

BACHELORARBEIT
FAKULTÄT FÜR PHYSIK

– UNIVERSITÄT GÖTTINGEN –

**Magnetisierungsdynamik nanostrukturierter Filme:
Magnonische Moden in rechteckigen
Gitterstrukturen**

**Magnetization dynamics of nanostructured films:
Magnonic modes in rectangular antidot lattices**

angefertigt am I. Physikalischen Institut
von Jelena Panke

jelena.panke@stud.uni-goettingen.de

Datum der Abgabe: 07.09.2011
Erstgutachter: Prof. Dr. Markus Münzenberg
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Jooß

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das effektive Feld	3
2.1.1	Austauschfeld	3
2.1.2	Dipolfeld	4
2.2	Spinwellen	5
2.2.1	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	5
2.2.2	Uniforme Präzession in unendlich ausgedehnten Filmen	5
2.2.3	Dispersion in endlichen Filmen	7
2.2.4	Damon-Eshbach-Spinwellen	8
2.2.5	Senkrechte stehende Spinwellen	9
2.3	Kurzzeitdynamik	10
3	Experimentelle Methoden	12
3.1	Lasersystem und Aufbau	12
3.2	Die Probensysteme	13
3.3	Auswertungsverfahren	15
4	Auswertung	17
4.1	Untersuchung der Hysterese - Remanenz und Koerzitivfeld	17
4.2	Der kontinuierliche Film	20
4.3	Untersuchungen auf der Probe A	23
4.4	Untersuchungen auf der Probe B	27
4.4.1	Strukturen B_1 und B_2 - vergrößerte Gitterabstände	28
4.4.2	Strukturen B_3 und B_4 - Reduzierte Lochdurchmesser	29
5	Diskussion der Ergebnisse	34
5.1	Zusammenfassung und Ausblick	38
A	Anhang	40
A.1	Der kontinuierliche Film	40
A.2	Bandstrukturen	41
B	Abbildungsverzeichnis	42
C	Tabellenverzeichnis	43

D Quellen- und Literaturverzeichnis	44
Danksagung	48
Erklärung	49

1 Einleitung

In der heutigen Informationstechnologie werden immer höhere Datenraten gefordert. Dies geht zugleich mit einer Miniaturisierung der Bauteile einher, die unabdingbar ist. Der Transport und die Verarbeitung von Informationen ohne die Verwendung elektrischer Ladungen auf Mikrostrukturen eröffnet neue Wege. Eine Möglichkeit hierzu sind Spinwellen, die das magnetische Analogon zu Licht- und Akustikwellen darstellen. So könnten Spinwellen beispielsweise Anwendung in Logikoperatoren finden [26]. Aber die Umsetzung dieser Anwendungsgebiete ist noch in weiter Ferne und eine Propagation der Spinwellen ist bisher nur über kurze Strecken möglich. Bevor die magnetischen Bauteile angewandt werden können, müssen die Anregungsmechanismen und die verwendeten Materialien verstanden und optimiert werden. Untersuchungen zum besseren Verständnis der Magnetisierungsdynamik werden an unterschiedlichen geometrischen Systemen wie Kreisen, Ringen und Streifen vorgenommen [8]. Von besonderem Interesse sind magnonische Kristalle, die mit photonischen Kristallen vergleichbar sind [18] und die Mechanismen durch beispielsweise Lochgitter beeinflussen. Es bilden sich Bandstrukturen mit erlaubten Frequenzbereichen und verbotenen Bandlücken [4, 25]. Diese Kristalle haben eine große Bedeutung auf dem jungen Gebiet der Magnonik.

An quadratisch strukturierten Nickelfilmen wurden in der Arbeitsgruppe erste Untersuchungen an magnonischen Kristallen durchgeführt [28, 29]. Aufgrund der hohen Dämpfung des Nickels von $\alpha = 0,02$ konnten keine propagierenden Moden im Material aufgenommen werden. Mit der Verwendung von dünnen $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ Filmen, die über eine geringere Dämpfung von $\alpha = 0,006$ verfügen, konnten auf quadratischen Mikrostrukturen propagierende Moden im Dispersionsspektrum gefunden werden [3, 36, 37]. Die Population der Spinwellen wird durch die Gitterabstände der auf dem Film aufgebrachten Strukturen beeinflusst. Ein spezieller Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone wird induziert. Eine Variation dieses Wellenvektors war durch die Veränderung der Gitterparameter von Struktur zu Struktur für verschieden angelegte Felder zu den Symmetrieachsen möglich. Hierauf aufbauend ist die Idee dieser Arbeit die Population der Moden in rechteckigen Gitterstrukturen des gleichen Materials zu beobachten. Die Strukturparameter werden variiert und der Winkel des externen Feldes zur langen Achse der rechteckigen Struktur wird verändert. Auf diesem Weg soll erneut das Auftreten der Moden durch die Struktur beeinflusst und aufgrund der rechteckigen Anordnung der magnonische Wellenvektor auf nur einer Struktur verändert werden.

Abschnitt 2 widmet sich den theoretischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik mit den wichtigsten mathematischen Zusammenhängen. Darauf aufbauend beschreibt

Abschnitt 3 das TRMOKE-Experiment, die damit untersuchten rechteckigen CoFeB Strukturen und den benötigten Auswertungsmechanismus der Daten. In Abschnitt 4 werden die experimentellen Ergebnisse beschrieben und diskutiert. Im Zentrum stehen die Messungen der strukturierten Filme, die zuvor durch Magnetisierungskurven und die kontinuierlichen Filme charakterisiert werden. Durch die Variation der strukturellen Parameter und die Reduzierung des Füllfaktors sollen die auftretenden Moden im Film beeinflusst werden. Zum Schluss folgt eine Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse.

2 Theoretische Grundlagen

Die magnetischen Eigenschaften eines Materials können unter Einbezug der Suszeptibilität χ charakterisiert werden. Diese ist gegeben über:

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}_{\text{ext}}$$

und beschreibt somit den Zusammenhang zwischen der Magnetisierung \mathbf{M} , die Gesamtsumme aller magnetischen Momente \mathbf{m} in einem Festkörper pro Einheitsvolumen und einem angelegten externen Feld \mathbf{H}_{ext} . Bei einer negativen Suszeptibilität χ liegen diamagnetische Materialien vor. Die induzierten magnetischen Momente richten sich antiparallel zu einem angelegten Feld \mathbf{H}_{ext} aus. Im Falle einer positiven Suszeptibilität χ wird von Paramagnetismus gesprochen. Durch ein externes Feld \mathbf{H}_{ext} resultiert ein Gesamtmoment mit einer Anordnung parallel zum Feld.

Neben ferrimagnetischen und antiferromagnetischen Materialien zählen zu der dritten Klasse Ferromagneten, die für die Arbeit von Interesse sind. Die Momente richten sich spontan, auch ohne die Einwirkung eines externen Feldes, parallel aus. Bei der Wechselwirkung sind schwache dipolare Kräfte und stark ausgeprägte Austauschkräfte, die den Ferromagnetismus begründen, von Bedeutung, die in Abschnitt 2.1 umschrieben werden.

2.1 Das effektive Feld

Das Magnetfeld einer in einem externen Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} befindlichen ferromagnetischen Probe ist durch das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} gegeben. Neben dem externen Feld \mathbf{H}_{ext} setzt sich das effektive Feld aus Komponenten wie dem Demagnetisierungsfeld \mathbf{H}_{Dem} , dem Austauschfeld \mathbf{H}_{Ex} und dem Anisotropiefeld \mathbf{H}_{Ani} zusammen [12]:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{Dem}} + \mathbf{H}_{\text{Ex}} + \mathbf{H}_{\text{Ani}}$$

Für die weitere Betrachtung stehen vor allem die ersten drei Terme im Vordergrund. Insbesondere bestimmen die Austausch- und Demagnetisierungswechselwirkungen die Eigenschaften eines Ferromagneten und sollen im folgenden eingehender behandelt werden.

2.1.1 Austauschfeld

Die Austauschwechselwirkung spielt eine grundlegende Rolle für den Ferromagnetismus. Nach dem Pauli-Prinzip können Elektronen im selben Zustand, deren antisymmetrische Wellenfunktion sich aus einem Orts- und Spinanteil zusammensetzt, nicht am gleichen

Ort auftreten. Folglich ist der Abstand zwischen den Elektronen mit parallelem Spin größer als für eine antiparallele Ausrichtung. Das hat zur Konsequenz, dass einerseits die Coulombwechselwirkung bei paralleler Stellung abnimmt und die kinetische Energie wiederum bei gleicher Teilchenzahl aufgrund der erhöhten Fermi-Energie ansteigt. Die Wechselbeziehung zwischen den Spins \mathbf{s}_i und \mathbf{s}_j kann über einen Energieausdruck $E_{\text{Ex}} = -2 \sum_{i,j} J \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j$ mit dem Austauschintegral J , das Auskunft über die Anordnung der Spins gibt, im Heisenberg-Modell wiedergegeben werden. Darauf aufbauend kann das Austauschfeld bestimmt werden zu

$$\mathbf{H}_{\text{Ex}} = \frac{2A}{\mu_0 M_S^2} \nabla^2 \mathbf{M}$$

mit der Austauschkonstanten A und der Sättigungsmagnetisierung M_S .

2.1.2 Dipolfeld

Neben der Austauschwechselwirkung liegt auch eine Dipolwechselwirkung vor. Diese wirkt über eine lange Reichweite. Durch die Anwesenheit magnetischer Dipolmomente existiert ein Demagnetisierungsfeld \mathbf{H}_{Dem} . Zur Bestimmung werden die magnetostatischen Maxwellgleichungen herangezogen. Das Feld ist nach Maxwell konservativ und kann über ein magnetisches Potential ausgedrückt werden. Wie in der Elektrodynamik kann eine Lösung für das Potential bestehend aus Volumen- und Oberflächenanteilen angegeben werden. Da im vorliegenden Fall eine einheitliche Magnetisierung im Material vorliegt, verschwinden jegliche Volumenterme und nur die Oberflächenterme sind von Bedeutung. Das Demagnetisierungsfeld ergibt sich zu

$$\mathbf{H}_{\text{Dem}} = -\hat{N} \mathbf{M}$$

mit dem Demagnetisierungstensor \hat{N} , der in dem hier beschriebenen Fall durch Drehen des Koordinatensystems Diagonalgestalt annimmt.

Zwischen den Austausch- und Dipolwechselwirkungen besteht somit ein ständiges Wechselspiel. Erstere übt über kurze Reichweite einen starken Effekt aus. Eine parallele Ausrichtung der Spins wird bevorzugt. Die Dipolwechselwirkung strebt nach einer antiparallelen Ausrichtung der Spins über das gesamte Probenvolumen. In der Summe ergeben beide Wechselwirkungen den selben Beitrag. Folglich liegt über das gesamte ferromagnetische Material nicht eine einheitliche Orientierung der Spins vor, sondern es bilden sich Bereiche paralleler Ausrichtung, die Domänen.

2.2 Spinwellen

Spinwellen stellen das magnetische Analogon zu Akustik- und Lichtwellen dar. Allerdings wirken auf die magnetischen Momente aufgrund ihres Dipolcharakters Drehmomente. Auch hier werden die zwei verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen zwischen den Spins unterschieden. Im Bereich großer Wellenlängen dominieren Dipolwechselwirkungen, denn die auftretenden Phasendifferenzen zwischen den Spins sind gering. Die in diesem Fall vernachlässigbaren Austauschwechselwirkungen überwiegen erst im Bereich kleiner Wellenlängen.

2.2.1 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Ein dem effektiven Feld \mathbf{H}_{eff} ausgesetztes magnetisches Moment präzediert ohne weitere Einflüsse kontinuierlich um die zugehörige Feldachse. Durch die kohärente Präzession der Momente breiten sich Spinwellen aus. Die zugehörige Bewegungsgleichung der Magnetisierung \mathbf{M} ist durch die Landau-Lifshitz-Gleichung gegeben, die 1935 phänomenologisch hergeleitet wurde und auf deren Herleitung nicht im Detail eingegangen werden soll [27]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2.2.1)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ und der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Die LL-Gleichung, schematisch in Abbildung 2.1 (a) dargestellt, beschreibt jedoch nur die Präzession der Momente um die effektive Achse ohne jegliche Dämpfungsterme, sodass ein Rückgang in die Ausgangslage nicht möglich ist. 1955 wurde ein solcher Dämpfungsterm α von *Gilbert* eingeführt, der das Moment auf einer Spiralbahn in den Anfangszustand zurück bringt [9]. Es ergibt sich die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_S} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (2.2.2)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ , dem effektiven Feld H_{eff} , der Sättigungsmagnetisierung M_S und der Dämpfungskonstante α . Hierbei wird die Präzessionsbewegung durch den ersten Term auf der rechten Seite beschrieben, der zweite Term beschreibt die Dämpfung. In Abbildung 2.1 (b) ist eine Lösung der LLG-Gleichung schematisch dargestellt.

2.2.2 Uniforme Präzession in unendlich ausgedehnten Filmen

Im einfachsten Fall liegt eine einheitliche Präzession der Momente über das gesamte Probenvolumen mit einem verschwindenden Wellenvektor k vor. Zur Betrachtung wird ein unendlich ausgedehnter Film angenommen. Die geometrische Anordnung der Probe

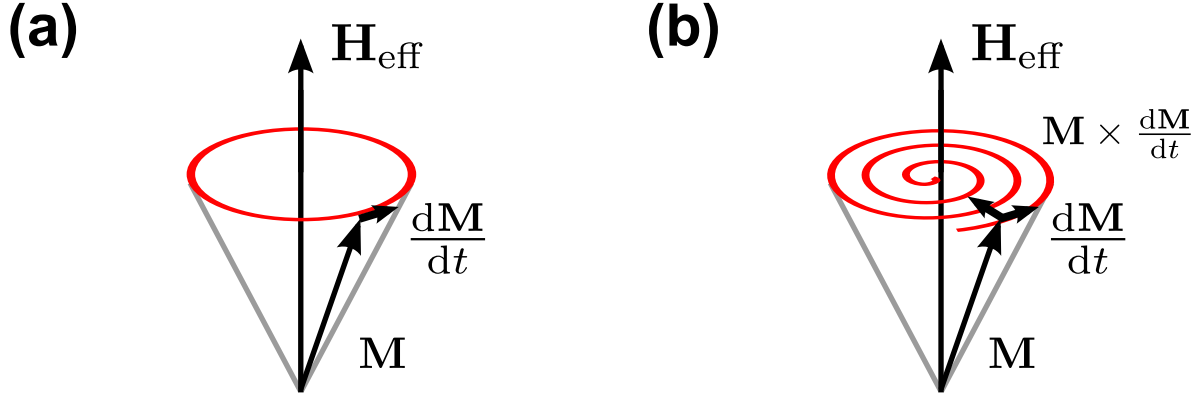


Abbildung 2.1: (a) Darstellung der Lösung der LL-Gleichung mit der Magnetisierung, die sich um die effektive Achse dreht, ohne ins Gleichgewicht zurückzukehren. (b) Darstellung der Lösung der LLG-Gleichung mit der Präzessionsbewegung der Magnetisierung, die durch einen Dämpfungsterm in die Ausgangslage zurückkehrt.

ist in Abbildung 2.2 dargestellt. In x - und y -Richtung ist der Film unbegrenzt mit einer Dicke d in z -Richtung. Die statischen Komponenten, das externe Feld H_{ext} und die Sättigungsmagnetisierung M_S , weisen beide parallel in x -Richtung. Entsprechend werden dynamische Komponenten der Magnetisierung und des Feldes nur in y - und z -Richtung beachtet. Das in Abschnitt 2.1 beschriebene effektive Feld H_{eff} ist somit unter Einbezug der Demagnetisierungsfelder gegeben durch:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} H_{\text{ext}} - N_x M_S \\ -N_y M_y \\ H_z - N_z M_z \end{pmatrix}$$

Unter diesen Bedingungen können Lösungen der LLG-Gleichung 2.2.2 bestimmt werden [22], sodass durch anwenden dieser folgt:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \begin{pmatrix} 0 \\ [H_{\text{ext}} + (N_z - N_x) M_S] M_z \\ M_S H_y + (N_x - N_y) M_y M_S - M_y H_{\text{ext}} \end{pmatrix}$$

Für die dynamischen Feld- und Magnetisierungskomponenten werden ebene Wellen mit den Exponentialansätzen $H = \mathbf{h}e^{i\omega t}$ und $\mathbf{M} = \mathbf{m}e^{i\omega t}$ angenommen. Weiterhin sind die dynamischen Komponenten des Magnetfeldes und der Magnetisierung sehr klein. Die LLG-Gleichung wird auf diesem Weg linearisiert und die Dispersion ergibt die sogenannte Kittel-Formel:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 = [H_{\text{ext}} + (N_y - N_x) M_S] [H_{\text{ext}} + (N_z - N_x) M_S] \quad (2.2.3)$$

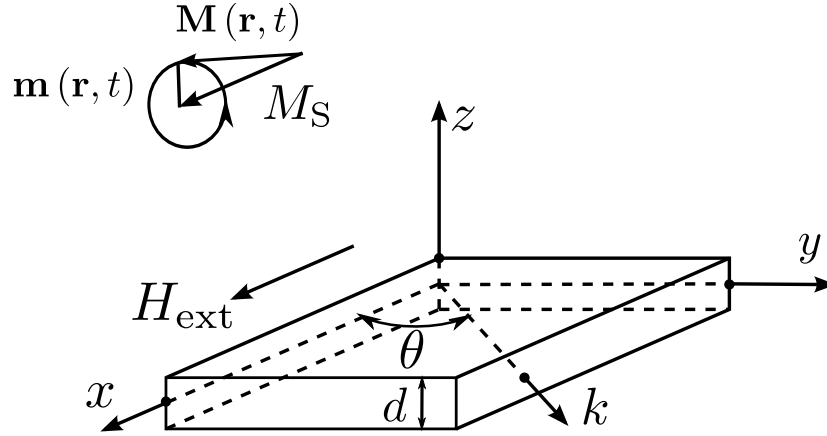


Abbildung 2.2: Geometrie für einen in der Ebene magnetisierten Film der Dicke d . Es sind das statisch angelegte Feld H_{ext} , die Sättigungsmagnetisierung M_S und der Wellenvektor k gegeben. Der Ausbreitungswinkel θ wird relativ zwischen dem externen Feld und dem Wellenvektor gemessen. Die Gesamtmagnetisierung setzt sich aus der statischen Komponente und der dynamischen Magnetisierung zusammen [15].

Hieraus folgt die Kittel-Mode bei einheitlicher Präzession für dünne Filme mit $N_x = N_y = 0$ und $N_z = 1$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 = H_{\text{ext}}(H_{\text{ext}} + M_S) \quad (2.2.4)$$

Beim Übergang zu endlichen Wellenlängen stehen die einzelnen Spins nicht mehr parallel zueinander. Sowohl austausch- als auch dipoldominierte Moden können beobachtet werden. Eine Erweiterung der Dispersion durch die zusätzlichen Austauschterme, die durch *Hering und Kittel* in [11] eingeführt werden, wird beschrieben durch:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 = \left(H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k^2\right) \left(H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k^2 + M_S \sin^2 \theta\right) \quad (2.2.5)$$

mit dem externen Feld H_{ext} , der Sättigungsmagnetisierung M_S , dem gyromagnetischen Verhältnis γ , der Austauschkonstante A , dem Wellenvektor k und dem Winkel θ zwischen Magnetisierung und Ausbreitungsrichtung.

2.2.3 Dispersion in endlichen Filmen

Bis zu diesem Zeitpunkt wurden nur unendlich ausgedehnte Filme betrachtet. In den untersuchten Schichten mit einer Dicke d müssen aufgrund der begrenzten Ausdehnung Randbedingungen an den Grenzflächen durch die dynamischen Feldkomponenten mit einbezogen werden. Die Dispersion wird beeinflusst und Dipol-Austausch-Wechselwirkungen gewinnen an Bedeutung. *Kalinikos und Slavin* berechneten diese Dispersion der

Spinwellen als Lösungen der LLG-Gleichung 2.2.2 unter Einbeziehung der magnetostatischen Maxwellgleichungen [19], die Ähnlichkeit zur Gleichung 2.2.5 hat:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0}\right)^2 = \left(H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k^2\right) \left(H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k^2 + M_S F_{00}\right) \quad (2.2.6)$$

mit dem Matrixelement F_{00} als Funktion des Winkels θ zwischen der Magnetisierung und dem Wellenvektor k , das die Dipolwechselwirkungen zwischen den Spins umschreibt. Dieses ist gegeben durch

$$F_{00} = 1 + P_{00} \cos^2 \theta + M_S \frac{P_{00} (1 - P_{00}) \sin^2 \theta}{H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k^2}$$

$$P_{00} = 1 + \frac{1 - e^{-kd}}{kd}.$$

Der zugehörige Wellenvektor spaltet sich in eine jeweils senkrechte k_{\perp} und parallele k_{\parallel} Komponente zur statischen Magnetisierung auf:

$$k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 = k_{\parallel}^2 + \frac{n\pi}{d}.$$

Abhängig von der Ausrichtung des Wellenvektors k treten verschiedene Dispersionen auf, die im folgenden eingehender beschrieben werden. Jede dieser Moden geht für einen verschwindenden Wellenvektor in eine uniforme Präzession der Spins über.

2.2.4 Damon-Eshbach-Spinwellen

Im Falle großer Wellenlängen $k_{\parallel}d < 1$ werden jegliche Austauschsterme vernachlässigt. Für die niedrigste Ordnung $n = 0$ ergeben sich aus Gleichung 2.2.6 dipoldominierte Oberflächen- bzw. Volumenmoden. Das Dispersionsverhalten verändert sich mit variierendem Winkel θ . In der Arbeit liegt das Augenmerk auf den an einer der beiden Oberflächen lokalisierten Moden. Diese sogenannten Damon-Eshbach-Moden (DE) mit einer Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Magnetisierung, also $\theta = 90^\circ$, wurden anfang der sechziger Jahre von *Damon und Eshbach* bestimmt [5]. Die Grundlage bestand in dem Entwickeln von Skalarpotentialen der dynamischen Anteile unter zu Hilfenahme der magnetostatischen Approximationen. Die berechnete Dispersion stimmt mit dem nach 2.2.6 ermittelten Resultat überein [12]:

$$\left(\frac{\omega_{\text{DE}}}{\gamma\mu_0}\right)^2 = H_x (H_x + M_S) + \frac{M_S^2}{4} (1 - e^{-2k_{\text{DE}}d}). \quad (2.2.7)$$

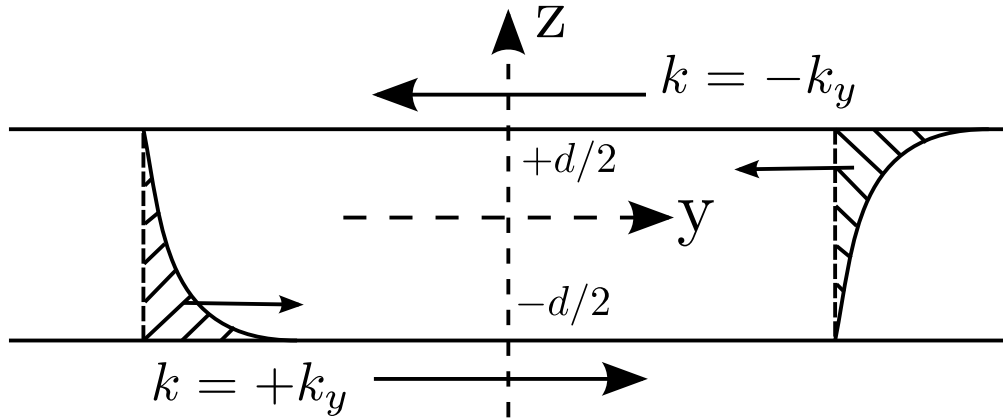


Abbildung 2.3: Schematisches Modenprofil der Oberflächenmoden in einem dünnen Film der Dicke d zur Veranschaulichung des nicht reziproken Charakters [15].

mit der Projektion $H_x = H_{\text{ext}} \cos \varphi$ des um einen Winkel φ aus der Ebene gedrehten externen Feldes H_{ext} .

Charakteristisch für die lokalisierte Oberflächenmode ist das an der Oberfläche bestehende Amplitudenmaximum, welches exponentiell in das Filminnere abfällt, schematisch dargestellt in Abbildung 2.3. Die Moden treten jeweils nur in bestimmten Winkelbereichen auf. Außerdem sind diese nicht reziprok, es gibt somit eine definierte Ausbreitungsrichtung auf der Probe [15].

Aufbauend auf dieser Betrachtung kann die Dispersion eines für die Untersuchungen wichtigen Winkels von $\theta = 45^\circ$ zwischen Magnetisierung und Wellenvektor berechnet werden:

$$\left(\frac{\omega_{45}}{\gamma \mu_0} \right)^2 = H_x^2 + \frac{H_x M_S}{2} \left[1 + \frac{1}{kd} (1 - e^{-kd}) \right] + \frac{M_S^2}{2kd} (1 - e^{-kd}) \left[1 - \frac{1}{kd} (1 - e^{-kd}) \right] \quad (2.2.8)$$

Die Volumenmoden, wie die Backward-Volume-Mode, deren Wellenvektor parallel zur Magnetisierung steht, d.h. $\theta = 0^\circ$ und der Name aus der negativen Gruppengeschwindigkeit herrührt, wird nicht vertieft, da sie für die Untersuchungen nicht von Bedeutung sind.

2.2.5 Senkrechte stehende Spinwellen

Eine weitere auftretende Mode sind senkrecht stehende Spinwellen (kurz PSSW: Perpendicular Standing Spin Wave), die zwar in den untersuchten Materialien auftreten, jedoch nicht im Vordergrund der Untersuchungen stehen. Vor allem in dünnen Filmen dominieren Austauschwechselwirkungen. Die Spinwellen reflektieren senkrecht an der Oberfläche

des Films und bilden stehende Wellen mit einer Quantisierungsbedingung $k_{\text{PSSW}} = \frac{n\pi}{d}$ für den Wellenvektor aus. Für höhere Ordnungen $n > 0$ ergibt sich unter Ausnutzung von 2.2.6 mit der Annahme $k_{\parallel} \ll \frac{n\pi}{d}$, sodass der parallele Anteil vernachlässigbar ist, zu [13]:

$$\left(\frac{\omega_{\text{PSSW}}}{\gamma\mu_0}\right)^2 = \left(H_x + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k_{\text{PSSW}}^2\right) \left(H_x + M_S + \frac{2A}{\mu_0 M_S} k_{\text{PSSW}}^2\right) \quad (2.2.9)$$

mit der Austauschkonstanten A .

2.3 Kurzzeitdynamik

Heutzutage interessiert im weitgefächerten Feld des Magnetismus insbesondere die Dynamik von Spinsystemen auf kurzen Zeitskalen. Das Verständnis von mit femtosekunden Laserpulsen angeregten Systemen, eine Methode die auch in dieser Arbeit verwendet wird, soll verbessert werden (vgl. Abschnitt 3). Mitte der neunziger Jahre erweckte die Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Materialien auf einer kurzen Zeitskala mit den Experimenten von *Beaurepaire et. al* neues Interesse [2]. Bei der Untersuchung ferromagnetischer Nickelfilme mit 60 fs Laserpulsen, wurde innerhalb weniger ps eine ultraschnelle Demagnetisierung gefunden, wie auch in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Der Effekt kam sehr überraschend, da bisher der Vorgang auf einer längeren Zeitskala durch die Spin-Gitter-Wechselwirkung vermutet wurde. Das Drei-Temperaturmodell erklärt die Demagnetisierung phänomenologisch. Dem Elektronen-, Gitter- und Spinsystem werden Temperaturen zugeordnet und die Systeme können durch Energietransfer miteinander wechselwirken. Bei Anregung wird das System aus dem Gleichgewicht gebracht. Dies ist mit einer hochenergetischen Anregung des Elektronensystems und damit einem Anstieg der Elektronentemperatur verbunden. Wechselwirkungen zwischen den anderen Systemen folgen und die Temperaturdifferenzen der drei Systeme ermöglichen den Energietransfer, bis sich das System wieder im Gleichgewicht befindet. Die dominierenden Prozesse der Entmagnetisierung werden durch das Elektron- und Spinsystem beschrieben, erst auf längeren Zeitskalen resultiert eine Kopplung mit dem Gitter. Bis zu diesem Punkt wurde nur die kurze Zeitskala τ_1 erwähnt. Für die weitere Betrachtung ist jedoch vor allem die lange Zeitskala τ_2 wichtig, da sich mit dieser die Population der Spinwellen entwickelt. Nach der ultraschnellen Demagnetisierung ergibt sich deswegen eine gedämpfte Oszillation (vgl. Abbildung 2.4). So ändert sich durch die Anregung die Magnetisierung und entsprechend das effektive Feld, welches jedoch nach den ersten ps wieder in die Ausgangslage zurückkehrt. Die Magnetisierung hingegen präzediert um die effektive Achse, was sich durch eine gedämpfte Oszillation abzeichnet [20, 24]. Abhängig vom jeweiligen Relaxationsvorgang treten unterschiedliche Moden auf. Die kollektive Anregung des Sys-

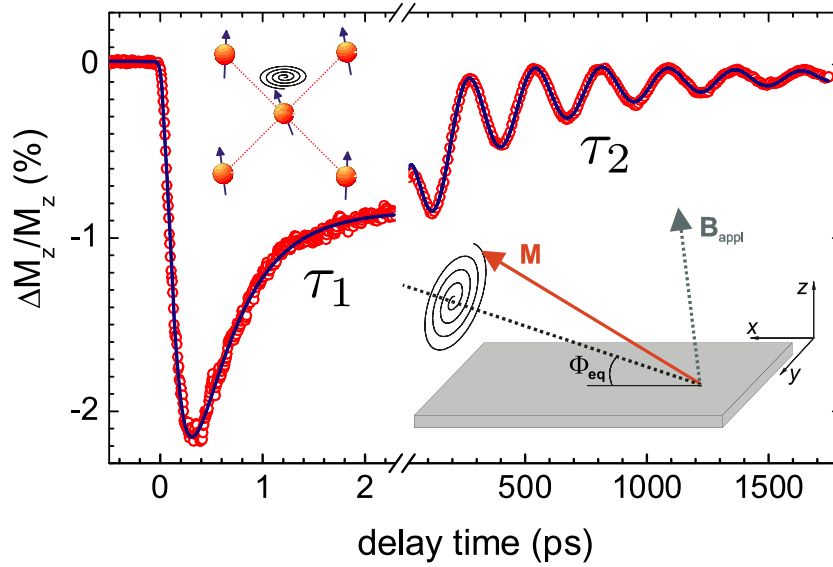


Abbildung 2.4: Exemplarische Darstellung der induzierten Magnetisierungsdynamik eines Nickelfilms nach der Anregung mit einem Laserpuls. Erkennbar sind zwei charakteristische Zeitskalen: τ_1 für die Demagnetisierung und τ_2 für die gedämpfte Oszillation. Die eingefügten Graphiken zeigen die Präzession eines einzelnen Spins im Austauschfeld (links) und der Magnetisierung im effektiven Feld (rechts), entnommen aus [24].

tems kann durch Spinwellen beschrieben werden. Die Dynamik wird nach der Anregung in den ersten Pikosekunden von hochenergetischen Spinwellen mit kleinen Wellenlängen dominiert, schließlich folgt während des Relaxationsprozesses ein Energieübertrag in niederenergetische Spinwellen mit größerer Wellenlänge [7].

3 Experimentelle Methoden

Im folgenden Abschnitt wird der verwendete experimentelle Aufbau und die damit verbundene Auswertung kurz umrissen, da dieser schon anderweitig vertiefend behandelt wurde (vgl. [6, 13, 23, 28]). Viele Methoden ermöglichen die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik nanostrukturierter Filme und bieten den Zugang zu neuartigen Erkenntnissen. Die Ferromagnetische Resonanz (FMR) und die Brillouin-Lichtstreuungsspektroskopie (BLS) sind mögliche Untersuchungsverfahren. Jede dieser Methoden weist Vorteile auf, aber der in dieser Arbeit verwendete zeitaufgelöste magnetooptische Kerr-Effekt (TRMOKE) bietet eine nicht k-selektive und kontaktfreie Untersuchungsmethode. Für die Anregung der Probe sind insbesondere Femtosekundenlaserpulse interessant. Die Magnetisierung der Probe wird nach der Anregung optisch detektiert. Der magnetooptische Kerr-Effekt ist für diese Untersuchungen eine bedeutende Grundlage. Die Polarisation von Licht ändert sich nach der Reflektion von einer magnetisierten Probe. Die Polarisations Ebene verdreht um einen Winkel Θ , der proportional zur Magnetisierung ist, sodass Informationen über den Zustand der Probe gewonnen werden.

3.1 Lasersystem und Aufbau

Die Anregung der Probe erfolgt durch Laserpulse mit einer Pulslänge von 50 fs. Diese werden in einem kommerziellen System, das Pulse aus einem Ti:SA-Oszillator regenerativ verstärkt, erzeugt. Am Ausgang des Systems haben die Pulse eine mittlere Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm, eine Bandbreite von 50 nm und eine Leistung von ≤ 1 W bei einer Repetitionsrate von 250 kHz. Eine Regulierung der Laserpulsintensität ermöglichen ein Polarisator und ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen im Strahlengang. Im Experiment wurde die Intensität auf 300 mW eingestellt. Das zu untersuchende Probensystem befindet sich drehbar in einem externen Magnetfeld. Dieses kann um einen Winkel φ aus der Probenebene herausgedreht werden. In diesen Untersuchungen wurde $\varphi = 20^\circ$ betrachtet. Der ankommende Laserpuls wird in zwei Strahlanteile, der Pump- und der Probestrahl, unterschiedlicher Intensitäten aufgeteilt, wobei von einem optimalen Überlapp beider Strahlen auf der Probe ausgegangen wird. Der Pumpstrahl (95 % der Ausgangsleistung) dient zur Anregung der zu untersuchenden Probe. Dieser trifft nach dem Durchlaufen einer Verzögerungsstrecke mit einer maximalen Zeitverzögerung von $\Delta\tau = 1$ ns zwischen den beiden Teilstrahlen und einem Chopper mit einer mechanischen Modulationsfrequenz von $\nu = 800$ Hz auf die Probe (~ 50 μ m Strahldurchmesser). Der Probestrahl dient zur Untersuchung des magnetischen Zustands der Probe. Das nach dem Durchlaufen eines Polarisators und einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen zirkular polarisierte Licht wird mittels eines photoelastischen Modulators (PEM) mit einer Frequenz von 50 kHz moduliert und trifft auf

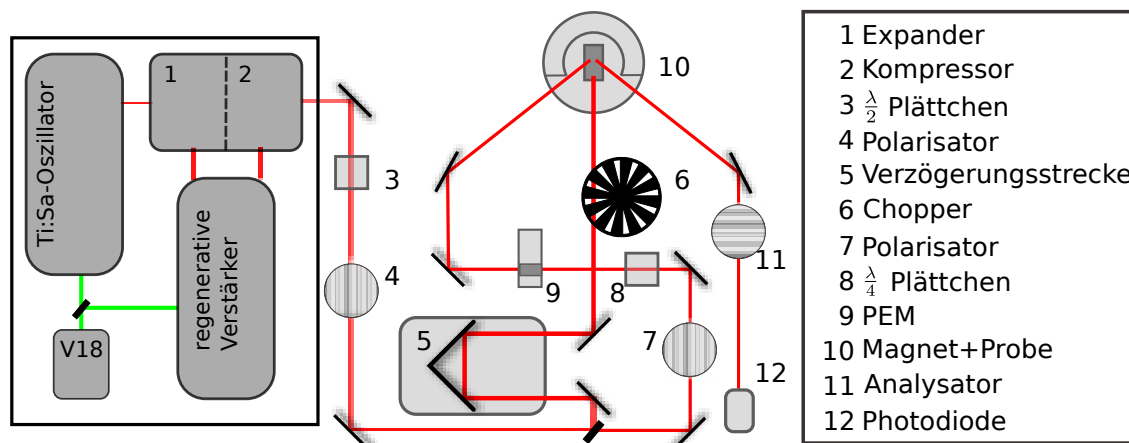


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus unter Ausnutzung des TRMOKE. Die Laserpulse werden in den Pumpstrahl und den Probestrahl mit einem Intensitätsverhältnis von 95:5 aufgeteilt. Der Pumpstrahl regt die Probe an, der Probepuls detektiert das Kerrsignal. Eine Doppelmodulationstechnik gibt als aufgenommenes Signal die pumpinduzierte Änderung der Kerrdrehung wieder, die proportional zur induzierten Änderung der Magnetisierung ist.

die Probe ($\sim 15 \mu\text{m}$ Strahldurchmesser). Das von der Probe reflektierte Licht passiert einen Analysator, der senkrecht zum Polarisator ausgerichtet ist, und wird von einer Photodiode detektiert.

Mit dem Messaufbau wird die durch den Pumpstrahl induzierte Änderung der Magnetisierung aufgenommen. Für die Doppelmodulationstechnik stellt der photoelastische Modulator das Referenzsignal für den ersten Lockin-Verstärker bereit. Über die Modulation des Pumpstrahls mit dem Chopper ergibt sich als Ausgangssignal des zweiten Lockin-Verstärkers die pumpinduzierte Änderung der Kerrdrehung, die proportional zur Änderung der Magnetisierung ist.

3.2 Die Probensysteme

Die untersuchten Proben bestehen aus einer 50 nm dicken $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ Schicht (CoFeB). Der CoFeB Film ist auf ein Si(100) Substrat durch Magnetosputtern aufgetragen. Zur Verhinderung möglicher Oxidation des Materials, ist die Probe mit einer 3 nm dicken Schicht aus Ruthenium überzogen. Dieser kontinuierliche Film ist der Ausgang für erste Untersuchungen zur Bestimmung von Materialkonstanten, wie die Sättigungsmagnetisierung M_S und die Austauschkonstante A (vgl. Abschnitt 4.2).

Das verwendete Material fand in einer vorangegangenen Arbeit [36] Anwendung, in der quadratische Gitterstrukturen untersucht wurden. Auf den daraus gewonnenen Erkenntnissen kann aufgebaut werden. CoFeB zeichnet sich durch amorphe und weichmagnetische Eigenschaften aus und wird beispielsweise in magnetischen Tunnelkontakten

Struktur	f (%)	a (μm)	b (μm)	d (μm)
A ₁	12,1	3,5	2,5	1,1
A ₂	13,1	3,5	2,0	1,1
B ₁	6,7	4,5	3,5	1,1
B ₂	7,8	4,5	3,0	1,1
B ₃	7,3	3,5	2,5	0,9
B ₄	5,7	3,5	2,5	0,8

Tabelle 1: Zusammenfassung der untersuchten Strukturen mit verschiedenen Strukturparametern auf zwei unterschiedlichen Proben A und B. Gegeben ist der Füllfaktor f , die Gitterkonstanten a und b und der Lochdurchmesser d .

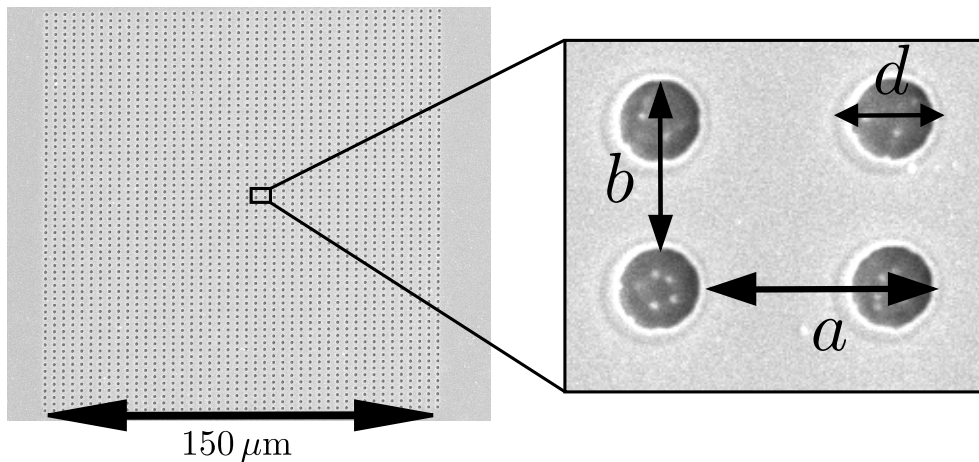


Abbildung 3.2: Rechts: Die Aufnahme eines REM-Bildes der Struktur A₁. Links: Die Vergrößerung der Struktur zur Charakterisierung der Strukturparameter mit dem Lochdurchmesser d und den Gitterkonstanten a und b .

verwendet und für technologische Anwendungsgebiete in Betracht gezogen [3, 39]. Die amorphe Struktur ermöglicht die Vernachlässigung von Anisotropien.

Während der weiteren Betrachtung werden strukturierte CoFeB Filme herangezogen, deren Parameter in Tabelle 1 zusammengefasst sind. Es liegen sechs unterschiedliche Strukturen auf zwei CoFeB Probensystemen A und B vor. Die Struktur ist ein auf einer Fläche von $150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ rechteckig angeordnetes Gitter aus Löchern, d.h. Bereiche ohne ferromagnetisches Material. Die Strukturen unterscheiden sich im Füllfaktor f , der das Verhältnis aus Lochfläche und Fläche der Einheitszelle angibt. Weitere wichtige Strukturparameter sind der Durchmesser d der Löcher und die Gitterkonstanten entlang der langen Achse a und entlang der kurzen Achse b . Diese charakteristischen Größen sind in der rechten REM-Aufnahme in Abbildung 3.2 dargestellt. Struktur A bildet die Grundlage erster Messreihen. Die in diesen Messungen gewonnen Erkenntnisse flossen bei der Herstellung der zweiten Probe B mit insgesamt vier Strukturen ein, worauf im

Laufe der Arbeit noch eingegangen wird (vgl. Abschnitt 4.3). Die Strukturen wurden mit Hilfe einer fokussierten Gallium-Ion-Strahl Technik (FIB: Focused Ion Beam) hergestellt. Abbildung 3.2 gibt eine REM-Aufnahme der Struktur A wieder. Die Form der Löcher weicht nur minimal vom Kreis ab und es treten kaum Artefakte auf.

3.3 Auswertungsverfahren

Ein wichtiger Aspekt zum Verständnis der gewonnenen Ergebnisse ist das Auswertungsverfahren. Zum Zeitpunkt $\Delta\tau < 0$ befindet sich die Magnetisierung der Probe im Gleichgewicht. Durch den auftreffenden Pumpimpuls demagnetisiert die Probe und es folgt eine gedämpfte Oszillation ins Gleichgewicht, wie schon in Abschnitt 2.3 beschrieben. Ein mögliches Signal gibt Abbildung 2.4 wieder. Das TRMOKE-Spektrum wird für 16 Felder von 0 mT bis 150 mT in jeweils 10 mT Schritten aufgenommen. Dieses Verfahren wird für die Felder $\pm\mu_0 H_{\text{ext}}$ durchgeführt. In Abbildung 3.3 (a) sind die Daten des kontinuierlichen CoFeB Films auf der Probe B dargestellt. Die Graphik zeigt die Differenz der einzelnen Signale für die jeweiligen positiven und negativen Feldrichtungen. Allgemein setzt sich das aufgenommene Signal $\Delta\Theta_{H\pm}$ aus magnetischen und optischen Komponenten zusammen, sodass eine symmetrische Verteilung des Signals für positive und negative Feldrichtungen wünschenswert ist. Durch das Bilden der Differenz $\Delta\Theta_{H+} - \Delta\Theta_{H-}$ können optische Anteile herausgefiltert werden. Umgekehrt fällt durch das Bilden der Summe $\Delta\Theta_{H+} + \Delta\Theta_{H-}$ der magnetische Anteil weg. Im Signal treten kohärente und inkohärente Komponenten auf, gesucht ist letztendlich das kohärente magnetische Signal. Folglich wird ein weiterer störender Hintergrund abgezogen. Dieser ist durch eine Doppelsexponentialfunktion gegeben, die sich auf zwei Zeitskalen, schon in Abschnitt 2.3 erwähnt, bewegt ($\tau_1 \sim 30$ ps, $\tau_2 \sim 500$ ps). Die Abbildung 3.3 (b) zeigt die Differenz der Signale nach der Subtraktion des Hintergrundes. Mit sinkendem Feld $\mu_0 H_{\text{ext}}$ werden auch die Oszillationen kleiner. Da Aussagen über die Dispersionen getroffen werden sollen, ist eine Transformation in den Frequenzraum von Interesse. Bei einer maximalen Zeitverzögerung von $\Delta\tau = 1$ ns liegt eine maximale Frequenzauflösung von 1 GHz vor. Aus diesem Grund wird das sogenannte Zeropadding für eine bessere Auflösung im Frequenzraum durchgeführt (vgl. [28]). Hierbei werden an die Daten im Bereich $\Delta\tau = 1$ ns bis $\Delta\tau = 5$ ns Nullen gehängt. Die Anzahl der Datenpunkte wird erhöht ohne neue Informationen hinzuzufügen. Nach Interpolation und Autokorrelation der Daten folgt die Fouriertransformation, die in Abbildung 3.3 (c) für 16 Felder dargestellt ist. Anhand dieser können zwei Amplitudenmaxima ausgemacht werden, die sich mit kleiner werdenden Feldern nach links verschieben und deren Amplituden sich reduzieren. Da die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Dispersionen eine Feldabhängigkeit aufweisen, wird zur besseren Veranschaulichung eine Auftragung der Frequenz gegen das externe Feld in

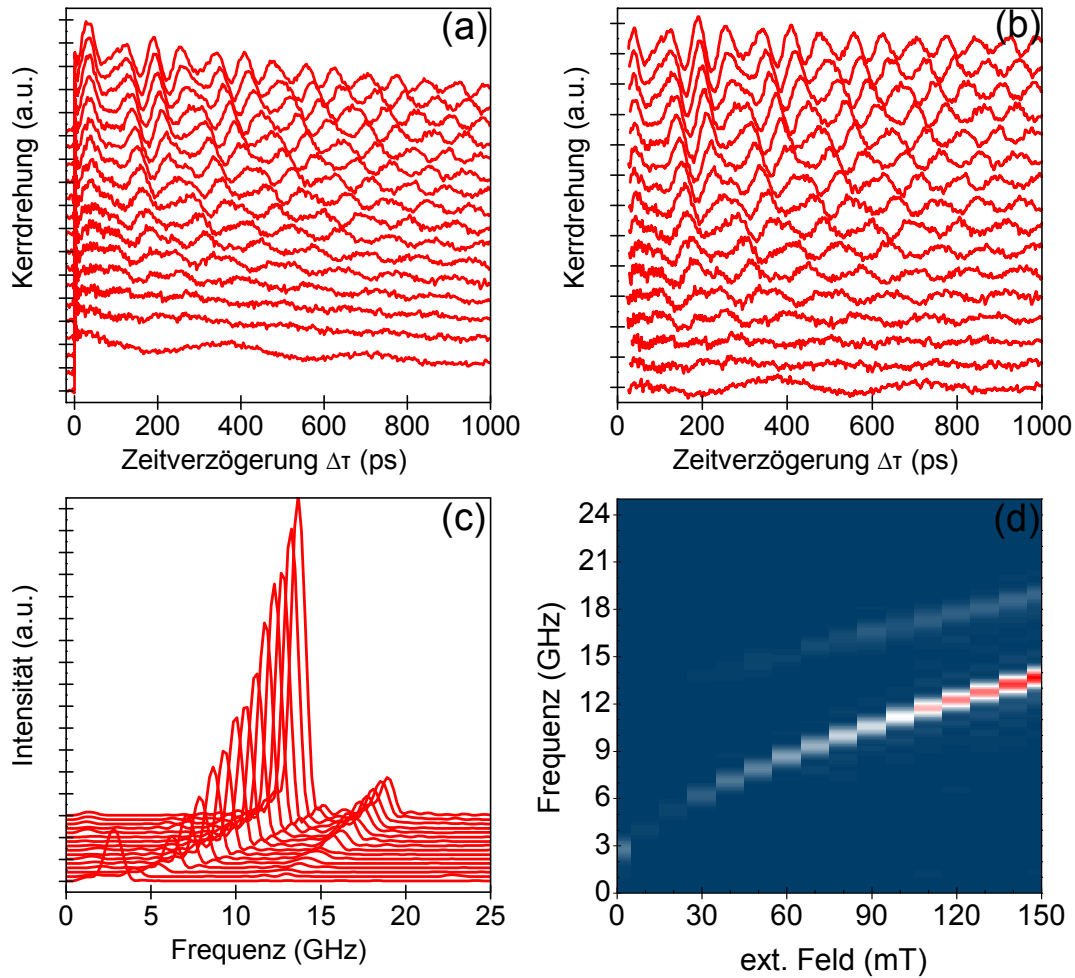


Abbildung 3.3: Ablauf der Auswertung. (a) Die Differenz der Rohdaten. (b) Das Signal nach Subtraktion der Doppelsexponentialfunktion. (c) Das Signal im Frequenzraum. (d) Farbplot der Daten.

einem Farbcode verwendet (vgl. Abbildung 3.3 (d)). Die Einfärbung geht von blau als Minimum über weiß bis rot als Maximum der Amplitude. Zwei deutliche Moden können identifiziert werden, die im folgenden Abschnitt eingehender behandelt werden.

4 Auswertung

In diesem Abschnitt werden die aufgenommenen Messdaten dargestellt und beschrieben. Auftretende Parallelen werden zusammengefasst und teilweise diskutiert. Dabei soll mit der Charakterisierung der kontinuierlichen und strukturierten Filme durch Hysteresekurven begonnen werden. Danach folgen erste TRMOKE-Spektren am kontinuierlichen Film zur Bestimmung erster Moden und wichtiger Materialparameter. Im Anschluss folgen die Untersuchungen an den Proben A und B.

4.1 Untersuchung der Hysterese - Remanenz und Koerzitivfeld

Erste Informationen über die induzierte Magnetisierungsänderung in einem ferromagnetischen Film können aus den zugehörigen Hysteresekurven gewonnen werden. Vor allem die charakteristischen Kenngrößen wie die Sättigung M_S , die Remanenz M_R und die Koerzitivität H_K sind von besonderem Interesse und fördern das Verständnis mancher Vorgänge auf dem Film. Im Experiment wurden die Magnetisierungskurven für die kontinuierlichen und die strukturierten Filme aufgenommen, um mögliche Unterschiede auf diesen zu finden. Zunächst wird der kontinuierliche Film eingehender betrachtet. Links

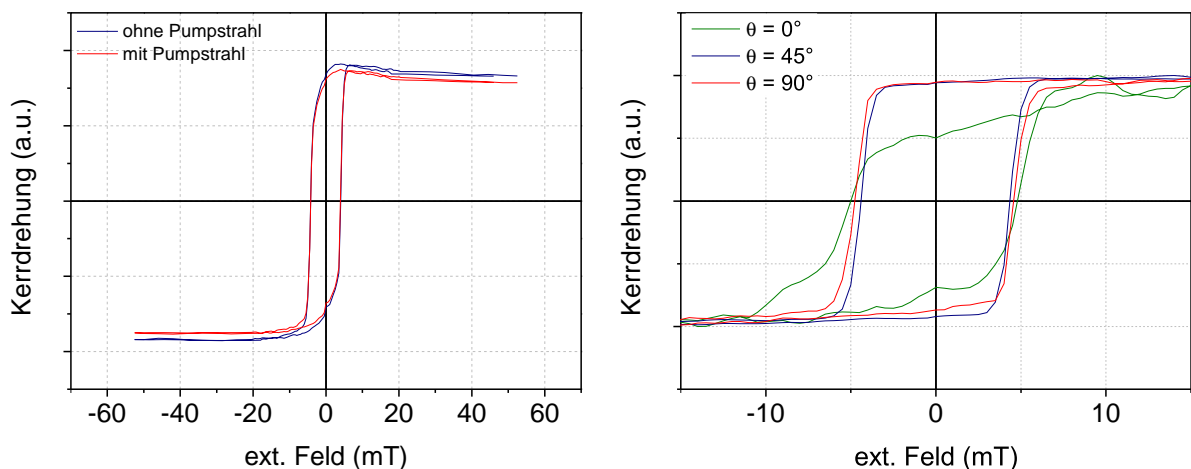


Abbildung 4.1: Links: Hysteresekurven des kontinuierlichen Films mit und ohne Pumpstrahl. Es ist eine Demagnetisierung durch die Anregung erkennbar. Rechts: Exemplarisch normierte Hysteresekurven einer Struktur (hier A_2) für verschiedene Winkel θ .

in Abbildung 4.1 ist die Magnetisierungskurve des kontinuierlichen Films mit und ohne Pumpstrahl dargestellt. Der Kurvenverlauf erscheint quadratisch, sodass Remanenz und Sättigung auf gleicher Höhe liegen. Dies spiegelt in Teilen den isotropen Charakter des Materials CoFeB wieder. Die Form der Kurve bleibt bei variierendem Winkel θ erhalten, was gegen eine Anisotropie spricht. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, folgt aus der Anregung der Probe mit Femtosekundenlaserpulsen eine Demagnetisierung. Auch dieses

Phänomen kann an den Hysteresen ausgemacht werden. So liegt hier eine Demagnetisierung von 6 % vor. Da der kontinuierliche Film durchgehend aus ferromagnetischem Material besteht und somit über das größte Volumen verfügt, ist das Kerrsignal für diesen im Vergleich zu den strukturierten Filmen am höchsten.

Im Gegensatz hierzu sind rechts in Abbildung 4.1 exemplarisch die normierten Hysteresen einer Struktur unter verschiedenen Winkeln $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ des externen Feldes H_{ext} bezüglich der langen Achse des Gitters dargestellt. In Abhängigkeit des Winkels θ sind unterschiedliche Hystereseverläufe erkennbar. Allgemein wird durch die Lochstruktur die Anisotropie, die Remanenz und die Koerzitivität der Probe beeinflusst [35]. Anisotropien werden induziert, durch welche die magnetischen Eigenschaften des Films verändert werden [32]. Die Form der Löcher, aber auch die Anordnung dieser können Gründe für diese Induktion sein [10, 35].

Am Verlauf der Kurven in Abbildung 4.1 fallen zwei Unterschiede auf.

Erstens verändert sich die Remanenz mit variierendem Winkel θ . Mit kleiner werdenden Winkeln nimmt die Hysteresekurve einen abgeflachten und runden Verlauf an. Für $\theta = 0^\circ$, wenn das externe Feld H_{ext} entlang der langen Achse liegt, kann somit von einer reduzierten Remanenz gesprochen werden. Zur besseren Veranschaulichung der variierenden Remanenz bei verschiedenen Winkel $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ ist in Tabelle 2 das Verhältnis $\frac{M_R}{M_S}$ zwischen der Remanenz und der Sättigung für die sechs untersuchten Strukturen zusammengefasst. Je kleiner dieser Wert wird, desto größer ist der Effekt der reduzierten Remanenz. An dieser Stelle müssen zwei Fälle unterschieden werden, denn von den Strukturen A_1 und A_2 auf der ersten Probe ausgehend, wurden auf der zweiten Probe zwei unterschiedliche Variationen vorgenommen. Bei den Strukturen B_1 und B_2 wurde der Radius der ersten Probe beibehalten und nur die Gitterkonstanten vergrößert. Bei den Strukturen B_3 und B_4 hingegen blieben die Gitterabstände bei sinkendem Lochdurchmesser konstant. In beiden Fällen reduzierte sich der Füllfaktor. Aus Tabelle 2 wird ersichtlich, dass der Effekt auf allen Strukturen für $\theta = 0^\circ$ dominiert und die Magnetisierungskurven einen graduellen Verlauf annehmen. Außerdem fällt die reduzierte Remanenz vor allem auf der ersten Probe mit erhöhten Füllfaktoren auf. Wenn der Gitterabstand bzw. der Lochdurchmesser abnehmen, wird auch der Effekt reduziert. Nebenbei ist die Differenz zwischen den Verhältnissen für 0° und 90° mit abnehmendem Füllfaktor am geringsten. Nur bei einem angelegten Feld von 45° liegt das Verhältnis nahe eins und somit tritt eine quadratische Magnetisierungskurve auf. Diese Beobachtungen spiegeln sich auch exemplarisch in Abbildung 4.1 wieder.

Struktur	$\frac{M_{R,0^\circ}}{M_{S,0^\circ}}$	$\frac{M_{R,90^\circ}}{M_{S,90^\circ}}$	$\frac{M_{R,45^\circ}}{M_{S,45^\circ}}$
A ₁	0,79(6)	0,92(6)	0,95(4)
A ₂	0,61(7)	0,96(5)	0,96(4)
B ₁	0,78(5)	0,88(11)	-
B ₂	0,84(27)	0,87(7)	-
B ₃	0,81(11)	0,87(27)	0,97(19)
B ₄	0,80(18)	0,89(11)	0,96(33)

Tabelle 2: Reduzierte Remanenz $\frac{M_R}{M_S}$ der untersuchten Strukturen für drei verschiedene Winkel θ . Ein Wert $\frac{M_R}{M_S} \approx 1$ steht für einen sehr eckigen Verlauf, ein Wert $\frac{M_R}{M_S} < 1$ deutet auf einen runden Verlauf hin.

Demagnetisierungsfelder, die an den Grenzflächen der Löcher durch Dipole entstehen, könnten der Grund für diese unterschiedlichen Verläufe sein. Werden die Gitterabstände größer bzw. die Lochdurchmesser kleiner, dann nehmen die Dipolinteraktionen ab. Solch eine reduzierte Wechselwirkung bevorzugt wieder eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung, weswegen die Remanenz steigt und die Hysteresekurve einen quadratischen Verlauf annimmt. Dies ließ sich bei Untersuchungen verschiedener Lochstrukturen mit variierenden Formen und Anordnungen beobachten. In [41] und [35] wurden quadratische Strukturen aus dem Material Permalloy, für das keine Anisotropie angenommen wird, untersucht. Eine harte Achse in diesen Strukturen, ein runder und flacher Hysteresenverlauf, liegt entlang der Richtung der nächsten Nachbarn und die leichte Achse entlang der Diagonalen. Für die aufgenommenen Messdaten bei $\theta = 45^\circ$ bestätigt sich die Beobachtung der leichten Achse, auch wenn diese Richtung im Rechteck leicht von der Diagonalen abweicht. Für die Felder entlang der langen und kurzen Achse müssen Unterschiede angenommen werden. Bei der Betrachtung quadratischer Strukturen, d.h. quadratisch angeordnete Löcher, zeigen sich auf der Probe unterschiedliche Bereiche der Demagnetisierungsfelder (vgl. [34]). Zwischen den Löchern entlang der Achse parallel zum angelegten Feld ordnen sich die Momente zur Reduzierung der Streufelder um die Löcher an, was zu einer Maximierung des Demagnetisierungseffektes führt. Wiederum ist die Anordnung der Momente zwischen den Löchern entlang der Achse senkrecht zum angelegten Feld parallel zum Lochrand und somit zum externen Feld, weswegen dieser Bereich wenig Einfluss ausübt. Die Demagnetisierungsfelder für rechteckige Gitterstrukturen wurden in [40] simuliert. Für die beiden Feldrichtungen parallel und senkrecht zur langen Achse treten wieder zwei verschiedene Gebiete mit unterschiedlicher Ausprägung auf. Dies führt zu den verschiedenen Hysteresen in rechteckigen Strukturen für die Winkel 0° und 90° . Somit ist eine Magnetisierung entlang der langen Achse durch eine harte Achse ausgezeichnet, da der Demagnetisierungseffekt entlang der langen Ach-

Struktur	$H_{K,0^\circ}$ [mT]	$H_{K,90^\circ}$ [mT]	$H_{K,45^\circ}$ [mT]
A ₁	3,52(11)	4,49(06)	4,74(22)
A ₂	4,89(41)	4,65(11)	4,34(01)
B ₁	2,85(12)	2,95(11)	-
B ₂	2,81(50)	2,83(10)	-
B ₃	3,00(02)	2,70(16)	2,61(05)
B ₄	2,97(21)	2,45(02)	3,70(29)

Tabelle 3: Koerzitivfelder H_K der sechs untersuchten Strukturen für drei verschiedene Winkel θ .

se dominiert. Der zweite Aspekt betrifft das Koerzitivfeld H_K . Wie aus Abbildung 4.1 ersichtlich, ist das Koerzitivfeld für verschiedene Winkel θ nicht konstant. Auch für die weiteren Strukturen variiert die Koerzitivität mit dem Winkel θ (vgl. Tabelle 3). Mit einer steigenden Lochdichte, also sinkender Gitterkonstante bzw. wachsendem Lochdurchmesser, steigt das Koerzitivfeld. Diese Beobachtung bestätigt sich auch nach den Annahmen von *Hilzinger und Kronmüller*, die eine Abhängigkeit zwischen dem Koerzitivfeld und dem Füllfaktor, in ihrem Fall die Dichte von Gitterdefekten, beschreiben [14]. Demnach beeinflussen die Defekte die Mobilität der Domänenwände. Die Löcher pinnen die Domänenwände und unterbinden somit jegliche Bewegung. Entsprechend wird der Pinning-Effekt mit steigendem Füllfaktor größer. Ein stärkeres externes Feld muss aufgebracht werden, um den Effekt zu überwinden, damit eine Ausbreitung der Domänenwände möglich wird. Aus diesem Grund ist das Koerzitivfeld für den kontinuierlichen Film am kleinsten und unterhalb der einzelnen Strukturen treten Unterschiede auf, die nützliche Erklärungen für spätere Effekte auf den Strukturen darstellen.

4.2 Der kontinuierliche Film

Die Untersuchungen auf dem kontinuierlichen Film bilden die Grundlage für die weiteren Betrachtungen. Mittels dieser können die Proben charakterisiert und die Materialkonstanten bestimmt werden, die für die strukturierten Filme von Bedeutung sind.

Abbildung 4.2 gibt exemplarisch die Spektren für zwei Messreihen wieder. Die linke Auftragung zeigt stets die Rohdaten, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, und die rechte Auftragung zeigt die jeweils mit dem Maximum normierten Daten, um dem Modenverlauf besser folgen zu können. Das Spektrum des kontinuierlichen Films der Probe A ist oben. Es sind Amplitudenmaxima und ein starkes Hintergrundrauschen erkennbar, das jedoch keinerlei Auswirkung auf die Charakterisierung der Probe hat. Dies folgt aus einer Messung für nur eine Feldrichtung, sodass die Daten ohne bilden der Differenz weiter analysiert wurden. Entsprechend treten auch optische Signalanteile auf. Das konstante

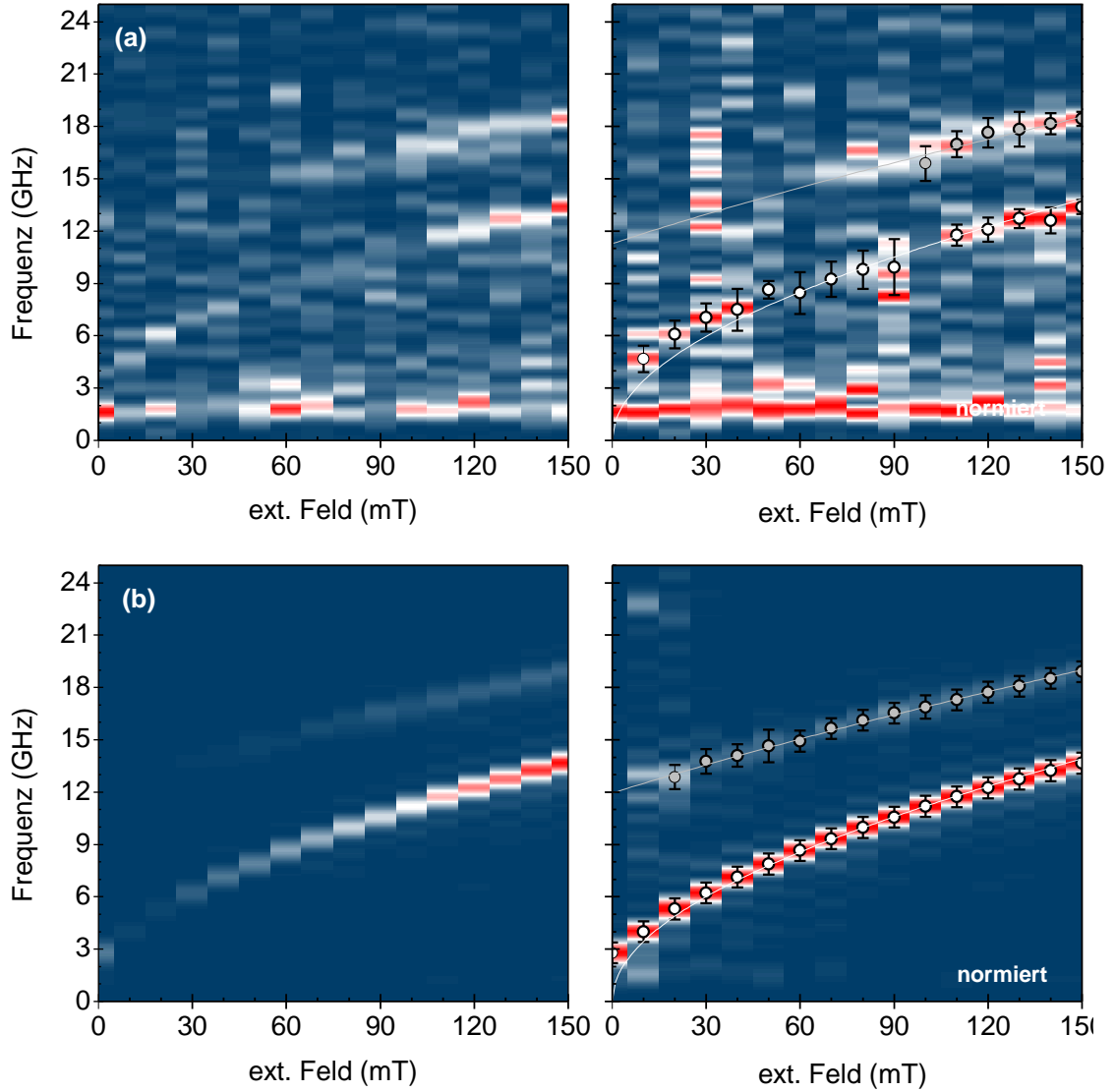


Abbildung 4.2: TRMOKE-Spektren der Proben A (a) und B (b) auf dem kontinuierlichen Film. Die linke Seite gibt das Spektrum der Rohdaten und das rechte Spektrum die normierten Daten wieder. Erkennbar sind zwei deutliche Moden: Kittel (weiß) und PSSW (grau).

Maximum bei niedrigen Frequenzen, das keinerlei Abhängigkeiten vom externen Feld aufweist, ist charakteristisch für diese Komponenten. Das untere Spektrum in Abbildung 4.2 enthält die Differenz des Signals beider Feldrichtungen auf dem kontinuierlichen Film der Probe B für $\theta = 0^\circ$. Das Spektrum der gleichen Probe für die Richtung $\theta = 90^\circ$ befindet sich im Anhang in Abbildung A.1.

Im Wesentlichen sind für beide Proben in Abbildung 4.2 zwei dominierende Moden bei kleineren und höheren Frequenzen erkennbar, die charakteristische Verläufe wiedergeben. Nach den Referenzen [36, 37], in denen kontinuierliche CoFeB Filme in Abhängigkeit von der Schichtdicke untersucht wurden, handelt es sich um die Kittel- und die PSSW-Mode.

Probe	$\mu_0 M_S$ [mT]	A [10^{-11} Jm $^{-1}$]
A	1552,36(5640)	1,49(3)
B $_{0^\circ}$	1542(64)	1,83(74)
B $_{90^\circ}$	1538(61)	1,49(1)
B $_{GMW}$	1540(44)	1,40(1)
[3]	1770	2,84(20)
[39]	1500	-

Tabelle 4: Zusammenfassung der aus den Dispersionen für die Kittel- und die PSSW-Mode bestimmten Materialparameter: Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$ und Austauschkonstante A . Weiterhin sind die gewichteten Mittel- und Literaturwerte der Konstanten aus [3, 39] für das Material CoFeB angegeben.

Die untere Mode ist die Kittel-Mode, eine uniforme Präzession, weswegen für höhere Frequenzen die PSSW-Mode vorherrscht. In beiden Fällen nimmt die Intensität des Maximums mit sinkendem externen Feld ab, da die anfängliche Auslenkung feldabhängig ist. Zur Verifizierung der Daten kann die Kittel-Mode durch die Dispersion 2.2.4 angepasst werden. Nur die Sättigungsmagnetisierung wird als Anpassungsparameter verwendet und kann auf diesem Weg ermittelt werden. Der Wert für das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ mit dem g-Faktor wird mit $g = 2,04$ angenommen [37]. In dem Spektrum werden die Amplitudenmaxima bestimmt und ein minimaler Fehler von 0,6 GHz, wegen der maximalen Frequenzauflösung von 1 GHz, gewählt. Die bestimmten Werte für die Sättigungsmagnetisierung sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Neben den drei bestimmten Sättigungsmagnetisierungen ist auch der gewichtete Mittelwert für die Werte der Probe B und Literaturwerte aus [3, 39] angegeben.

Auch die PSSW-Mode kann durch Anpassen der Dispersion 2.2.9 verifiziert werden. Die auftretende Mode ist von der Ordnung $n = 1$ und wieder werden keine Anisotropien angenommen, sodass die Austauschkonstante A der einzige Freiheitsgrad ist. Dieser kann durch das Anpassen, wie in [3], bestimmt werden. Die ermittelten, gemittelten und Literaturwerte sind in Tabelle 4 aufgeführt.

Zusammenfassend wurden durch die Untersuchungen auf dem kontinuierlichen Film wie in vorangegangenen Arbeiten zwei Moden, Kittel und PSSW, entdeckt. Die Vermutungen können durch Anpassen der Dispersionen bestätigt werden. Materialkonstanten ergeben sich somit als einzige Anpassungsparameter in den Dispersionen. Für die weitere Betrachtung ist nur die Sättigungsmagnetisierung wichtig, die je nach Probe und Winkel verwendet wird. Allerdings können über die beiden Parameter Aussagen zwischen den untersuchten Proben und vergleichbaren Systemen gemacht werden. Im weiteren Verlauf interessieren vorerst propagierende Moden auf den Strukturen der Probe A.

4.3 Untersuchungen auf der Probe A

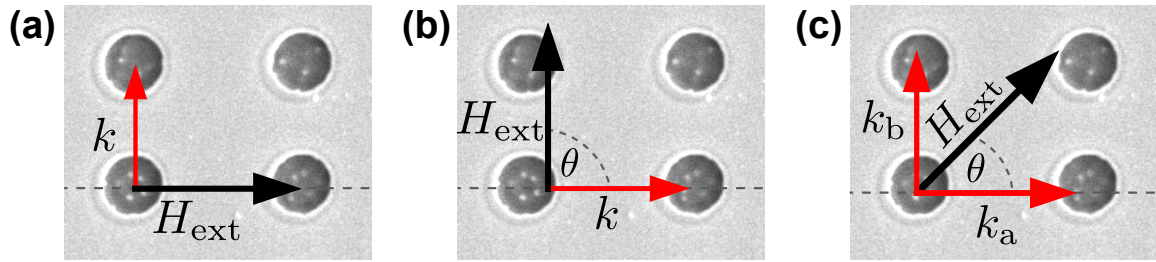


Abbildung 4.3: Anordnung des Wellenvektors k und dem externen Feld H_{ext} auf der Struktur für die drei Winkel θ . (a) $\theta = 0^\circ$. (b) $\theta = 90^\circ$. (c) $\theta = 45^\circ$.

Die folgenden Betrachtungen der strukturierten Filme bauen auf den Untersuchungen von [36] auf, die schon in Abschnitt 1 eingeführt wurden. Quadratische Lochgitter beinhalten nach Anregung des Systems im Vergleich zum kontinuierlichen Film eine weitere magnonische Mode bei angelegten externen Feldern entlang der Symmetrieachsen. Die Variation des Gitterparameters und das Anlegen des externen Feldes kann das Auftreten dieser Mode beeinflussen.

Die beiden anfänglich untersuchten Strukturen A_1 und A_2 verfügen über den selben Lochdurchmesser von $d = 1,1 \mu\text{m}$, wie Tabelle 1 entnommen werden kann. Allerdings unterscheiden sich die Strukturen in der Länge der kurzen Achse b der rechteckigen Anordnung um $0,5 \mu\text{m}$, was zu einem variierenden Füllfaktor von 12,1 % bzw. 13,1 % führt. Die Spektren beider Strukturen sind für die drei Winkel $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$ des externen Feldes, gemessen zur langen Achse a der rechteckigen Strukturen, aufgenommen (vgl. 4.4 und 4.5). Die Anordnung des jeweiligen externen Feldes und die Symmetrien der Struktur kann der Abbildung 4.3 entnommen werden. Das externe Feld für die Winkel 0° und 90° weist in Richtung einer hohen Symmetrieachse, während ein Winkel von 45° den stärksten Effekt zeigt.

Die Spektren der Lochgitter werden mit denen des kontinuierlichen Films verglichen. Für alle Spektren der Strukturen A_1 und A_2 bei den Winkeln $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ dominieren zwei Moden für hohe und niedrige Frequenzen das Spektrum. Unter Vergleich der Spektren des kontinuierlichen Films, kann den beiden dominierenden Moden die Dispersionen der Kittel- und PSSW-Mode zugeordnet werden, da zwischen den beiden Spektren keine Unterschiede ausgemacht werden können. Eine Anpassung der Gleichungen 2.2.4 und 2.2.9 bestätigt dies.

Nach [37] wird in quadratischen Strukturen eine dritte Mode zwischen Kittel und PSSW erwartet, die in den Spektren für $\theta = 0^\circ$ nicht auffindbar ist. Diese auch in den rechteckigen Strukturen vermutete Mode ist die Damon-Eshbach-Mode, die durch Gleichung 2.2.7

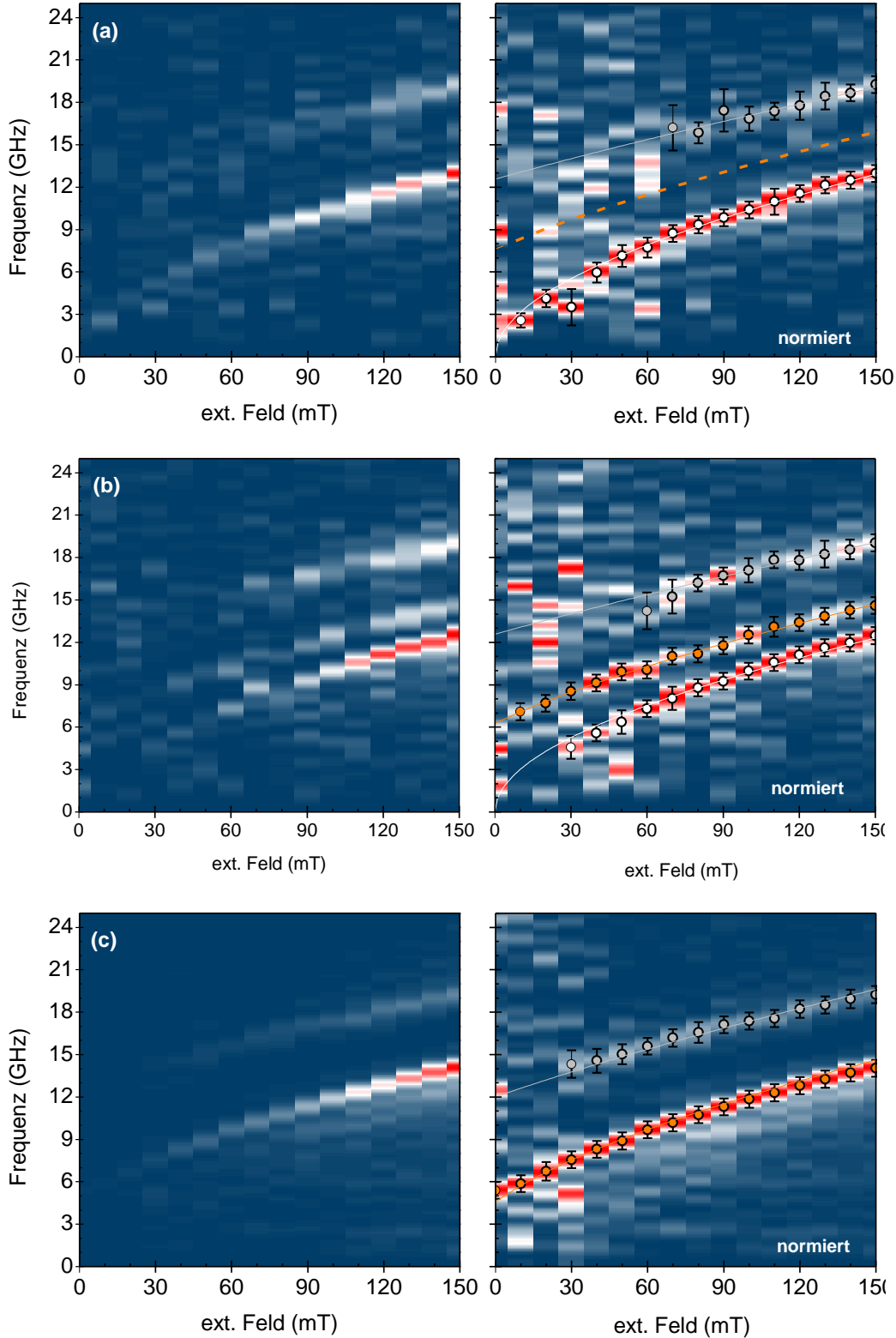


Abbildung 4.4: TRMOKE-Spektren der Struktur A_1 . Es sind die Kittel-Mode (weiß) und die PSSW-Mode (grau) eingezeichnet. (a) Messung für $\theta = 0^\circ$. Es ist keine DE-Mode erkennbar. Die erwartete Mode ist in orange gestrichelt eingezeichnet. (b) Messung für $\theta = 90^\circ$. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{DE} \approx \frac{\pi}{a}$ erkennbar. (c) Messung für $\theta = 45^\circ$. Die Kittel-Mode ist unterdrückt, nur eine Mode mit $k_{45} = \frac{\pi}{a}$ tritt auf.

gegeben ist. In Abbildung 4.4 und 4.5 für 0° sind die erwarteten DE-Moden eingezeichnet.

In den Spektren bei einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ befindet sich zwischen der Kittel- und der PSSW-Mode, wie erwartet, eine dritte Mode, die für sinkende Felder an Intensität verliert. Für beide Strukturen A_1 und A_2 nimmt die Mode einen vergleichbaren Abstand zur Kittelmode an. Wie zuvor angesprochen handelt es sich bei dieser Mode vermutlich um die DE-Mode. Die Amplitudenmaxima werden bestimmt und für diese ein minimaler Fehler von 0,6 GHz angenommen, um die Dispersion 2.2.7 anzupassen. Die benötigten Konstanten ergeben sich aus Tabelle 4, sodass nur zwei Freiheitsgrade vorliegen: Der Wellenvektor k_{DE} und eine bisher nicht eingeführte Anisotropiekonstante K_z , die durch die Struktur induziert wird (vgl. Abschnitt 4.1) und nur in Normalenrichtung zum Film wirkt. Durch die Anpassung kann der Wellenvektor k_{DE} bestimmt werden. Sie ergeben sich zu $k_{\text{DE}}(s_1^1) = 0,83(3) \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$ und $k_{\text{DE}}(s_2^1) = 0,83(6) \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$. Die entspricht einem Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone mit $k \approx \frac{\pi}{a}$. Mit der Beziehung $\lambda = \frac{2\pi}{k_{\text{DE}}}$ ergibt sich für die halbe Wellenlänge somit $\frac{\lambda}{2}(s_1^1) = 3,77(14) \mu\text{m}$ und $\frac{\lambda}{2}(s_2^1) = 3,77(28) \mu\text{m}$. Dies entspricht mit einer Abweichung von 5% einer Wellenlänge des doppelten Gitterabstandes entlang der langen Achse, sodass der Wellenvektor scheinbar durch die Gitterstruktur beeinflusst wird.

Das untere Spektrum in den Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigt die Messungen für einen Winkel $\theta = 45^\circ$. Dieses Spektrum unterscheidet sich deutlich von den vorangegangenen Messungen. Es dominieren nur noch zwei Moden. Die obere Mode kann wieder der PSSW-Mode zugeordnet werden. Die zweite, sehr intensive Mode für niedrige Frequenzen nimmt einen neuen Charakter an. Weder die Kittel-Mode noch die Damon-Eshbach-Mode stimmen mit der dominierenden Mode überein. Da das externe Feld mit einem Winkel $\theta = 45^\circ$ zur langen Achse der Struktur angelegt wird, wird nach [36] die Dispersion 2.2.8 an diese angepasst. In diesem Fall steht der Wellenvektor nicht senkrecht zur Magnetisierung wie bei der Damon-Eshbach-Mode, sondern in einem 45° Winkel zu dieser. Dies ergibt eine dipolare Mode mit einem Wellenvektor k_{45} . Die Übereinstimmung zwischen der Dispersion und den Messdaten kann auch den Abbildungen 4.4 und 4.5 entnommen werden. Der einzige freie Anpassungsparameter ist der Wellenvektor k_{45} . In beiden Fällen können die Wellenvektoren und damit die halben Wellenlängen von $\frac{\lambda}{2}(s_1^1) = 3,56(27) \mu\text{m}$ bzw. $\frac{\lambda}{2}(s_2^1) = 5,13(50) \mu\text{m}$ bestimmt werden. Für Struktur A_1 ergibt sich wie in der vorangegangenen Berechnung ein Wert in dessen Fehlerintervall der Gitterabstand a der langen Achse liegt. Für die zweite Struktur A_2 beträgt die Abweichung von der halben Wellenlänge 46%.

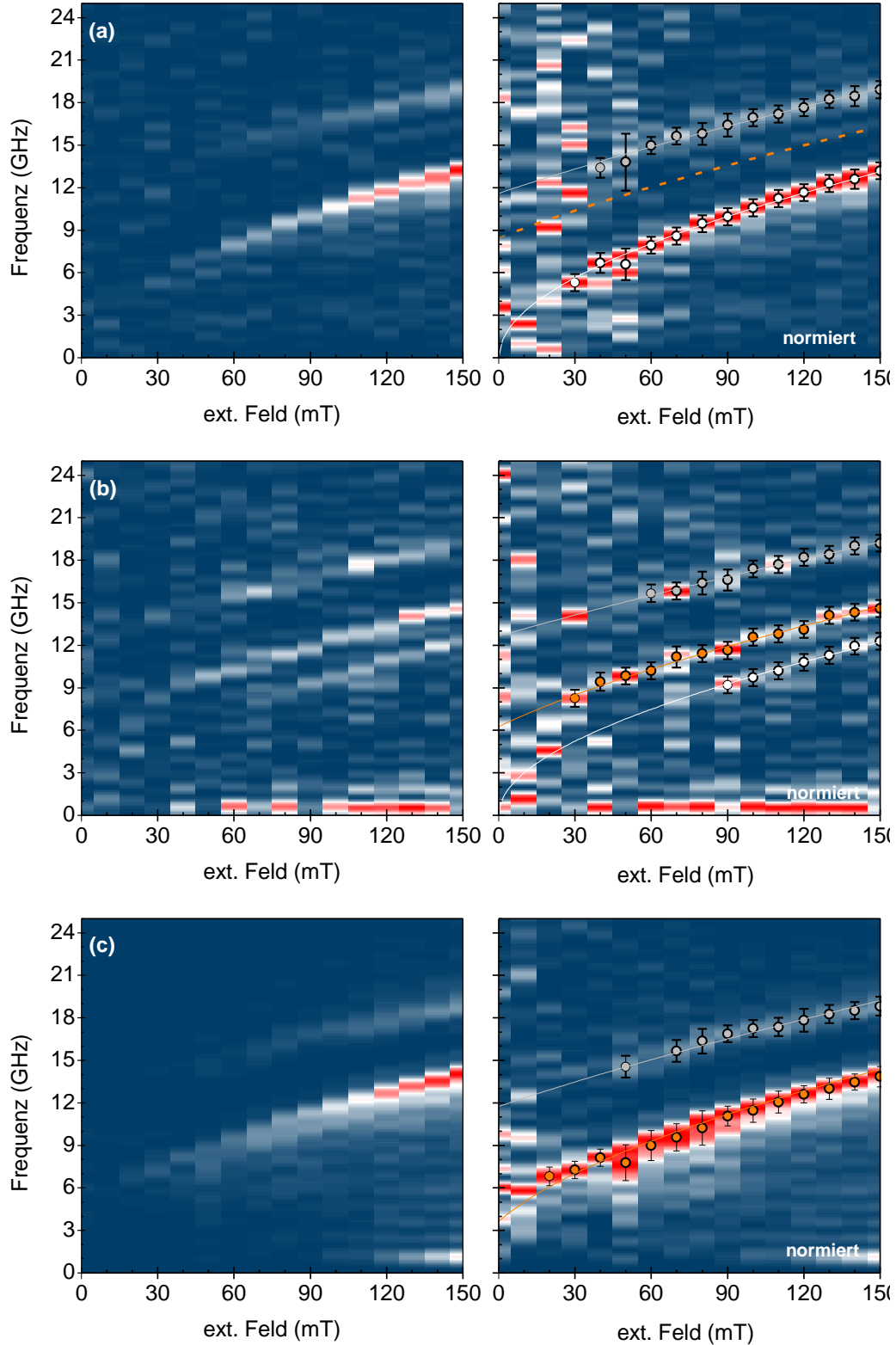


Abbildung 4.5: TRMOKE-Spektren der Struktur A_2 . Es sind die Kittel-Mode (weiß) und die PSSW-Mode (grau) eingezeichnet. (a) Messung für $\theta = 0^\circ$. Es ist keine DE-Mode erkennbar. Die erwartete Mode ist in orange gestrichelt eingezeichnet. (b) Messung für $\theta = 90^\circ$. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{DE} \approx \frac{\pi}{a}$ erkennbar. (c) Messung für $\theta = 45^\circ$. Die Kittel-Mode ist unterdrückt, nur eine Mode mit $k_{45} = \frac{\pi}{a}$ tritt auf.

Ein wichtiger Aspekt ist die Ausbreitung von Spinwellen senkrecht zum angelegten externen Feld [30]. Mit der Annahme einer verstärkten Population der Moden am Rand der ersten Brillouin-Zone [37], würde dies für ein Feld parallel zur kurzen Achse b , also $\theta = 90^\circ$, zu einer halben Wellenlänge von dem Lochabstand a führen. Für die aufgenommenen Messungen auf den Strukturen der Probe A kann dies bestätigt werden. Die Werte liegen stets im Fehlerintervall. Die Gitterstruktur beeinflusst die auftretenden Moden durch die Gitterkonstante.

Für die Messung bei 45° liegen zum Teil abweichende Werte vor. Auch bei diesem Winkel wird bei quadratischen Strukturen von einer Mode mit einem Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone ausgegangen. Bei den quadratischen Strukturen entspricht dies einer Richtung parallel zur Diagonalen, was zu zwei Wellenvektoren entlang der Achsen führt, wodurch die Intensität der Mode verstärkt wird. Somit liegt es nahe auch für die Messung des Winkels $\theta = 45^\circ$ an einer rechteckigen Gitterstruktur zwei Wellenvektoren in Abhängigkeit von den Gitterabständen zu finden. Diese Vermutung konnte experimentell nicht bestätigt werden.

Auf den Strukturen für ein externes Feld parallel zur langen Achse ergab sich keine weitere Mode zwischen Kittel und PSSW. Nach den vorangegangenen Überlegungen müsste eine Mode mit einem Wellenvektor $k_{DE} = \frac{\pi}{b}$ auftreten. Gründe für das Verschwinden könnten das Auflösungsvermögen oder aber der Füllfaktor sein. Dieser nimmt für beide Strukturen einen relativ hohen Wert an. Dadurch dominieren Demagnetisierungsfelder die Struktur durch die eine mögliche Population unterdrückt wird. Ein Blick auf Abschnitt 4.1, bestätigt diese Vermutung. Der Verlauf der Hysteresekurve in Abbildung 4.1, aber auch die Werte der reduzierten Remanenz in Tabelle 2 sprechen für ein ausgeprägtes Demagnetisierungsfeld, was vor allem durch das Anliegen entlang der langen Achse begünstigt wird. Folglich müssen diese Effekte minimiert werden. Ein Ansatz besteht in dem Reduzieren des Füllfaktors, um mögliche Demagnetisierungsfelder einzuschränken, wobei jedoch stets nur ein Materialparameter variiert werden soll. Dies führt zu steigenden Gitterabständen bei konstantem Lochdurchmesser bzw. sinkenden Lochdurchmessern bei gleichbleibenden Gitterkonstanten.

4.4 Untersuchungen auf der Probe B

Die am Ende in Abschnitt 4.3 beschriebenen Veränderungen der Strukturparameter wurden bei der Herstellung der Probe B beachtet. Die Füllfaktoren wurden in Teilen bis auf die Hälfte reduziert, um unerwünschte Effekte zu minimieren. Dabei wurden beide Variationen, die Ausdehnung der Gitterabstände, sowie das Reduzieren der Lochdurchmesser, realisiert. Für beide Variationen wurden jeweils zwei neue Strukturen mit reduziertem Füllfaktor erstellt.

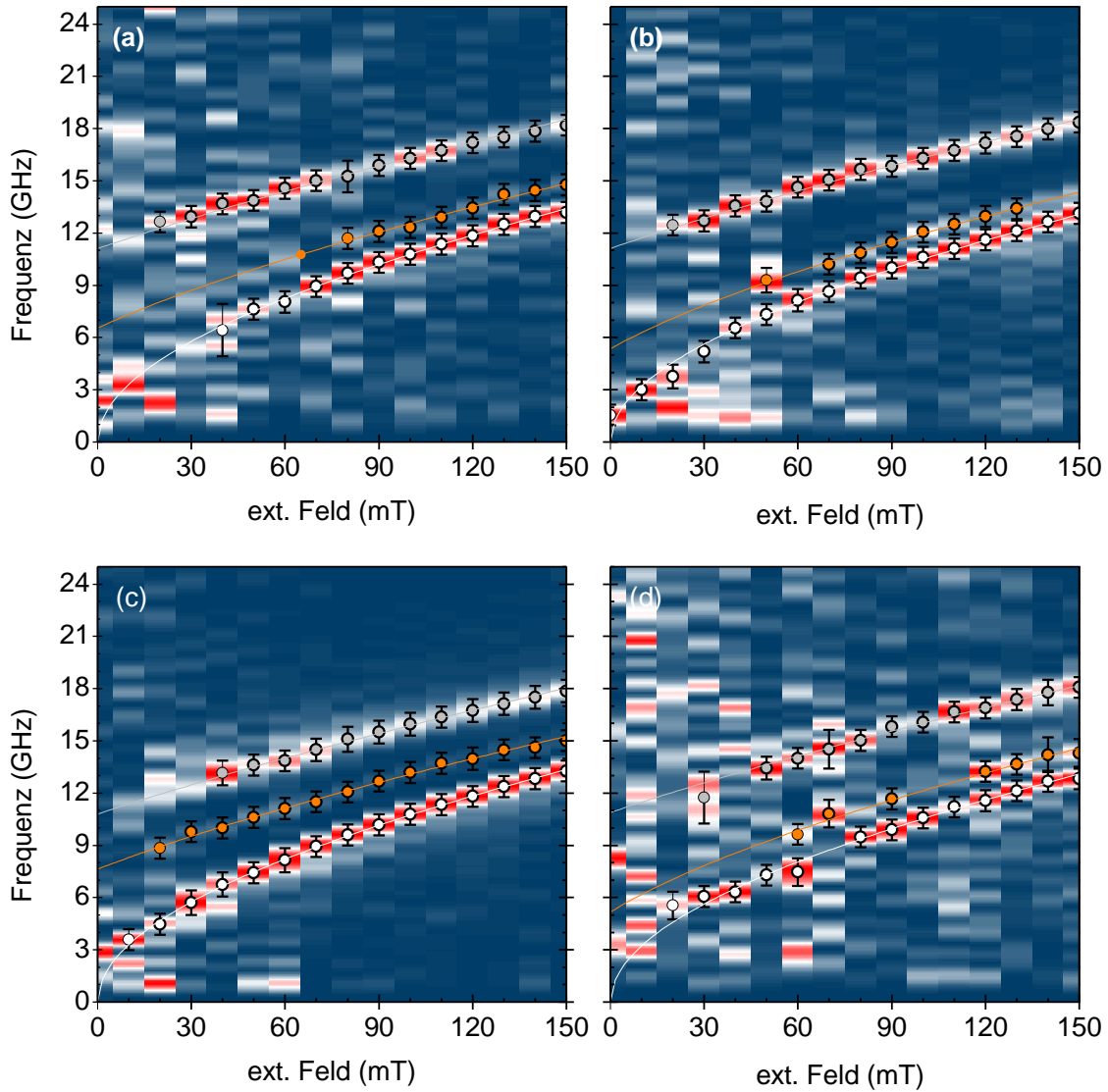
4.4.1 Strukturen B₁ und B₂ - vergrößerte Gitterabstände

Abbildung 4.6: TRMOKE-Spektren der Strukturen B₁ und B₂ mit reduziertem Füllfaktor durch Vergrößerung der Gitterabstände. Es sind jeweils die Kittel-Mode (weiß) und die PSSW-Mode (grau) eingezeichnet. (a) Normiertes Spektrum für $\theta = 0^\circ$ der Struktur B₁. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{\text{DE}} \approx \frac{\pi}{b}$ erkennbar. (b) Normiertes Spektrum für $\theta = 90^\circ$ der Struktur B₁. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{\text{DE}} \approx \frac{\pi}{a}$ erkennbar. (c) Normiertes Spektrum für $\theta = 0^\circ$ der Struktur B₂. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{\text{DE}} \approx \frac{\pi}{b}$ erkennbar. (d) Normiertes Spektrum für $\theta = 90^\circ$ der Struktur B₂. Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{\text{DE}} \approx \frac{\pi}{a}$ erkennbar.

Die Strukturen B₁ und B₂ verfügen wie zuvor über einen Lochdurchmesser von $d = 1,1 \mu\text{m}$. Die Gitterabstände wurden jedoch im Vergleich zur Probe A um $1 \mu\text{m}$ erhöht, was zu einem reduzierten Füllfaktor zwischen 7% und 8% führt. Die genauen Parameter sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Bei der allgemeinen Betrachtung der reduzierten

Remanenz in Tabelle 2 fallen die erhöhten Werte für ein externes Feld entlang der langen Achse a auf. Dies deutet auf einen geringeren Einfluss der Demagnetisierungsfelder und dem damit verbundenen Auftreten einer weiteren Mode für beide Feldrichtungen hin. Die Spektren der zwei Strukturen wurden für die Winkel $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ des externen Feldes aufgenommen. Die zugehörigen normierten Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 dargestellt. In den Spektren der zwei Winkelrichtungen für die beiden Strukturen liegen die Kittel- und PSSW-Mode vor, die dieses zugleich dominieren. Zwischen diesen beiden befindet sich in jedem Fall eine dritte Mode. Aus den vorangegangenen Überlegungen ist dies die DE-Mode, die mit Gleichung 2.2.7 angepasst wird. Die verwendeten Parameter für die Sättigungsmagnetisierung sind in Tabelle 4 gegeben. Die Anpassung mit dem Wellenvektor k_{DE} als einen Freiheitsgrad bestätigt das Auftreten der DE-Mode in den untersuchten Strukturen für beide Winkelrichtungen. Die Moden in den vier Spektren unterscheiden sich in ihrem Abstand von der Kittel-Mode. Mit sinkendem Gitterparameter senkrecht zur Achse des angelegten Feldes wird dieser größer. Dies bestätigt sich auch in den berechneten Wellenvektoren, die in Tabelle 5 zusammengefasst sind. Die Wellenlänge wird entsprechend kleiner. Es werden erneut wie in Abschnitt 4.3 Wellenlängen des doppelten Gitterabstandes, dessen Achse senkrecht zum angelegten Feld liegt, vermutet. Nach Tabelle 5 liegen die erwarteten Wellenlängen jeweils im Fehlerintervall der berechneten Werte bzw. weichen von diesen um maximal 20 % ab.

4.4.2 Strukturen B_3 und B_4 - Reduzierte Lochdurchmesser

Die Strukturen B_3 und B_4 haben im Vergleich zu den vorangegangenen Strukturen einen kleineren Lochdurchmesser d bei einem Gitterabstand der Struktur A_1 . Der Füllfaktor sinkt auf 6 – 7 %. Auch hier wird eine weitere magnonische Mode zwischen Kittel und PSSW bei den Messungen für $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ vermutet. In den Abbildungen 4.7 und 4.8 befinden sich die unnormierten und normierten Spektren der aufgenommenen Messungen für die Winkel $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$.

Die Spektren der Messungen für 0° und 90° zeigen bei niedrigen Frequenzen die Kittel- und bei höheren Frequenzen die PSSW-Mode, die mit den Dispersionen 2.2.4 und 2.2.9 identifiziert werden können. Zwischen diesen beiden ist eine dritte Mode erkennbar, die durch Anpassung mit 2.2.7 als Damon-Eshbach-Mode verifiziert wird. Die Annahme einer weiteren Mode im Spektrum für die beiden Winkel wird bestätigt. Wie in den vorangegangenen Untersuchungen entsprechen die benötigten Konstanten den Werten aus Tabelle 4. Da auf beiden Strukturen die identischen Gitterkonstanten vorliegen, werden vergleichbare Wellenvektoren k_{45} aus den Dispersionen erwartet. Für die Struktur B_4 findet eine Population der Wellenvektoren am Rand der ersten Brillouin-Zone statt. Die

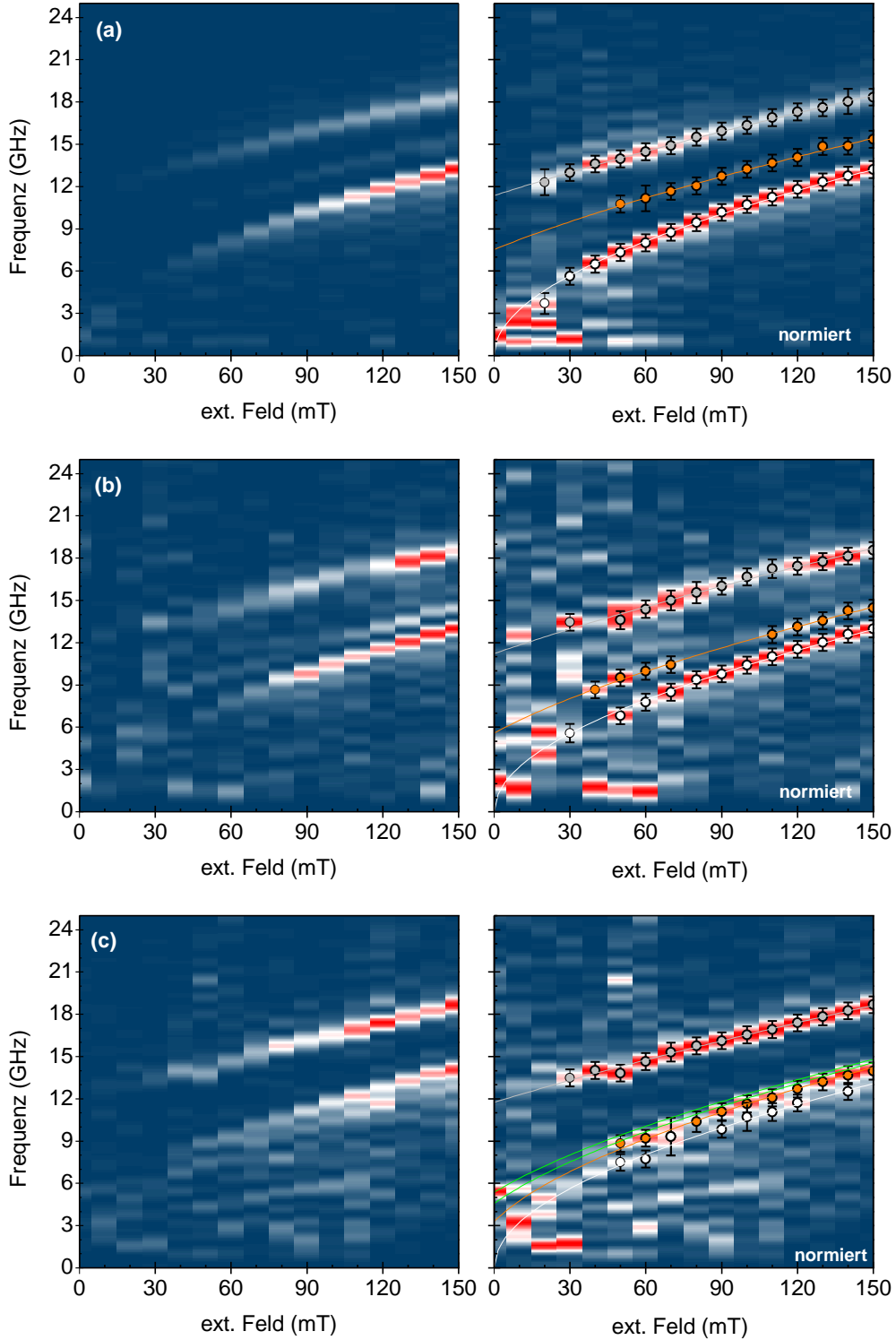


Abbildung 4.7: Unnormierte und normierte TRMOKE-Spektren der Struktur B_3 für verschiedene Feldrichtungen. Es sind die Kittel-Mode (weiß) und die PSSW-Mode (grau) eingezeichnet. (a) Spektrum für $\theta = 0^\circ$ der Struktur B_3 . Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{DE} \approx \frac{\pi}{b}$ erkennbar. (b) Spektrum für $\theta = 90^\circ$ der Struktur B_3 . Die berechnete DE-Mode ist orange eingezeichnet und weicht vom erwarteten Wellenvektor $k_{DE} \approx \frac{\pi}{a}$ ab. (c) Spektrum für $\theta = 45^\circ$ der Struktur B_3 . Die grünen Verläufe geben die erwarteten Dispersionen 2.2.8 mit den Wellenvektoren $k_{45a} = \frac{\pi}{a}$ und $k_{45b} = \frac{\pi}{b}$ wieder.

Wellenlänge entspricht für beide Winkelrichtungen dem doppelten Gitterabstand. Auf der Struktur B₃ kann diese Aussage nur bei einem externen Feld entlang der langen Achse bestätigt werden. Bei einem Winkel $\theta = 90^\circ$ weicht die aus dem Wellenvektor berechnete Wellenlänge um 26 % vom doppelten Lochabstand ab und liegt nicht mehr im Fehlerintervall. Auf mögliche Gründe wird im späteren Verlauf noch eingegangen.

Bei der Betrachtung der unteren Spektren in den Abbildungen 4.7 und 4.8 für einen Winkel $\theta = 45^\circ$ lassen sich anfänglich schwer Aussagen treffen, da beide sehr verrauscht und unterschiedlich aussehen. Im Falle der Struktur B₄ sind im unnominierten Spektrum keinerlei dominierende Moden sichtbar. Das normierte Spektrum gibt zwar Intensitätsmaxima wieder, jedoch lassen sich mögliche Moden nur erahnen, weswegen eine Anpassung an die Maxima nicht als sinnvoll erachtet wird. In Abbildung 4.8 sind die zwei erwarteten Moden in grün mit dem Wellenvektor k_{DE} aus der Dispersion 2.2.8 eingetragen. Das Spektrum der Struktur B₃ unterscheidet sich von ersterem ein wenig. Zwei deutliche dominierende Bereiche sind für höhere und niedrige Frequenzen sichtbar. Die obere Mode kann erneut durch Anpassung mit der Dispersion 2.2.9 zur PSSW-Mode verifiziert werden. Der untere Bereich scheint sich in zwei Anteile aufzuspalten, wobei der obere über mehr Intensität verfügt. Die Differenz zwischen diesen beiden ist sehr gering. Für beide Moden können die Maxima bestimmt werden. Eine Anpassung mit der Dispersion der DE-Mode führt zu keiner Übereinstimmung. Wie in den vorangegangenen Untersuchungen könnten die Moden der Dispersion 2.2.8 zugeordnet werden, da in diesen Spektren nach [36] zwei Wellenvektoren k_{45} erwartet werden. Durch die Anpassung der Dispersion mit dem Wellenvektor als Freiheitsgrad ergibt sich für die obere Mode eine halbe Wellenlänge von $\frac{\lambda}{2} = 6,85(86) \mu\text{m}$, also der doppelte Gitterabstand. Für die untere Mode folgt mit der angepassten Dispersion 2.2.8 eine Wellenlänge von $\frac{\lambda}{2} = 9,54(10) \mu\text{m}$. Dieser Wert deutet auf einen verschwindenden Wellenvektor hin, weswegen eine Anpassung durch die Kittel-Mode 2.2.4 möglich ist, sodass sich keine Aufspaltung in zwei Moden eines Wellenvektors abzeichnet. Die zwei erwarteten Moden sind in das Spektrum mit grün eingezeichnet.

Auf der Probe B traten teilweise erwartete Moden mit Wellenlängen des doppelten Gitterabstandes auf, sodass die Struktur die Anregung beeinflusst. Im Spektrum finden sich neben der Kittel- und PSSW-Mode bei $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ auch die DE-Mode wieder. Dieses Verhalten spiegelt sich jedoch nicht in den Spektren für 45° wieder. Hier sind die Moden schwer zu identifizieren. Mögliche Anpassungen mit Dispersionen ergeben nicht die gewünschten Ergebnisse. Die Messungen sind sehr verrauscht, was schon am aufgenommenen Kerrsignal deutlich wird. Es ist fraglich, inwieweit die Ergebnisse aus-

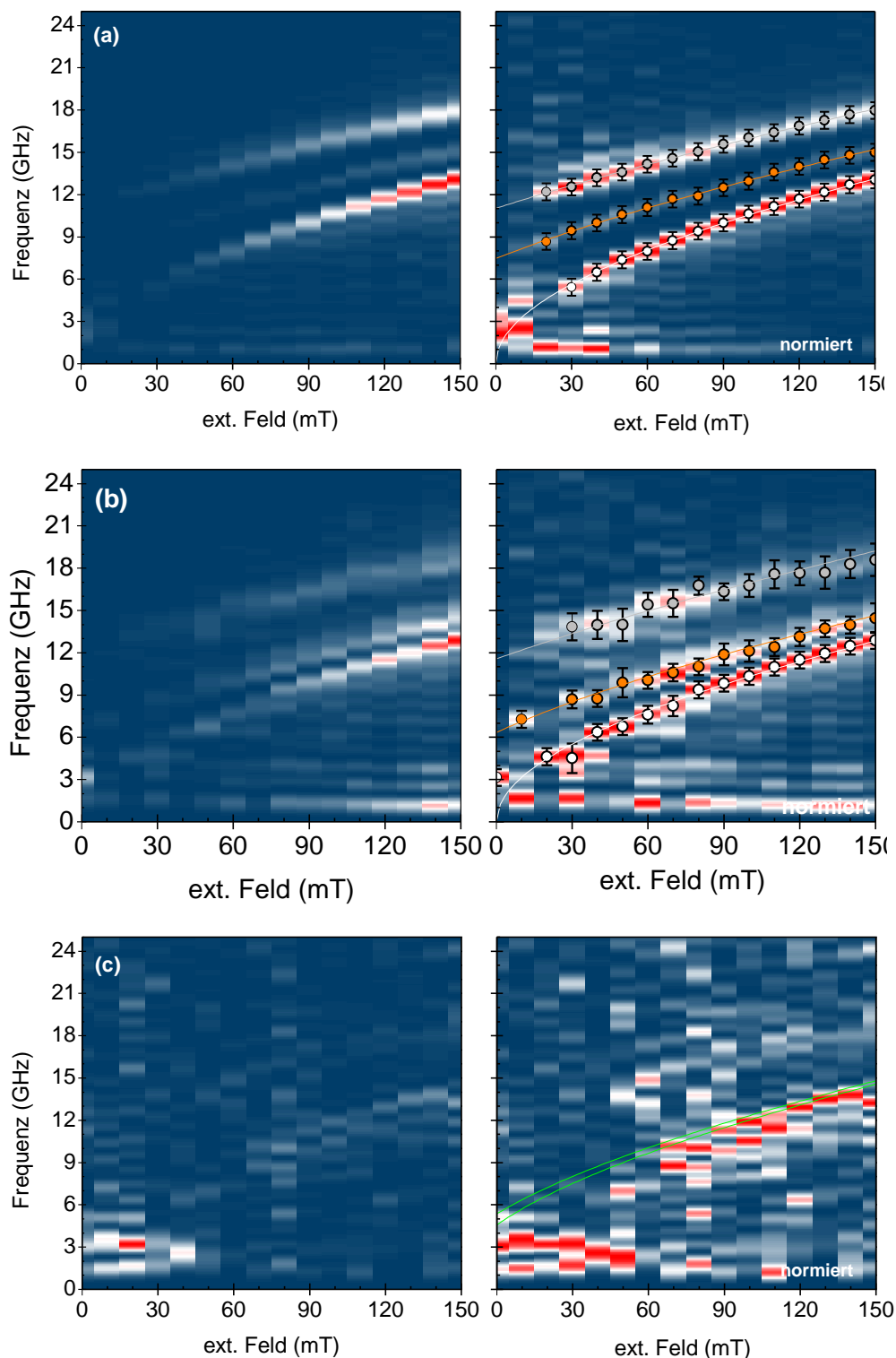


Abbildung 4.8: Unnormierte und normierte TRMOKE-Spektren der Struktur B_4 für verschiedene Feldrichtungen. Es sind die Kittel-Mode (weiß) und die PSSW-Mode (grau) eingezeichnet. (a) Spektrum für $\theta = 0^\circ$ der Struktur B_4 . Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{DE} \approx \frac{\pi}{b}$ erkennbar. (b) Spektrum für $\theta = 90^\circ$ der Struktur B_4 . Es ist eine DE-Mode (orange) mit $k_{DE} \approx \frac{\pi}{a}$ erkennbar. (c) Spektrum für $\theta = 45^\circ$ der Struktur B_4 . Die Moden werden unterdrückt. Die grünen Verläufe geben die erwarteten Dispersionen 2.2.8 mit den Wellenvektoren $k_{45a} = \frac{\pi}{a}$ und $k_{45b} = \frac{\pi}{b}$ wieder.

Struktur	Winkel θ	k [μm^{-1}]	$\frac{\lambda}{2}$ [μm]
A ₁	0°	-	-
	90°	0,83(3)	3,77(14)
	45°	0,88(7)	3,56(27)
A ₂	0°	-	-
	90°	0,83(6)	3,77(28)
	45°	0,55(9)	5,75(98)
B ₁	0°	0,93(18)	3,38(64)
	90°	0,61(6)	5,13(50)
B ₂	0°	1,29(5)	2,44(9)
	90°	0,57(14)	5,52(134)
B ₃	0°	1,25(8)	2,52(16)
	90°	0,67(4)	4,70(30)
	45°	0,46(6)	6,85(86)
B ₄	0°	1,23(3)	2,56(7)
	90°	0,87(7)	3,62(28)
	45°	-	-

Tabelle 5: Zusammenfassung der aus den Dispersionen für die DE- und 45-Moden bestimmten Wellenvektoren und die damit verbundene Berechnung der halben Wellenlänge.

sagekräftig sind und sich die auftretenden Abweichungen nicht auf den experimentellen Aufbau zurückführen lassen.

5 Diskussion der Ergebnisse

Die in [36] beschriebenen Kittel- und PSSW-Moden auf den kontinuierlichen Filmen konnten durch Anpassen der Dispersionen verifiziert und die benötigten Materialkonstanten bestimmt werden, die in Tabelle 4 zusammengefasst sind. Die berechneten Werte der Sättigungsmagnetisierung liegen im Bereich der gegebenen Literaturwerte. Die Austauschkonstante hingegen weicht um 24% von den Literaturwerten ab und liegt unterhalb dieser. Die verwendeten CoFeB Filme in [3, 39] hatten andere Zusammensetzungen, was die auftretenden Unterschiede erklären könnte. Weiterhin unterscheiden sich die Materialkonstanten der beiden Proben A und B kaum, weswegen ein Vergleich bzw. eine Weiterentwicklung der Probensysteme berechtigt ist.

In quadratisch strukturierten Filmen traten für angelegte Felder entlang der Symmetrieachsen Damon-Eshbach-Moden mit einem Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone auf. Für ein externes Feld entlang der Diagonalen der Struktur entsteht ein besonderer Wellenvektor: Durch die erhöhten Zustandsdichten am Rand der ersten Brillouin-Zone für Felder entlang hoher Symmetrieachsen folgt eine Entartung der Frequenz. Die zugehörigen Wellenvektoren stehen in $\pm 45^\circ$ und $\pm 225^\circ$ Winkeln zum externen Feld, weswegen die Moden im Spektrum durch Überlagerung an Intensität gewinnen [36, 37]. Bei der Übertragung auf eine rechteckige Struktur wird für einen Winkel $\theta = 0^\circ$ des externen Feldes zur langen Achse a ein Wellenvektor $k = \frac{\pi}{b}$ und für einen Winkel $\theta = 90^\circ$ ein Wellenvektor $k = \frac{\pi}{a}$ erwartet. Dies folgt aus der senkrechten Ausbreitung der Spinwellen zum angelegten Feld. Folglich sollten sich bei einem Winkel $\theta = 45^\circ$ des externen Feldes zur langen Achse zwei Wellenvektoren unterschiedlicher Werte, d.h. $k = \frac{\pi}{a}$ und $k = \frac{\pi}{b}$, ergeben und entsprechend zwei getrennte Moden im Spektrum auftreten.

Auf Probe A konnten die beschriebenen Annahmen nur zum Teil verifiziert werden. So tritt im Spektrum der 45° Messungen eine Mode auf, die im Wesentlichen einem Wellenvektor $k = \frac{\pi}{a}$ entspricht. Dies könnte jedoch mit den auftretenden Demagnetisierungsfeldern, die für die angelegten Felder entlang der langen Achse die Population eines Wellenvektors $k = \frac{\pi}{b}$ unterbinden, begründet werden, wie in den Abschnitten 4.1 und 4.3 erläutert. Wiederum deutet die hohe Intensität im Spektrum auf die Population zweier Wellenvektoren hin. Es ist durchaus möglich, dass die zwei Moden aufgrund des Auflösungsvermögens nicht mehr getrennt werden können. Für die zweite Probe sind die erwarteten Dispersionen bei einem Winkel $\theta = 45^\circ$ in den Abbildungen 4.7 und 4.8 mit grün eingezeichnet. Zwischen den beiden erwarteten Moden besteht auf den Strukturen A_1 , B_3 , B_4 eine Frequenzdifferenz von $\Delta\nu = 0,3$ GHz und auf der Struktur A_2 von $\Delta\nu = 0,5$ GHz. Diese Werte liegen unter dem maximalen Auflösungsvermögen des Expe-

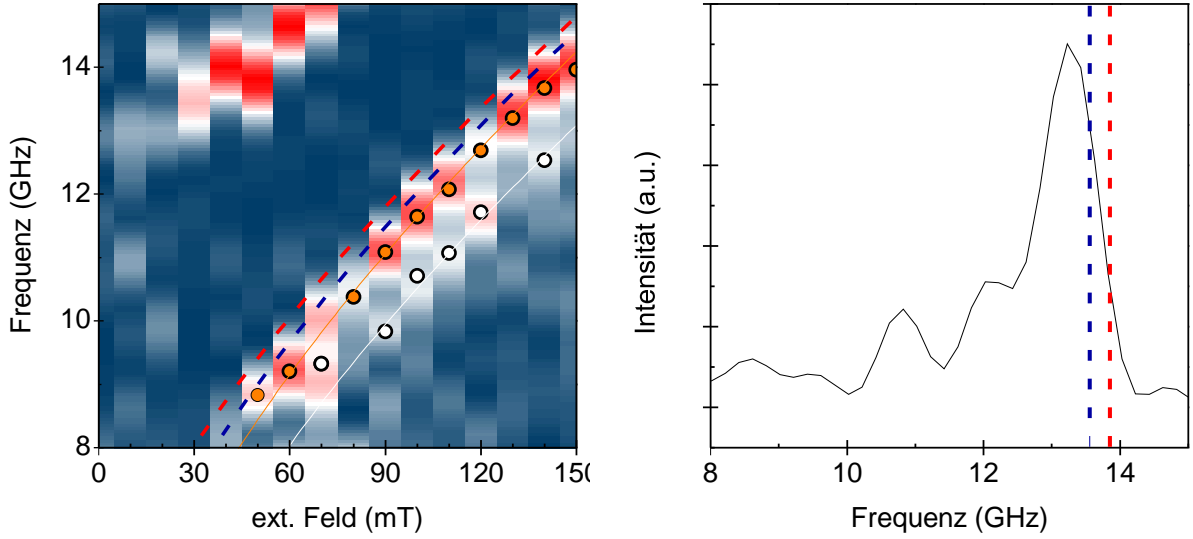


Abbildung 5.1: (a) Vergrößerung des Spektrums der Struktur B_3 bei 45° mit den beiden erwarteten Moden in rot und blau. In orange (DE-Mode) und weiß (Kittel-Mode) sind die tatsächlich beobachteten Verläufe eingezeichnet. (b) Fourierspektrum der Struktur bei einem Feld von 130 mT, die erwarteten Frequenzen sind in rot und blau eingezeichnet.

riments, was das Auftreten nur einer Mode erklären könnte. Die Abbildung 5.1 gibt die erwarteten Verläufe (rot und blau) und die tatsächlich gemessenen Intensitätsmaxima (orange und weiß) im Spektrum der Struktur B_3 wieder. Weiterhin ist exemplarisch ein Fourierspektrum bei einem externen Feld von 130 mT mit den erwarteten Frequenzen in rot und blau dargestellt. Die erwarteten Frequenzen sind vom gemessenen Maximum leicht verschoben. Im Fall der ersten Probe ist diese Verschiebung stärker ausgeprägt, was für eine Unterdrückung der zweiten Mode spricht. Allerdings können die Messungen auf der ersten Probe aufgrund der Unterdrückung und die Struktur B_3 aufgrund des verrauschten Signals nur vorsichtig diskutiert werden.

Bei den Messungen für $\theta = 0^\circ$ der Strukturen B_1 , B_3 , B_4 und für $\theta = 90^\circ$ der Strukturen A_1 , A_2 , B_4 ist ein Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone unter Einbezug der Fehlerintervalle erkennbar. Somit folgt eine Wellenlänge des doppelten Gitterabstandes. Die Gitterstruktur induziert das Auftreten der Moden mit vorgegebenen Wellenvektoren entlang der hohen Symmetrieachsen, sodass von propagierenden Blochmoden mit dem Gitter als Potential gesprochen werden kann [37].

Eine Erklärung der Population der Moden ist durch auftretende Bandlücken aufgrund der Struktur möglich, vergleichbar mit photonischen Kristallen [18]. Nach [4, 38] treten in den Bandstrukturen der magnonischen Kristalle Bandlücken auf, die durch die Anordnung und Form des Gitters beeinflusst werden. In Abbildung 5.2 sind die Bandstrukturen des kontinuierlichen Films und einer rechteckigen Struktur entlang der Symmetriepunk-

te Γ und X' dargestellt (vgl. [1]). Das externe Feld liegt entlang der $\Gamma \rightarrow X$ Richtung, in diesem Fall entspricht dies der langen Achse der rechteckigen Gitterstruktur. Bei der Berechnung der Bandstrukturen wurde von einem rechteckig strukturierten, ferromagnetischem Film ausgegangen, dessen Löcher aus einem Material mit einer hohen Magnetisierung bestehen. Die Bandstrukturen für die strukturierten und unstrukturierten Filme unterscheiden sich deutlich. Die Bandstruktur des strukturierten Films weist am Punkt X' eine Aufspaltung der Bänder im Bereich von 15 GHz auf. Dieser Punkt entspricht dem Rand der ersten Brillouin-Zone mit $k = \frac{\pi}{b}$. Die Breite dieser speziellen Lücke, markiert mit der gelben Fläche, beträgt $\Delta\nu = 0,8$ GHz. Im Fall eines externen Feldes entlang der kurzen Achse, dessen Bandstrukturen in Abbildung A.2 gezeigt sind, ergibt sich eine Bandlücke von $\Delta\nu = 0,7$ GHz. Mit steigendem Abstand zwischen Γ und X , wird die Bandlücke schmaler und verschiebt sich nach unten, da die Wellenlänge größer wird. An dem Punkt X' liegen flache Verläufe der Bänder vor, was mit einer erhöhten Dichte der auftretenden Zustände verbunden ist. Aus diesem Grund werden Moden mit einem Wellenvektor am Rand der ersten Brillouin-Zone bevorzugt. Dies gilt für die beiden Feldrichtungen des externen Feldes senkrecht und parallel zur langen Achse. Abbildung 5.2 zeigt den Vergleich der berechneten Bandstruktur und der Messungen auf der rechteckigen Struktur für einen Winkel $\theta = 90^\circ$. Das aufgenommene Spektrum zeigt eine DE-Mode, die sich der berechneten Bandstruktur anpasst. Dies deutet auf die Population eines Wellenvektors am Rand der ersten Brillouin-Zone, sodass sich die theoretischen Berechnungen und die experimentellen Daten gut decken. Der Wellenvektor wird durch die Gitterstruktur induziert.

Das schon öfters angesprochene Rauschen, vor allem in der Struktur B_3 und die Verschiebung der Wellenvektoren kann wahrscheinlich auf das Experiment und das Analyseverfahren zurückgeführt werden. In Abbildung 5.3 sind die Wellenlängen gegen die Gitterabstände aller Messungen aufgetragen. Neben dem erwarteten doppelten ist auch der vierfache Gitterabstand eingezeichnet. Es wird ersichtlich, dass ein Teil der bestimmten Wellenlängen vom Erwartungswert abweichen bzw. die Fehler untereinander stark variieren. Die Fehler wurden stets dem Auswertungsprogramm entnommen. Die berechneten Wellenvektoren entstanden durch die Anpassung der Dispersionen bei denen nur die Freiheitsgrade als fehlerbehaftet angesehen wurden. Jedoch muss beachtet werden, dass auch die Konstanten der Dispersionen wie die Sättigungsmagnetisierung, die durch die Anpassung am kontinuierlichen Film bestimmt wurde, fehlerbehaftet ist. So treten im Experiment neben der Schichtdicke d und dem Winkel θ weitere Fehler auf, die nicht in die Berechnungen einbezogen wurden, was durchaus zu einer Vergrößerung der Fehlerintervalle führen würde. Die erhöhten Abweichungen wie beispielsweise in den

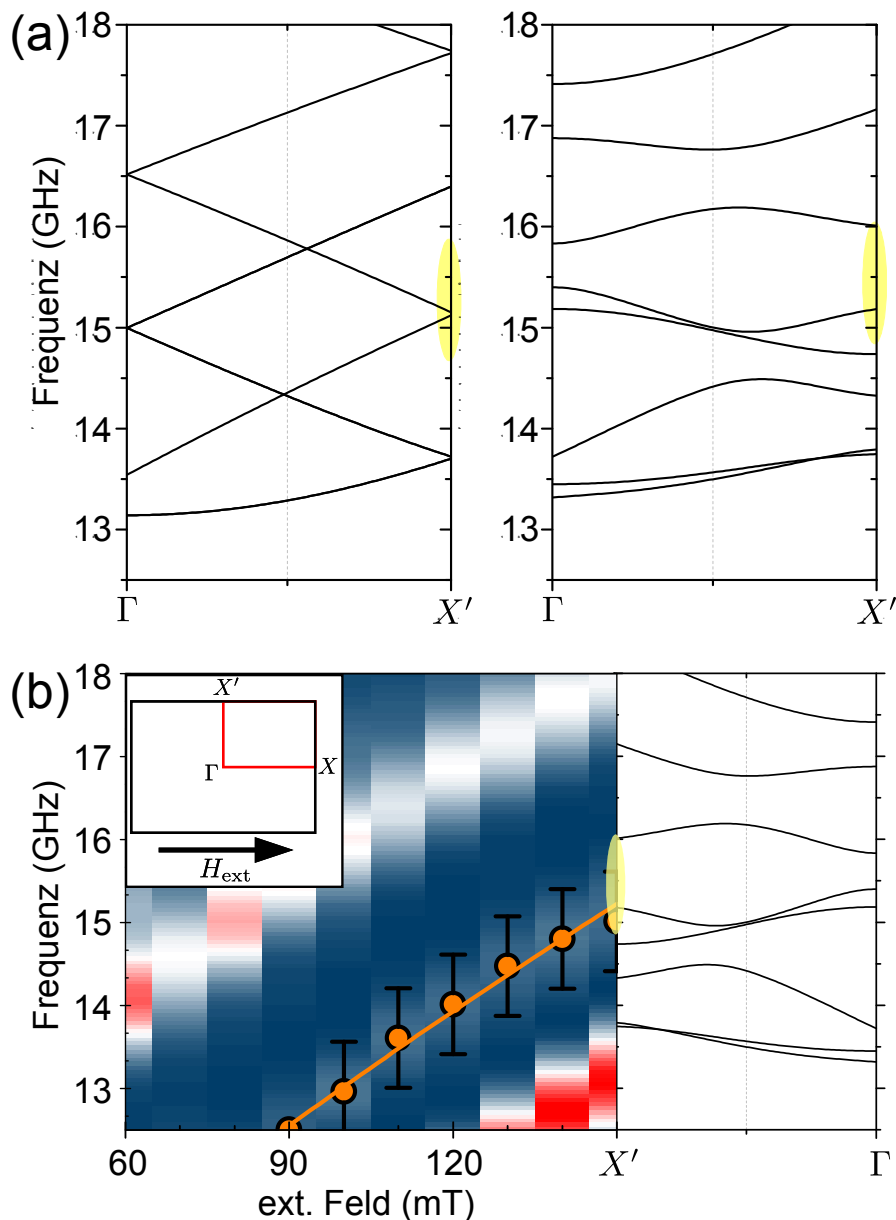


Abbildung 5.2: (a) Links: Bandstruktur des kontinuierlichen Films. Rechts: Bandstruktur einer rechteckigen Struktur mit den Gitterparametern $a = 3,5 \mu\text{m}$ und $b = 2,5 \mu\text{m}$. Das externe Feld liegt parallel zur langen Achse a . Es ist eine deutliche Bandlücke, markiert durch die gelbe Fläche, am Rand der ersten Brillouin-Zone erkennbar [1] (b) Spektrum und Bandstruktur der Struktur mit einem externen Feld entlang der langen Achse a .

Strukturen B_1 , B_2 , B_3 bei der 90° Messung können aus dem Experiment folgen. Dies fällt vor allem an den verrauschten Kerrsignalen auf, an denen Oszillationen nur schwer auszumachen sind. Teilweise wies das Lasersystem Instabilitäten während der Messungen auf. Auch eine ungleichmäßige Anregung der Probe, die sich durch Anomalien der reflektierten Pumpleistung und großen Schwankungen in der reflektierten Probeleistung

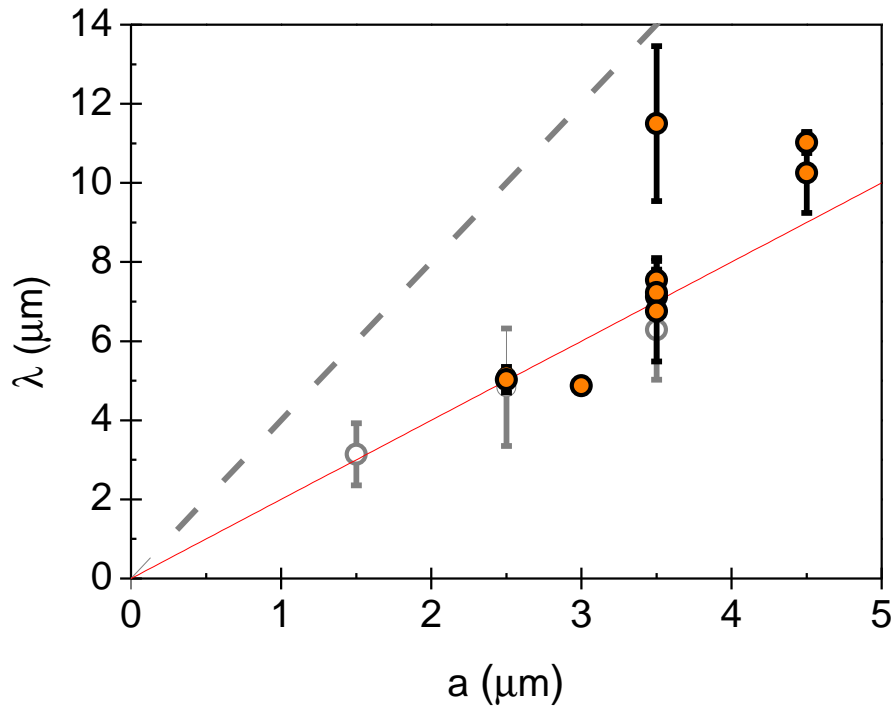


Abbildung 5.3: Auftragung der Wellenlänge λ gegen den Gitterabstand. Eingezeichnet sind die Werte der berechneten Wellenlängen (orange) aus Tabelle 5 mit angenommenen Wellenvektoren von $k = \frac{\pi}{a}$ (rot) bzw. $k = \frac{\pi}{2a}$ (grau gestrichelt). Die Werte aus [36] sind als hellgraue Datenpunkte eingezeichnet.

zeigten, können zu dieser Verschiebung führen, auch wenn ein optimaler Überlapp des Pump- und Probepulses sichergestellt wurde.

5.1 Zusammenfassung und Ausblick

Ausgang der vorliegenden Arbeit stellten die in [36] untersuchten, quadratischen CoFeB Strukturen dar. Darauf aufbauend wurden die kontinuierlichen Filme zweier CoFeB Proben eingehender untersucht und auf diesem Weg wichtige Konstanten wie die Sättigungsmagnetisierung bestimmt. Die experimentelle Grundlage bildete stets ein TRMOKE-Aufbau in dem die Proben mit Femtosekundenlaserpulsen angeregt wurden. Anstatt der quadratischen Strukturen wurden in der Arbeit rechteckige Lochgitter mit unterschiedlichen Füllfaktoren untersucht. Die beiden ersten Strukturen verfügten über einen hohen Füllfaktor, sodass bei den Messungen für verschiedene Winkel θ des externen Feldes zur langen Achse nur in Teilen eine weitere Mode zwischen den schon auf dem kontinuierlichen Film auftretenden Kittel- und PSSW-Moden erkennbar war. Die Schwierigkeiten lagen an einem zu hohen Füllfaktor, weswegen dieser durch die Variation der Gitterkonstante bzw. des Lochdurchmessers, auf vier neuen Strukturen der zweiten Probe reduziert wurde. In den Spektren sollten eine bzw. zwei Moden mit einem Wellenvektor

am Rand der ersten Brillouin-Zone gefunden werden. Eine abschließende Aussage lässt sich nicht treffen, da die Ergebnisse z.T. divergieren. Es gab Strukturen auf denen die Population des Wellenvektors verifiziert wurde und der Wellenvektor durch Drehen des externen Feldes um 90° auf einer Struktur variiert werden konnte. Dennoch treten in einigen Fällen Abweichungen auf.

Weitere Untersuchungen könnten zunächst bei einem stabileren Versuchsaufbau erneut durchgeführt werden, um Abweichungen zu vermeiden. Vor allem die 45° Messungen sind von besonderem Interesse. Auch wenn eine Auflösung der zwei Moden kaum möglich ist, kann der Bereich durch erneutes, störungsfreies Messen besser abgesteckt werden, so dass die erwarteten Moden noch im Intensitätsmaximum liegen. Eine Erhöhung der Frequenzdifferenz der beiden im Spektrum erwarteten Moden ist schwer möglich. Dies würde bedeuten, dass die Abstände der Löcher im Gitter verkleinert und vergrößert werden müssten, was zu kleineren Füllfaktoren führen würde und somit eine Propagation kaum möglich wäre. Allgemein wurden in der Arbeit lokalisierte Moden, wie sie in [31] auf rechteckigen Lochstrukturen untersucht wurden, nicht näher betrachtet. Die Inhomogenität des internen Magnetfeldes an den Rändern der Löcher führt zur Ausbildung von Potentialwällen in denen die magnetostatischen Wellen lokalisiert werden können. Eine weitere Schritt wäre die Untersuchung ähnlicher Strukturen auf einem anderen Material wie Permalloy, um Unterschiede und Gemeinsamkeiten heraus zu arbeiten.

A Anhang

A.1 Der kontinuierliche Film

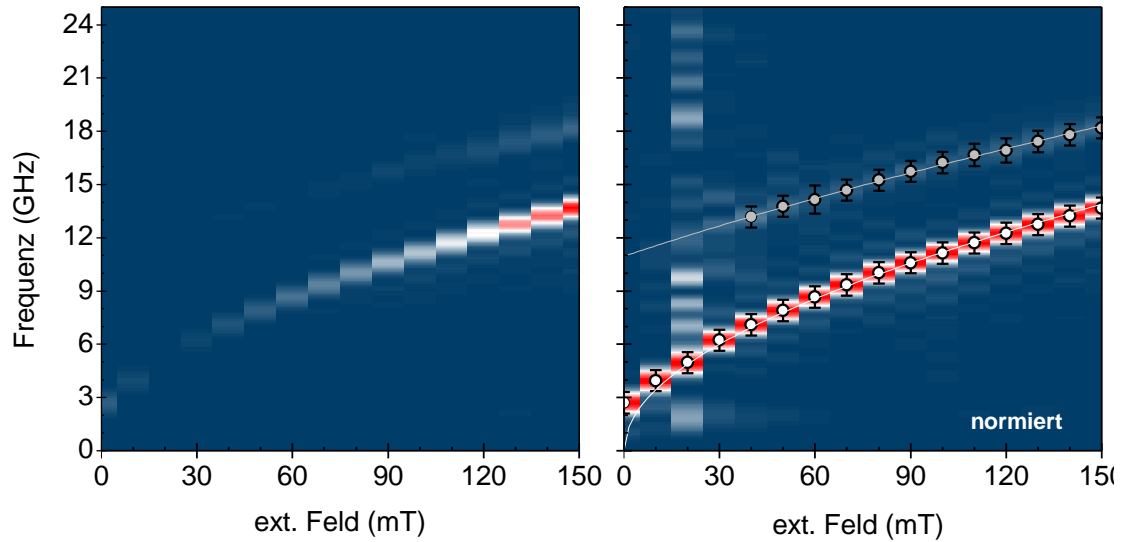


Abbildung A.1: TRMOKE-Spektrum der Proben B auf dem kontinuierlichen Film für $\theta = 90^\circ$. Die linke Seite gibt das Spektrum der Rohdaten und das rechte Spektrum die normierten Daten wieder. Erkennbar sind zwei deutliche Moden: Kittel (weiß) und PSSW (grau).

A.2 Bandstrukturen

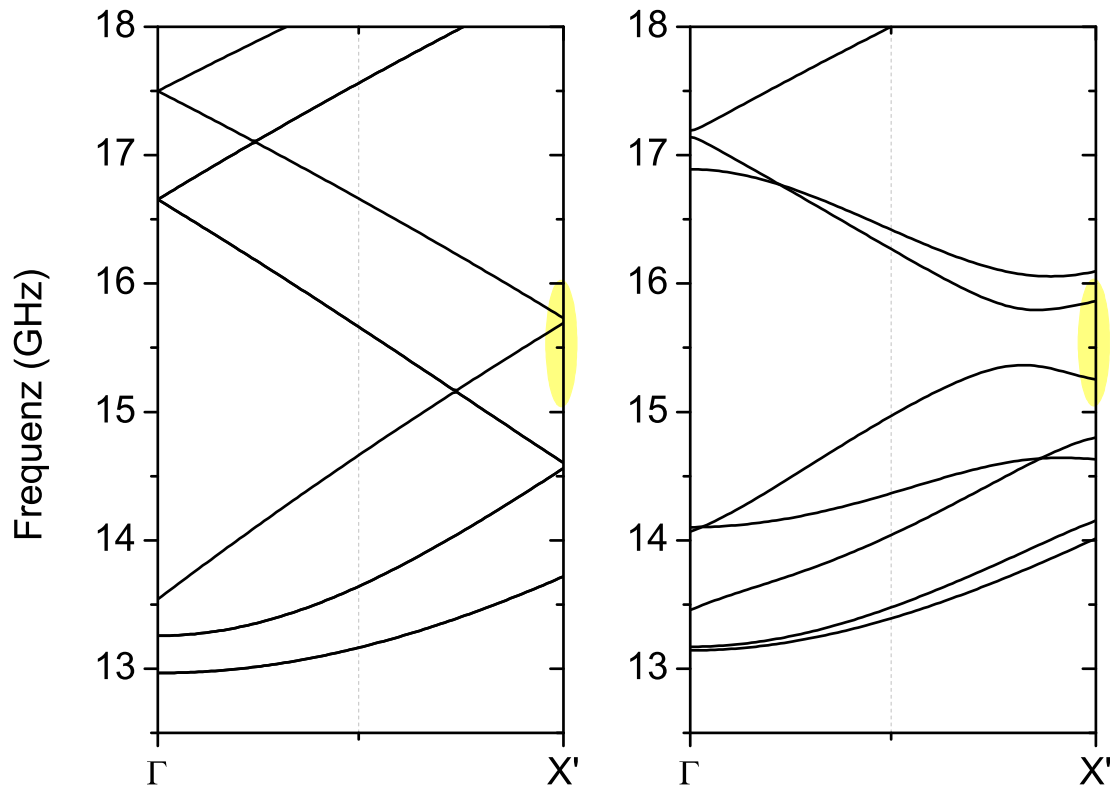


Abbildung A.2: Rechts: Bandstruktur des kontinuierlichen Films (b) Bandstruktur einer rechteckigen Struktur mit den Gitterparametern $a = 3,5 \mu\text{m}$ und $b = 2,5 \mu\text{m}$. Das externe Feld liegt parallel zur kurzen Achse b . Es ist eine deutliche Bandlücke, markiert durch die gelbe Fläche, am Rand der ersten Brillouin-Zone erkennbar [1].

B Abbildungsverzeichnis

2.1	LL- und LLG-Gleichung	6
2.2	Geometrische Anordnung des Films	7
2.3	Modenprofil der Oberflächenmode	9
2.4	Demagnetisierung	11
3.1	Experimentelle Aufbau	13
3.2	REM Aufnahme einer Struktur	14
3.3	Auswertungsmechanismus	16
4.1	Hysteresekurven der Proben	17
4.2	TRMOKE-Spektren der kontinuierlichen Filme	21
4.3	Geometrische Anordnung	23
4.4	Spektren der Struktur A_1	24
4.5	Spektren der Struktur A_2	26
4.6	Spektren der Strukturen B_1 und B_2	28
4.7	Spektren der Struktur B_3	30
4.8	Spektren der Struktur B_4	32
5.1	Auflösungsvermögen	35
5.2	Bandstruktur $\theta = 0^\circ$	37
5.3	Zusammenfassung	38
A.1	TRMOKE-Spektren des kontinuierlichen Films	40
A.2	Bandstruktur $\theta = 90^\circ$	41

C Tabellenverzeichnis

1	Zusammenfassung der Strukturparameter	14
2	Reduzierte Remanenz	19
3	Koerzitivfeld	20
4	Materialparameter des kontinuierlichen Films	22
5	Berechnete Wellenvektoren	33

D Quellen- und Literaturverzeichnis

- [1] ABELING, NILS: *Magnonische Bandstrukturechnungen an dünnen Antidot-strukturierten Filmen*. Bachelorarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 2011.
- [2] BEAUREPAIRE, E., J.-C. MERLE, A. DAUNOIS J.-Y. BIGOT: *Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel*. Phys. Rev. Lett., 76(22):4250–4253, May 1996.
- [3] BILZER, C., T. DEVOLDER, JOO-VON KIM, G. COUNIL, C. CHAPPERT, S. CARDOSO P. P. FREITAS: *Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films*. Journal of Applied Physics, 100(5):053903, 2006.
- [4] CAO, YONGJUN, GUOHONG YUN, XIXIA LIANG NARSU BAI: *Band structures of two-dimensional magnonic crystals with different shapes and arrangements of scatterers*. Journal of Physics D: Applied Physics, 43(30):305005, 2010.
- [5] DAMON, R. W. J. R. ESHBACH: *Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab*. Journal of Applied Physics, 31(5):S104–S105, 1960.
- [6] DJORDJEVIC, MARIJA: *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-wave modes and spin-current damping*. Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 2010.
- [7] DJORDJEVIC, MARIJA MARKUS MÜNZENBERG: *Connecting the timescales in picosecond remagnetization experiments*. Phys. Rev. B, 75(1):012404, Jan 2007.
- [8] GIESEN, F., J. PODBIELSKI D. GRUNDLER: *Mode localization transition in ferromagnetic microscopic rings*. Phys. Rev. B, 76(1):014431, Jul 2007.
- [9] GILBERT, T.L.: *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*. Magnetics, IEEE Transactions on, 40(6):3443–3449, nov. 2004.
- [10] GUEDES, I., M. GRIMSDITCH, V. METLUSHKO, P. VAVASSORI, R. CAMLEY, B. ILIC, P. NEUZIL R. KUMAR: *Domain formation in arrays of square holes in an Fe film*. Phys. Rev. B, 66(1):014434, Jul 2002.
- [11] HERRING, CONYERS CHARLES KITTEL: *The Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media*. Phys. Rev., 88(6):1435, Dec 1952.
- [12] HILLEBRANDS, BURKARD KAMEL OUNADJELA: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Topics in Applied Physics Volume 87. Springer, Berlin, 2002.

-
- [13] HILLEBRANDS, BURKARD KAMEL OUNADJELA: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Topics in Applied Physics Volume 87. Springer, Berlin, 2003.
- [14] HILZINGER, H.R. H. KRONMÜLLER: *Statistical theory of the pinning of Bloch walls by randomly distributed defects*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2(1-3):11 – 17, 1976.
- [15] HURBEN, M.J. C.E. PATTON: *Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized anisotropic films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 163(1-2):39–69, 1996.
- [16] JÄGER, E. E.. PERTHEL: *Magnetische Eigenschaften von Festkörpern*. Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [17] JILES, D.: *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. Taylor Francis, Boca Raton, 1998.
- [18] JOANNOPOULOS, J.D., R.D. MEADE J.N. WINN: *Photonic crystals: Molding the flow of light*. Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [19] KALINIKOS, B A A N SLAVIN: *Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions*. Journal of Physics C: Solid State Physics, 19(35):7013, 1986.
- [20] KAMPEN, M. VAN, C. JOZSA, J. T. KOHLHEPP, P. LECLAIR, L. LAGAE, W. J. M. DE JONGE B. KOOPMANS: *All-Optical Probe of Coherent Spin Waves*. Phys. Rev. Lett., 88(22):227201, May 2002.
- [21] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 2006.
- [22] KITTEL, CHARLES: *On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption*. Phys. Rev., 73(2):155–161, Jan 1948.
- [23] KOOPMANS, B., M. VAN KAMPEN, J. T. KOHLHEPP W. J. M. DE JONGE: *Femtosecond spin dynamics of epitaxial Cu(111)/Ni/Cu wedges*. Journal of Applied Physics, 87(9):5070–5072, 2000.
- [24] KOOPMANS, B., J. J. M. RUIGROK, F. DALLA LONGA W. J. M. DE JONGE: *Unifying Ultrafast Magnetization Dynamics*. Phys. Rev. Lett., 95(26):267207, Dec 2005.

-
- [25] KRAWCZYK, M. H. PUSZKARSKI: *Magnonic excitations versus three-dimensional structural periodicity in magnetic composites*. Crystal Research and Technology, 41(6):547–552, 2006.
- [26] KRUGLYAK, V V, S O DEMOKRITOV D GRUNDLER: *Magnonics*. Journal of Physics D: Applied Physics, 43(26):264001, 2010.
- [27] LANDAU, L. E. LIFSHITS: *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Zeitsch. der Sow., 8:153–169, 1935.
- [28] LENK, BENJAMIN: *Beobachtung von Damon-Eshbach-Moden mittels Femtosekunden-spektroskopie*. Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 2008.
- [29] LENK, BENJAMIN, GERRIT EILERS, JAROSLAV HAMRLE MARKUS MÜNZENBERG: *Spin-wave population in nickel after femtosecond laser pulse excitation*. Phys. Rev. B, 82(13):134443, Oct 2010.
- [30] NEUSSER, SEBASTIAN, BERNHARD BOTTERS DIRK GRUNDLER: *Localization, confinement, and field-controlled propagation of spin waves in Ni₈₀Fe₂₀ antidot lattices*. Phys. Rev. B, 78(5):054406, Aug 2008.
- [31] PECHAN, MICHAEL J., CHENGTAO YU, R. L. COMPTON, J. P. PARK P. A. CROWELL: *Direct measurement of spatially localized ferromagnetic-resonance modes in an antidot lattice (invited)*. 97(10):10J903, 2005.
- [32] PRIETO, P., K. R. PIROTA, M. VAZQUEZ J. M. SANZ: *Fabrication and magnetic characterization of permalloy antidot arrays*. physica status solidi (a), 205(2):363–367, 2008.
- [33] STANCIL, D.D.: *Theory of Magnetostatic Waves*. Springer Verlag, New York, 1993.
- [34] TACCHI, S., M. MADAMI, G. GUBBIOTTI, G. CARLOTTI, A.O. ADEYEYE, S. NEUSSER, B. BOTTERS D. GRUNDLER: *Magnetic Normal Modes in Squared Antidot Array With Circular Holes: A Combined Brillouin Light Scattering and Broadband Ferromagnetic Resonance Study*. Magnetism, IEEE Transactions on, 46(2):172–178, feb. 2010.
- [35] TSE, D. H. Y., S. J. STEINMULLER, T. TRYPINIOTIS, D. ANDERSON, G. A. C. JONES, J. A. C. BLAND C. H. W. BARNES: *Static and dynamic magnetic properties of Ni₈₀Fe₂₀ square antidot arrays*. Phys. Rev. B, 79(5):054426, Feb 2009.
- [36] ULRICHS, HENNING: *Magnonische Metamaterialien aus CoFeB*. Diplomarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 2010.

-
- [37] ULRICHS, HENNING, BENJAMIN LENK MARKUS MÜNZENBERG: *Magnonic spin-wave modes in CoFeB antidot lattices*. Applied Physics Letters, 97(9):092506, 2010.
- [38] VASSEUR, J. O., L. DOBRZYNSKI, B. DJAFARI-ROUHANI H. PUSZKARSKI: *Magnon band structure of periodic composites*. Phys. Rev. B, 54(2):1043–1049, Jul 1996.
- [39] WANG, DEXIN, CATHY NORDMAN, ZHENGHONG QIAN, JAMES M. DAUGHTON JOHN MYERS: *Magnetostriction effect of amorphous CoFeB thin films and application in spin-dependent tunnel junctions*. 97(10):10C906, 2005.
- [40] YU, CHENGTAO, MICHAEL J. PECHAN GARY J. MANKEY: *Dipolar induced, spatially localized resonance in magnetic antidot arrays*. 83(19):3948–3950, 2003.
- [41] YU, MINGHUI, LESZEK MALKINSKI, LEONARD SPINU, WEILIE ZHOU SCOTT WHITTENBURG: *Size dependence of static and dynamic magnetic properties in nanoscale square Permalloy antidot arrays*. 101(9):09F501, 2007.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir die Anfertigung dieser Arbeit ermöglicht haben:

Prof. Dr. Markus Münzenberg für die Ermöglichung der Arbeit im Arbeitskreis und die gegebenen Anregungen im Laufe der Bearbeitung der Thematik.

Prof. Dr. Christian Jooß für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Benjamin Lenk für die Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen, sein Engagement und seine Unterstützung in fachlichen Fragen, die stets mit Ruhe und Geduld angenommen wurden, was mir die Bearbeitung in vielerlei Hinsicht erleichtert hat.

Der gesamten Arbeitsgruppe für die angenehme und hilfsbereite Arbeitsatmosphäre.

Familie und Freunden in und außerhalb von Göttingen, die bei fachlichen Problemen, aber auch abseits des Studiums eine Stütze waren.

Erklärung

Erklärung nach §13 Abs.8 der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nicht-bestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 07. September 2011

(Jelena Panke)