materials. *Phys. Rev.*, 38(10), 1903–.
- Damon, R. W. & Eshbach, J. R. (1961). Magnetostatic Modes Of A Ferromagnet Slab. *Journal Of Physics And Chemistry Of Solids*, 19(3-4), 308–320.
- Demidov, V. E., Demokritov, S. O., Rott, K., Krzysteczko, P. & Reiss, G. (2008, February). Mode interference and periodic self-focusing of spin waves in permalloy microstrips. *Physical Review B*, 77(6), 064406.
- Demidov, V. E., Demokritov, S. O., Rott, K., Krzysteczko, P. & Reiss, G. (2008, June). Nano-optics with spin waves at microwave frequencies. *Applied Physics Letters*, 92(23), 232503.

- Demidov, V. E., Kostylev, M. P., Rott, K., Krzysteczko, P., Reiss, G. & Demokritov, S. O. (2009, September). Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna. *Appl. Phys. Lett.*, *95*(11), 112509–3.
- Donahue, M. J. & Porter, D. G. (1999). *OOMMF User's Guide, Version 1.0*. (Bericht). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Giesen, F. (2005). *Magnetization Dynamics of Nanostructured Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Giesen, F., Podbielski, J. & Grundler, D. (2007, July). Mode localization transition in ferromagnetic microscopic rings. *Physical Review B*, *76*(1), 014431.
- Gilbert, T. L. (2004). A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. *IEEE Transactions of Magnetics*, *40*, 3443.
- Grundmann, M. (2003, September). Nanoscroll formation from strained layer heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, *83*(12), 2444–2446.
- Gusliencko, K. Y., Chantrell, R. W. & Slavin, A. N. (2003, July). Dipolar localization of quantized spin-wave modes in thin rectangular magnetic elements. *Physical Review B*, *68*(2), 024422.
- Gusliencko, K. Y., Demokritov, S. O., Hillebrands, B. & Slavin, A. N. (2002, October). Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes. *Physical Review B*, *66*(13), 132402.
- Gusliencko, K. Y., Pishko, V., Novosad, V., Buchanan, K. & Bader, S. D. (2005, May). Quantized spin excitation modes in patterned ferromagnetic stripe arrays. In *J. appl. phys.* (Bd. 97, S. 10A709–3). AIP.
- Hertel, R., Wulfhekel, W. & Kirschner, J. (2004). Domain-Wall Induced Phase Shifts in Spin Waves. *Physical Review Letters*, *93*(25), 257202.
- Hoffmann, R. K. (1983). *Integrierte Mikrowellenschaltungen*. Springer-Verlag, Berlin.
- Ingvarsson, S., Ritchie, L., Liu, X. Y., Xiao, G., Slonczewski, J. C., Trouilloud, P. L. et al. (2002). Role of electron scattering in the magnetization relaxation of thin Ni₈₁Fe₁₉ films. *Physical Review B*, *66*(21), 214416.
- Jorzick, J., Demokritov, S. O., Hillebrands, B., Bailleul, M., Fermon, C., Gusliencko, K. Y. et al. (2002). Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements. *Physical Review Letters*, *88*(4), 047204.
- Jorzick, J., Demokritov, S. O., Hillebrands, B., Bartenlian, B., Chappert, C., Decanini, D. et al. (1999, December). Spin-wave quantization and dynamic coupling in micron-size circular magnetic dots. *Appl. Phys. Lett.*, *75*(24), 3859–3861.
- Joseph, R. I. & Schlömann, E. (1965). Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies. *Journal of Applied Physics*, *36*(5), 1579.

-
- Kalarickal, S. S., Krivosik, P., Wu, M., Patton, C. E., Schneider, M. L., Kabos, P. et al. (2006). Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods. *Journal of Applied Physics*, 99(9), 093909.
- Kalinikos, B. A. & Slavin, A. N. (1986). Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics C: Solid State*, 19, 7013.
- Kerr, J. (1877). On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philosophical Magazine*, 3, 321.
- Khitun, A., Nikonov, D. E., Bao, M., Galatsis, K. & Wang, K. L. (2007). Feasibility study of logic circuits with a spin wave bus. *Nanotechnology*(46), 465202.
- Kim, S.-K., Lee, K.-S. & Han, D.-S. (2009, August). A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 95(8), 082507–3.
- Kipp, T., Welsch, H., Strelow, C., Heyn, C. & Heitmann, D. (2006, February). Optical Modes in Semiconductor Microtube Ring Resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 96(7), 077403–4.
- Kittel, C. (1948). On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. *Physical Review*, 73(2), 155.
- Kittel, C. (1958). Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field. *Physical Review*, 110(6), 1295.
- Kittel, C. (2002). *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissensch. Vlg.
- Kleiner, W. H. (1966, February). Space-Time Symmetry of Transport Coefficients. *Phys. Rev.*, 142(2), 318–.
- Kostylev, M. P., Serga, A. A., Schneider, T., Leven, B. & Hillebrands, B. (2005, October). Spin-wave logical gates. *Appl. Phys. Lett.*, 87(15), 153501–3.
- Kronmüller, H. F. M. (2003). *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. Cambridge University Press.
- Landau, E., L. D; Lifshitz. (1935). On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8, 153.
- Lide, D. R. (2004). *CRC handbook of chemistry and physics* (84, Hg.). CRC Press.
- Mallinson, J. (1987). On damped gyromagnetic precession. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 23(4), 2003–2004.
- Mansfeld, S. (2009). *Zeitaufgelöste Kerr-Mikroskopie an zweidimensionalen Mikrostrukturen bei dynamischer Anregung mit hochfrequenzen Wechselströmen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
-

- Mathieu, C., Jorzick, J., Frank, A., Demokritov, S. O., Slavin, A. N., Hillebrands, B. et al. (1998). Lateral Quantization of Spin Waves in Micron Size Magnetic Wires. *Physical Review Letters*, 81(18), 3968.
- Mendach, S., Podbielski, J., Topp, J., Hansen, W. & Heitmann, D. (2008). Spin-wave confinement in rolled-up ferromagnetic tubes. *Applied Physics Letters*, 93(26), 262501.
- Oppeneer, P. (2001). *Handbook of Magnetic Materials, Vol. 13* (1st Aufl., Bd. 13; K. Buschow, Hg.). Elsevier, Amsterdam.
- Park, J. P. & Crowell, P. A. (2005, October). Interactions of Spin Waves with a Magnetic Vortex. *Phys. Rev. Lett.*, 95(16), 167201.
- Park, J. P., Eames, P., Engebretson, D. M., Berezovsky, J. & Crowell, P. A. (2002). Spatially Resolved Dynamics of Localized Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Wires. *Physical Review Letters*, 89(27), 277201.
- Perzlmaier, K., Buess, M., Back, C. H., Demidov, V. E., Hillebrands, B. & Demokritov, S. O. (2005, February). Spin-wave eigenmodes of permalloy squares with a closure domain structure. *Physical Review Letters*, 94(5), 057202.
- Perzlmaier, K., Woltersdorf, G. & Back, C. H. (2008, February). Observation of the propagation and interference of spin waves in ferromagnetic thin films. *Physical Review B*, 77(5), 054425.
- Podbielski, J. (2007). *Localization, Coupling and Interference of Spin Waves in Ferromagnetic Nanostructures*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Podbielski, J., Giesen, F. & Grundler, D. (2006, April). Spin-wave interference in microscopic rings. *Physical Review Letters*, 96(16), 167207.
- Prinz, V. Y., Seleznev, V. A., Gutakovskiy, A. K., Chehovskiy, A. V., Preobrazhenskii, V. V., Putyato, M. A. et al. (2000, February). Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays. *Physica E*, 6(1-4), 828–831.
- Rayleigh, L. (1910). The problem of the whispering gallery. *Philosophical Magazine*, 20, 1001-1004.
- Roussigné, Y., Chérif, S. M., Dugautier, C. & Moch, P. (2001, March). Experimental and theoretical study of quantized spin-wave modes in micrometer-size permalloy wires. *Phys. Rev. B*, 63(13), 134429–.
- Schlomann, E. (1962). A Sum Rule Concerning the Inhomogeneous Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Samples. *Journal of Applied Physics*, 33(9), 2825.
- Schneider, T., Serga, A. A., Neumann, T., Hillebrands, B. & Kostylev, M. P. (2008, June). Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna. *Phys. Rev. B*, 77(21), 214411–5.

-
- Schwaiger, S., Broll, M., Krohn, A., Stemmann, A., Heyn, C., Stark, Y. et al. (2009, April). Rolled-Up Three-Dimensional Metamaterials with a Tunable Plasma Frequency in the Visible Regime. *Phys. Rev. Lett.*, *102*(16), 163903–4.
- Tamaru, S., Bain, J. A., Veerdonk, R. J. M. van de, Crawford, T. M., Covington, M. & Kryder, M. H. (2002, May). Imaging of quantized magnetostatic modes using spatially resolved ferromagnetic resonance. *Journal Of Applied Physics*, *91*(10), 8034–8036.
- Topp, J., Podbielski, J., Heitmann, D. & Grundler, D. (2008, July). Internal spin-wave confinement in magnetic nanowires due to zig-zag shaped magnetization. *Physical Review B*, *78*(2), 024431.
- Walker, L. R. (1957, January). Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance. *Phys. Rev.*, *105*(2), 390–.
- Yin, L. F., Wei, D. H., Lei, N., Zhou, L. H., Tian, C. S., Dong, G. S. et al. (2006, August). Magnetocrystalline Anisotropy in Permalloy Revisited. *Phys. Rev. Lett.*, *97*(6), 067203–4.

Publikationen

Balhorn, F., Mansfeld, S., Krohn, A., Topp, J., Hansen, W., Heitmann, D. et al. (2010, January). Spin-wave interference in three-dimensional rolled-up ferromagnetic microtubes. *Phys. Rev. Lett.*, *104*(3), 037205.

Schwaiger, S., Broll, M., Krohn, A., Stemmann, A., Heyn, C., Stark, Y. et al. (2009, April). Rolled-up three-dimensional metamaterials with a tunable plasma frequency in the visible regime. *Phys. Rev. Lett.*, *102*(16), 163903–4.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke ...

Herrn Prof. Dr. D. Heitmann für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe anfertigen zu können, für die interessanten Gespräche, die Unterstützung und für die Schaffung eines hervorragenden Arbeitsklimas,

Herrn Prof. Dr. U. Merkt für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation,

Herrn Prof. Dr. W. Hansen für die Übernahme des Zweitgutachtens der Disputation,

Dr. Stefan Mendach für die super Betreuung und die vielen Gespräche, in denen wir das ein oder andere Mal die Physik wichtig und die Zeit nicht so genau genommen haben,

meinen beiden Diplomanden Sebastian Mansfeld und Felix Balhorn für die engagierte und großartige Zusammenarbeit,

Jesco Topp und Dr. Jan Podbielski für eine wirklich große Zahl von hilfreichen Ideen und Vorschlägen,

Andrea Stemmann für das Wachsen der verspannten Halbleiterschichten,

Sven Wildfang, Markus Bröll, Matthias Klingbeil und Stefan Schwaiger für die gute Zusammenarbeit im Labor sowie das gemeinsame Auf-, Um-, Ab- und wieder Aufbauen von Experimenten und Laboren,

Tobias Krohn, Dr. Fabian Wilde und Bodo Krause-Kyora für den Kampf mit den Netzwerken,

allen bisherigen und aktuellen Büronachbarn für das entspannte, konstruktive und informative Miteinander,

Thomas Finger, Herrn Ahrens und den Mitgliedern der Werkstätten für schnelle Hilfe, Informationen und Unterstützung bei der Konstruktion diverser Geräte,

allen Mitgliedern der Gruppen H, W N und K für viele interessante Gespräche, Anregungen, Gruppenabende und ein sehr angenehmes Arbeitsklima,

und meiner Familie für die Unterstützung und Motivation während meines gesamten Studiums.

