



Spinwellen in hexagonal strukturierten Metamaterialien

Diplomarbeit

vorgelegt von

Fabian Garbs

aus Hildesheim

angefertigt im

I. Physikalischen Institut (Festkörper- und Tieftemperaturphysik)

der Georg-August-Universität zu Göttingen

2011

Referent: Prof. Dr. Markus Münzenberg
Korreferent: Prof. Dr. Christian Jooß
Abgabedatum: 08.04.2011

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen und mikromagnetische Simulationen	3
2.1. Magnetische Anregungen im unstrukturierten Film	3
2.2. Experimentelle Grundlagen zu strukturierten Filmen	7
2.3. Simulationen	9
2.3.1. Grundlagen zur Simulation	9
2.3.2. Durchführung und Auswertung der Simulationen	12
2.3.3. Ergebnisse der Simulationen	13
3. Experimentelle Untersuchung	19
3.1. Präparation der Proben	19
3.2. Aufbau des Experiments zur Messung der Magnetisierung	20
3.3. Auswertungsschema	23
3.4. Charakterisierung der Proben	26
3.5. Spinwellenmoden in Nickel	29
3.5.1. Einfluss des Vorzeichens von H_{ext}	29
3.5.2. Das hexagonale Gitter in Abhängigkeit vom Rotationswinkel	32
3.5.3. Das Honigwabengitter in Abhängigkeit vom Rotationswinkel	34
3.6. Spinwellenmoden in CoFeB	37
3.6.1. Lokalisierte Moden in CoFeB	37
3.6.2. Blochmoden im quadratischen Gitter	41
3.6.3. Blochmoden im hexagonalen Gitter	43
3.6.4. Blochmoden im Honigwaben-Gitter	49
4. Diskussion	53
4.1. Variation der Sättigungsmagnetisierung und der Anisotropiekonstante durch die Strukturierung	53

4.2. Variation der Feldsymmetrie	55
4.2.1. Ursprung der lokalisierten Moden	56
4.2.2. Auswirkung entgegengesetzter Feldrichtungen	57
4.2.3. Abhängigkeit vom Rotationswinkel	59
4.3. Delokalisierte Moden	61
4.3.1. Vergleich der Symmetrien	61
5. Zusammenfassung und Ausblick	67
Literaturverzeichnis	69
A. Anhang	75
A.1. Ergänzende Simulationen	75
A.2. Reflektivität	77

Abbildungsverzeichnis

2.1. Orientierung und Geometrie des Films	5
2.2. Strukturelle Parameter	8
2.3. Probenausrichtung	10
2.4. Hilfsprogramme NETGEN und Mayavi2	12
2.5. Ergebnis der simulierten Elementarzelle	14
2.6. Beispielsimulation einer Einheitszelle des hexagonalen Gitters	15
2.7. Anordnung der Elementarzellen für zwei Feldrichtungen	16
2.8. Simulation: Einfluss der Feldrichtung	17
2.9. Simulation: Einfluss der Feldamplitude	17
2.10. Simulation: Einfluss der Lochgröße	18
3.1. REM-Aufnahmen der CoFeB-Probe	20
3.2. Skizze des Experiments	21
3.3. Auswertungsschritte der TRMOKE-Messung	24
3.4. Hysteresekurven	27
3.5. TRMOKE-Messung für entgegengesetzte Feldrichtungen	30
3.6. TRMOKE-Spektren für entgegengesetzte Feldrichtungen	31
3.7. TRMOKE-Spektren für das hexagonale Gitter	33
3.8. TRMOKE-Spektren für das Honigwabengitter	35
3.9. Frequenzspektrum des unstrukturierten CoFeB-Films	38
3.10. Spektren der hexagonalen Struktur (lok. Moden)	39
3.11. Spektren der quadratischen Struktur	42
3.12. Spektren der hexagonalen Struktur	44
3.13. Frequenzspektrum mit erhöhter ρ -Auflösung	47
3.14. Spektren der Honigwabengitter-Struktur	50
4.1. Polarauftragung der lokalisierten Moden im hexagonalen Gitter	58
4.2. Inhomogene Feldverteilung im Honigwabengitter	60
4.3. Magnonen im Vergleich der Symmetrien	62
4.4. Parameter und Symmetrien des hexagonalen und des Honigwabengitters	64
4.5. Übersicht der angepassten Wellenlängen	66
A.1. Vergleich der Einheitszellengröße	77
A.2. TRMOKE-Daten auf einer hexagonalen Struktur im Nickelfilm	78

Abbildungsverzeichnis

A.3. Frequenzabhängige Wellenlänge von Phononen in Nickel und Silizium	79
A.4. Reflektivität des hexagonalen Gitters in Nickel	79
A.5. Reflektivität des Honigwaben-Gitters in Nickel	80
A.6. Reflektivität des hexagonalen Gitters in CoFeB	80

Kapitel 1.

Einleitung

Die Untersuchung von Spinwellen in dünnen Filmen magnetischer Materialien wurde seit über 50 Jahren angetrieben durch die ständige Motivation, logische Schaltkreise kleiner und effizienter herzustellen. Im Zeitalter des Computers und des stetig wachsenden Bedarfs an Rechenleistung kommt die aktuelle Siliziumtechnologie, bei der Elektronen für den Austausch von Informationen benötigt werden, an ihre Grenzen. Das größte Problem ist der zunehmende Leckstrom bei Verringerung der Ausmaße elektrischer Bauteile. Dieser entsteht, wenn die Leiterbahnen kleiner als die freie Weglänge der Elektronen werden. Des Weiteren bildet sich durch den endlichen Widerstand der Elektronen im Leiter eine nicht unerhebliche Menge an Wärme, so dass das Betreiben eines Computers nicht sehr energieeffizient ist. Eine Möglichkeit zur Lösung bzw. Verminderung dieses Problems ist, das Material der Leiterbahnen und Bauteile zu variieren, so dass der elektrische Widerstand sinkt und die Elektronen sich auch in Bahnen mit kleinem Querschnitt nahezu ungestört bewegen können. Ein anderer Ansatz ist, die Elektronen als Informationsträger abzulösen und deren Aufgabe von etwas anderem übernehmen zu lassen. Eine Idee ist Spinwellen (Magnonen) dafür zu nutzen. Jedoch haben diese im Vergleich zu Elektronen oder gar Photonen eine geringere Gruppengeschwindigkeit ($v \approx 0,01 c$) und weisen eine relativ große Dämpfung auf, sodass die Magnonen mittlere Weglängen im Bereich von nur einigen Mikrometern haben [KBW10]. Durch die andauernd starke Verkleinerung der Schaltkreise sind diese Nachteile aber zunehmend vernachlässigbar, weshalb das Ziel, Informationen mit Magnonen zu übertragen, immer näher kommt. Bevor Spinwellen tatsächlich Elektronen im IT-Bereich ablösen können, ist es noch ein weiter Weg. Zwar wurde bereits in den 1950er Jahren gezeigt, wie sich Spinwellen in dünnen ferromagnetischen Schichten ausbreiten [KH50, HK51, RW59], aber erst seit 1976 wurden die ersten Spinwellen in periodisch strukturierten Schichten untersucht [SAC76]. Nachdem 1996 eine theoretische Grundlage für die Forschung an strukturierten magnetischen Materialien (magnonischen Kristallen) von Vasseur et al.

geliefert wurde [VDDP96], welche in ihrer Arbeit die Möglichkeit einer magnonischen Bandlücke theoretisch beschrieben, folgten viele Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet (siehe Abschnitt 2.2).

In der vorliegenden Arbeit liegt der Schwerpunkt auf den Spinwellen in hexagonal strukturierten Schichten. Dazu wird zunächst die Theorie zu Spinwellen in einfachen magnetischen Filmen beschrieben, Simulationen der internen Feldverteilung vorgestellt und erste Experimente in magnonischen Systemen aufgeführt. Im Anschluss daran werden die Messungen an quadratischen, honigwabenförmigen und insbesondere an hexagonalen Strukturen in zwei verschiedenen Materialien analysiert und diskutiert. Es wird gezeigt, inwiefern die auftretenden Spinwellenmoden von den verschiedenen Versuchsparametern – insbesondere der Rotation um die Oberflächennormale – abhängen und welche Schlüsse daraus gezogen werden können.

Kapitel 2.

Theoretische Grundlagen und mikromagnetische Simulationen

Spinwellen in periodisch strukturierten Filmen sind seit Ende des 20. Jahrhunderts Gegenstand der Forschung. Dagegen wurden sie in ungestörten Filmen bereits seit den 1950er Jahren untersucht und theoretisch beschrieben (siehe [HK51]). Zur Erklärung der auftretenden Spinwellen folgt eine Zusammenfassung der Theorie für den unstrukturierten (kontinuierlichen) Film, während die Einflüsse der Störstellen resultierend aus der Strukturierung durch Simulationen aus den letzten Jahren der Forschung dargestellt werden. Die zunächst folgende Theorie zum ungestörten Film wurde bereits in den vorherigen Arbeiten dieser Arbeitsgruppe ausführlich diskutiert und erläutert,¹ daher wird für diesen Abschnitt auf eine detaillierte Behandlung verzichtet.

2.1. Magnetische Anregungen im unstrukturierten Film

Für die Beschreibung von Spinwellen müssen die Einflüsse verschiedener Energiebeiträge berücksichtigt werden, welche die Bewegungen der Spins bestimmen. Diese Beiträge lassen sich in einem effektiven Feld \mathbf{H}_{eff} zusammenfassen. Die Magnetisierung \mathbf{M} in einem ferromagnetischen Material richtet sich nach dem effektiven Feld aus, um die Gesamtenergie des Systems zu minimieren. Um Spinwellen beobachten zu können, müssen die Spins zunächst angeregt werden, um sie aus ihrer Gleichgewichtslage auszulenken ($\mathbf{M} \nparallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$). Bis die Spins sich parallel zum effektiven Feld ausgerichtet haben, erfahren sie ein Drehmoment, welches sie um

¹ zum Vergleich siehe [Djo06] [Wal07] [Mül07] [Len08] [Ulr10] [Man10]

\mathbf{H}_{eff} präzedieren lässt. Diese Bewegung wird durch die Landau-Lifshitz-Gleichung

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.1)$$

beschrieben. Das effektive Feld setzt sich dabei zusammen aus dem externen Feld \mathbf{H}_{ext} , dem Austauschfeld \mathbf{H}_{ex} , dem Anisotropiefeld \mathbf{H}_{ani} und dem Entmagnetisierungsfeld \mathbf{H}_{ent} :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \underbrace{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2} \nabla^2 \mathbf{M}}_{\mathbf{H}_{\text{ex}}} + \mathbf{H}_{\text{ani}} \underbrace{-\tilde{T}\mathbf{M}}_{\mathbf{H}_{\text{ent}}}.$$

Hierbei ist M_S die Sättigungsmagnetisierung des Materials, A die Austauschkonstante als Maß für die Austauschwechselwirkung in einem Material und \tilde{T} der Entmagnetisierungstensor.

Zur Berücksichtigung der endlichen Lebensdauer von Spinwellen wird der Landau-Lifshitz-Gleichung ein Term hinzugefügt, welcher die nach Gilbert benannte dimensionslose Dämpfungskonstante α enthält. Dieser Term beschreibt die Dämpfung der Spinpräzession (vgl. Abb. 2.1 links). Aus Gleichung 2.1 wird so die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (vgl. [Gil04]):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (2.2)$$

mit $\gamma = g\mu_B \hbar^{-1}$ und dem gyromagnetischen Verhältnis g . Diese Gleichung ist die bestimmende Bewegungsgleichung für die möglichen Spinwellen in ferromagnetischen Filmen. Die Lösungen dieser Gleichung sind die Spinwellenmoden, deren unterschiedliche Erscheinungsformen im Folgenden aufgeführt werden.

Die einfachste Form der kollektiven Spinbewegung ist die uniforme Präzession aller Spins, bei der alle Spins in Phase präzedieren. Die nach Kittel benannte Dispersionsrelation dieser Spinwellenmode, welche die Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit der äußeren Parameter (wie z.B. \mathbf{H}_{ext}) wiedergibt, kann aus Gl. 2.2 hergeleitet werden (vgl. [Djo06]):

$$\omega_{\text{Kittel}}^2 = \omega_H \cdot \left(\omega_H + \omega_M - \gamma \frac{2K_z}{M_S} \right). \quad (2.3)$$

In dieser Schreibweise werden die Abkürzungen $\omega_M = \gamma\mu_0 M_S$ und $\omega_H = \gamma\mu_0 H_{\text{ext}}$ benutzt. Der Faktor K_z beschreibt die effektive Anisotropie des Films entlang der z-Achse, senkrecht zur Filmebene (vgl. Abb. 2.1). Mögliche Anisotropien paral-

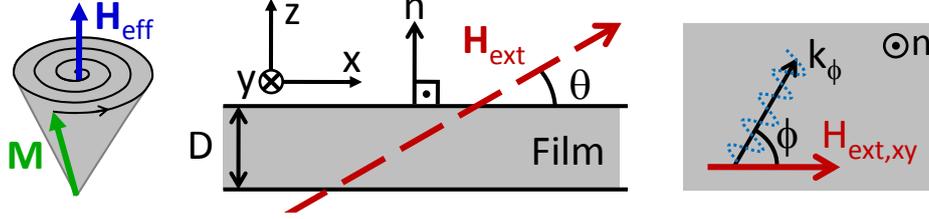


Abbildung 2.1.: Orientierung und Geometrie des Films. Links: Skizze der gedämpften Präzession der Magnetisierung \mathbf{M} um das effektive Feld. In der Mitte ist der Film im Querschnitt gezeigt. Das äußere Feld liegt in der x - z -Ebene. Zur Veranschaulichung sind der Winkel θ zwischen externem Feld und Oberfläche und die Dicke des Films D eingezeichnet. Rechts: Skizze der Ausbreitungsrichtungen einer Spinwelle in einem ferromagnetischen Film in der x - y -Ebene. ϕ ist der Winkel zur Projektion des äußeren Feldes auf die x - y -Ebene.

l parallel zur Filmoberfläche wurden in der Herleitung vernachlässigt, da in den hier untersuchten Proben keine signifikante kristalline Anisotropie vorhanden ist und die Formanisotropie aufgrund der geringen Schichtdicke im Vergleich zur lateralen Ausdehnung hauptsächlich auf die z -Achse beschränkt ist [Djo06].

Eine allgemeine Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung konnten Kalinikos und Slavin 1986 liefern [KS86]. Durch Fokussierung auf den dynamischen Anteil von \mathbf{M} und \mathbf{H}_{eff} konnte die Gleichung zunächst linearisiert und anschließend mithilfe der Maxwell-Gleichungen und unter Berücksichtigung der Randbedingungen folgende Lösung angegeben werden:

$$\omega_n^2 = (\omega_H + \beta\omega_M k_n^2) \left(\omega_H + \beta\omega_M k_n^2 - \gamma \frac{2K_z}{M_S} + \omega_M F_n \right) \quad (2.4)$$

$$\text{mit } F_n \approx p_n + \left[1 - p_n(1 + \cos^2 \phi) + \sin^2 \phi \frac{\omega_M p_n (1 - p_n)}{\omega_H + \beta\omega_M k_n^2} \right]$$

$$\text{und } p_n = \frac{k^2}{k_n^2} - \frac{k^3}{D k_n^4} \left[1 - (-1)^n e^{-kD} \right].$$

Hier gilt: $\beta = 2A(M_S^2 \mu_0)^{-1}$ und $k_n^2 = k^2 + (n\pi D^{-1})^2$. Des Weiteren ist D die Dicke des Films und ϕ der Winkel zwischen Wellenvektor \mathbf{k} und $\mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ (vgl. Abb. 2.1 rechts). Mit dieser Lösung lassen sich alle Spinwellenmoden beschreiben, doch aufgrund der Komplexität dieser Formel werden für bestimmte Spinwellen vereinfachte Annahmen gemacht, so dass deren Lösungen simplere Formen annehmen.

So beschreibt Gleichung 2.4 für $n \geq 1$ senkrecht stehende Spinwellen (PSSW; engl.: perpendicular standing spin waves), die ihrem Namen nach senkrecht zur

Filmebene zwischen den Grenzflächen des Films stehende Wellen bilden. Da hierbei die Ausbreitung der Spinwellen keinen Anteil entlang der Oberfläche hat, gilt für diese Mode $k(\text{PSSW}) = k_{\perp}(\text{PSSW}) = n\pi D^{-1}$. Die Dispersion der Frequenz für diese Mode lautet

$$\omega_{\text{PSSW}}^2 = \left(\omega_H + \gamma \frac{2A}{M_S} \left(\frac{n\pi}{D} \right)^2 \right) \left(\omega_H + \omega_M + \gamma \frac{2A}{M_S} \left(\frac{n\pi}{D} \right)^2 - \gamma \frac{2K_z}{M_S} \right). \quad (2.5)$$

Die Formel verdeutlicht die Abhängigkeit der Frequenz vom Parameter A . Die Energie dieser Spinwelle wird also von der Austauschwechselwirkung bestimmt.

Für Spinwellen der niedrigsten Ordnung $n = 0$ (deren Ausbreitungsrichtungen keinen Anteil in z -Richtung haben) ergeben sich abhängig von \mathbf{k} weitere Moden als Spezialfälle der Lösung von Gl. 2.2. Da die Wellenlänge der parallel zum Film verlaufenden Magnonen keinen weiteren Randbedingungen unterliegt, können sich Spinwellen mit größeren Wellenlängen $\lambda = 2\pi k^{-1} \gg D$ ausbreiten. Dies wiederum lässt die Vernachlässigung des Austauschterms zu, da dessen Wechselwirkung auf kleine Abstände $l_A = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S H_{\text{eff}}}}$ im Bereich von einigen 10 nm begrenzt ist [WMMS99]. Die parallel zur Filmebene verlaufenden langwelligeren Moden beruhen daher auf Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Die Berechnung dieser Moden in der Dipolnäherung wurde von Damon und Eshbach durchgeführt, welche an den Filmgrenzflächen lokalisierte Moden (sogenannte Oberflächenmoden) ergaben [DE61]:

$$\omega_{DE}^2 = \omega_H \cdot (\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kD}]. \quad (2.6)$$

Diese sich senkrecht zum angelegten Feld ausbreitende Mode ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ bzw. $\phi = 90^\circ$) wird als Damon-Eshbach-Mode (DE-Mode) bezeichnet.

Für den Fall der Wellenausbreitung entlang des externen Feldes ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ oder $\phi = 0^\circ$) liefert die Lösung der Gl. 2.2 Spinwellen mit negativen Phasengeschwindigkeiten, welche deshalb Backward-Volume-Mode (BV-Mode) genannt werden:

$$\omega_{BV}^2 = \omega_H \cdot \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{kD} [1 - e^{-kD}] \right). \quad (2.7)$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten Spinwellen, die mitunter Ausbreitungsrichtungen abweichend von $\phi = 0^\circ$ und 90° aufweisen, wurden alle parallel zur Filmoberfläche verlaufenden Magnonen mit der Formel aus Gl. 2.4 unter Berücksichtigung der Bedingung $n = 0$ angepasst.

Für die Unterscheidung der Spezialfälle dieser Moden werden die Indizes DE für $\phi = 90^\circ$, BV für $\phi = 0^\circ$ und ϕ für davon abweichende Ausbreitungsrichtungen

benutzt (z.B. bezeichnet k_{60° den Wellenvektor einer Spinwelle deren Ausbreitungsrichtung im 60° -Winkel zur externen Feldrichtung verläuft).²

2.2. Experimentelle Grundlagen zu strukturierten Filmen

Untersuchungen an Strukturen in magnetischen Filmen wurden im Jahr 1997 von Mathieu et al. durchgeführt, welche den Einfluss der Symmetrie auf die Magnetisierung für variierte Rotationwinkel um die Oberflächennormale analysierten [MHB⁺97]. In einem dichten gepackten quadratischen Gitter von magnetischen Punkten³ (Lochdurchmesser $d = 1\ \mu\text{m}$, Periodizität $a = 1,1\ \mu\text{m}$, vgl. Abb. 2.2) wurde entsprechend der Struktursymmetrie eine vierfältige Anisotropie der Magnetisierung gemessen. Das heißt, dass für externe Felder entlang der Verbindungsrichtung nächster Nachbarpunkte eine harte und entsprechend für den um 45° gedrehten Versuchsaufbau eine leichte Magnetisierungsrichtung gemessen wurde. Ursprung dieses Effektes sind die anisotropen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen zwischen nichtgesättigten Bereichen der magnetischen Punkte. Je nach Ausrichtung der Struktur im äußeren Feld bilden diese Bereiche unterschiedliche Konfigurationen, die sich gegenseitig beeinflussen. Dies hat Auswirkungen auf die Ausdehnung dieser Bereiche, sodass schließlich der effektive Anteil des vollkommen gesättigten Materials variiert.

Weitere Forschungen zeigten später, dass die Magnetisierungskonfiguration in hexagonalen und Honigwabengittern bei Rotationen um die Filmnormale entsprechend der Struktur eine sechsfältige Anisotropie aufweist [WAS06].

Im Jahr 1999 wurden quantisierte Spinwellen in ähnlichen Strukturen wie oben (runde Löcher, quadratisch angeordnet) von Jorzick et al. nachgewiesen [JDH⁺99]. Im Vergleich zum ungestörten Film, in dem die Dispersion der Frequenzen kontinuierlich verläuft, zeigten sich hier diskretisierte Spinwellenfrequenzen mit Abständen von $\Delta\nu \geq 1\ \text{GHz}$ bei Ungenauigkeiten von weniger als $0,5\ \text{GHz}$. Außerdem analysierten die Autoren den Einfluss des Punktabstandes und zeigten, dass sich die Frequenzen der niedrigsten Spinwellen für eine kleinere Separation der Punkte erhöhen. Als Ursache für diese lokalisierten Moden gelten die Inhomogenitäten des internen Feldes [JDH⁺02].

² Da die Gleichung 2.4 symmetrisch um $\phi = 90^\circ$ ist, entsprechen die Lösungen für $\phi \in [0^\circ, 90^\circ)$ ebenfalls denen von $\phi' = 180^\circ - \phi$. Auf Grund der Lesbarkeit wird die Notation in dieser Arbeit auf $\phi \leq 90^\circ$ beschränkt.

³ Auf Grund der kleinen Ausmaße der zylinderförmigen Elemente bzw. Aussparungen hat sich die Verwendung von Punkt bzw. Loch im Sprachgebrauch gefestigt.

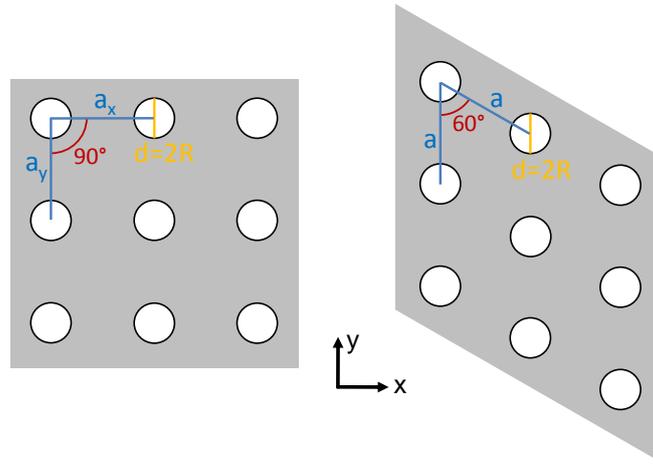


Abbildung 2.2.: Strukturelle Parameter: Die Skizze zeigt Ausschnitte der quadratischen (links) und hexagonalen Struktur (rechts) mit Veranschaulichung der strukturellen Parameter: Gitterkonstante a und Lochdurchmesser d .

Pechan et al. vermaßen 2005 zum ersten Mal die lokalisierten Moden ortsaufgelöst in einem Lochgitter. Es zeigte sich, dass die intensivsten Moden mittig zwischen den Löchern ($d = 1,5 \mu\text{m}$, $a_x = 3 \mu\text{m}$, $a_y = 5 \mu\text{m}$) und weitere Moden mit niedrigeren Frequenzen direkt an den Lochgrenzen auftraten [PYC⁺05].

Weitere Untersuchungen der Inhomogenitätsbereiche an den Lochrändern in zweidimensionalen magnonischen Kristallen bestätigten, dass diese Bereiche je nach Richtung des äußeren Feldes unterschiedliche Ausmaße annehmen und teilweise mit Nachbarbereichen überlappen [MYL⁺07].

Viele Experimente und Simulationen sowohl zu lokalisierten als auch zu ausgedehnten Spinwellen in Lochgittern führten in den letzten Jahren die Gruppen um D. Grundler und G. Gubiotti durch (vgl. [NBB⁺08, TMG⁺10]). In Messungen der Spinwellenspektren und zugehörigen Simulationen für Lochgitter in quadratischer Anordnung ($a \approx 0,5 \mu\text{m}$, $d \approx 0,25 \mu\text{m}$) auf $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ wurden Moden gefunden, die teilweise zwischen den Löchern lokalisiert, aber auch entlang ungestörter Bereiche ausgedehnt sind. In beiden Fällen variierten die Moden mit Drehung des äußeren Feldes in so fern, dass die auftretenden Moden durch die Parameter der Struktur definiert werden.

Unmittelbar wegbereitend für die vorliegende Arbeit sind die Ergebnisse von H. Ulrichs et al. So wurden auf Strukturen in CoFeB mit jeweils quadratisch angeordneten Löchern aber unterschiedlichen Gitterparametern sowohl Moden mit

lokalisiertem als auch mit propagierendem Charakter nachgewiesen. Lokalisierte Moden traten für Strukturen mit hohem Füllfaktor f auf, wenn der Anteil der Löcher pro Flächeneinheit größer war, und für stärker separierte Löcher zeigten die propagierenden Moden die größten Intensitäten. Es wurde zudem nachgewiesen, dass sich die Ausbreitungsrichtung der propagierenden Spinwellen durch die Ausrichtung der Struktur vorgeben lässt [ULM10, Ulr10]. Die Messungen für Feldrichtungen entlang nächster Nachbarlöcher und für die um 45° gedrehte Anordnung lieferten jeweils Wellenvektoren parallel zur Richtung nächster Nachbarn mit Beträgen, deren Größen durch den Gitterparameter definiert sind ($|\vec{k}| = \pi a^{-1}$).

Da die auftretenden Moden durch die Inhomogenitäten des internen Feldes bestimmt werden, kann deren genauere Betrachtung zum Verständnis der beobachteten Spinwellen beitragen. Der folgende Abschnitt widmet sich daher der numerischen Berechnung des internen Feldes in strukturierten ferromagnetischen Schichten.

2.3. Simulationen

Da im Folgenden strukturierte Filme unter Berücksichtigung der Rotation um die Oberflächennormale untersucht werden, wird zunächst die Ausrichtung der Struktur definiert. Hierbei wird nur die x-y-Ebene betrachtet, in der sich die Probe zu jeder Zeit der Simulation und des Experiments befindet. $\mathbf{H}_{\text{ext},xy}$ ist die Projektion des externen Feldes auf die Probenebene, während \vec{s} die Ausrichtung der Struktur in der x-y-Ebene und damit die Rotation der Probe um die Oberflächennormale bestimmt. Die Richtung von \vec{s} ist senkrecht zur Verbindungslinie nächster Nachbarlöcher und ρ gibt den Winkel zwischen \vec{s} und $\mathbf{H}_{\text{ext},xy}$ an (siehe Abb. 2.3).

2.3.1. Grundlagen zur Simulation

Um experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen zu vereinen, ist es hilfreich, Gesetzmäßigkeiten aus der Theorie für Beispielsysteme mit bestimmten Eigenschaften und Parametern zu berechnen. Für Simulationen der Magnetisierungsdynamik in ferromagnetischen Schichten muss dazu die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (Gl. 2.2) gelöst werden. Diese Differentialgleichung, welche das Relaxationsverhalten von Spins nach der Entmagnetisierung beschreibt, kann numerisch gelöst werden, so dass Variablen wie die Magnetisierung oder das interne Feld zu jeder Zeit und an jedem Ort in der Probe berechnet werden können. Dies

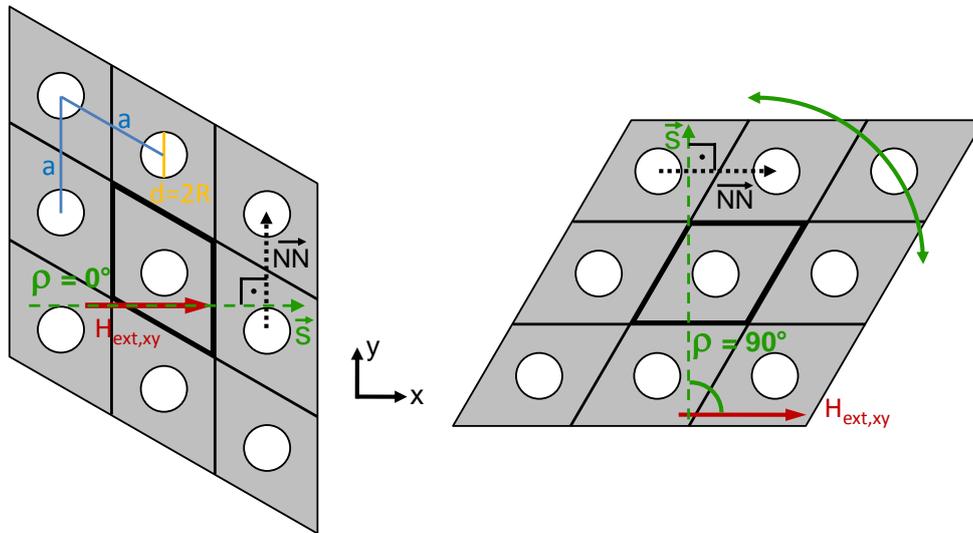


Abbildung 2.3.: Probenausrichtung: Hier sind Ausrichtung der hexagonalen Struktur (\vec{s}), die externe Feldrichtung ($\mathbf{H}_{\text{ext},xy}$) sowie der Winkel ρ zwischen diesen veranschaulicht. Außerdem deutet das Gitter (schwarze Linien) die Aufteilung des hexagonalen Gitters in seine Einheitszellen an.

funktioniert bei allen Simulationsprogrammen für mikromagnetische Simulationen ähnlich. Die Probe wird in hinreichend kleine Segmente mit je einem repräsentativen Magnetisierungsvektor aufgeteilt, für die dann in jedem Simulationszeitschritt die Wechselwirkung mit seinen Nachbarn berechnet wird. Ein weit verbreitetes Programm für mikromagnetische Simulationen ist *OOMMF*⁴, welches mit der sogenannten Finite-Längen-Methode arbeitet, bei der die Probe in Quader gleicher Größe aufgeteilt wird. Für die Berechnung an Rundungen, wie z.B. Löchern, ist die finite-Elemente-Methode geeigneter, da hier die Probe in unterschiedlich große Tetraeder aufgeteilt wird, womit runde Abschnitte besser angenähert werden können (vgl. [FBF⁺09]). Daher werden die Simulationen dieser Arbeit mit dem Programm *NMAG*⁵ durchgeführt. Zur Vereinfachung der Berechnung wird die Periodizität der Struktur ausgenutzt, sodass nur eine Elementarzelle des Gitters mit periodischen Randbedingungen berechnet werden muss. Durch wiederholtes Aneinanderlegen der Einheitszellen lässt sich somit ein beliebig großes Gitter simulieren (vgl. Abb. 2.3). Dieses Verfahren liefert allerdings nur symmetrische Felder, deren maximale Periodizität durch die Abmessungen der Einheitszelle begrenzt ist. Dies reicht jedoch für den Zweck der stationären internen Feldverteilung aus, da ein unendlich ausgedehntes Gitter die Probenstruktur gut annähert. Um Austauschwirkungen an

⁴ Homepage: math.nist.gov/oommf

⁵ Homepage: nmag.soton.ac.uk/nmag (Version: 0.1)

den Rändern vorzubeugen, werden benachbarte Einheitszellen mit Abständen von 1 nm separiert.

Für möglichst realitätsnahe Ergebnisse müssen die Elemente der Einheitszelle so klein wie möglich gewählt werden; im Idealfall sollten sie Größen im Bereich von 10^{-10} m annehmen. Da mit abnehmender Elementgröße jedoch die Anzahl an zu simulierenden Segmenten steigt, wächst auch die Anforderung an den Computer und es steigt die benötigte Simulationszeit. Mit aktuellen Desktop-Computern⁶ lassen sich bis zu 100.000 Segmente in einem vertretbaren Zeitrahmen von mehreren Tagen simulieren. Da die Periodizität der untersuchten Strukturen im Bereich von einigen Mikrometern liegt, bedeutet dies, dass eine Aufteilung der Einheitszelle in ca. 100.000 Elemente, Segmente von mindestens 30 nm Größe liefert. Für eine Simulation mit Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung, deren Reichweite im Bereich von 3 nm liegt, werden Segmentgrößen von maximal dieser Größenordnung benötigt. Daher können die austauschdominierten Wechselwirkungen mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht erfolgreich simuliert werden. Für das hier zu berechnende stationäre interne Feld kann die Austauschwechselwirkung vernachlässigt werden, da nur die Auswirkungen auf die dipolartigen Spinwellen untersucht werden. Da für diese Arbeit keine Berechnung der dynamischen Entwicklung der Magnetisierung im Speziellen benötigt wird, ist es ausreichend, Simulationen mit Segmenten in der Größenordnung von einigen zehn Nanometern durchzuführen. Um dennoch die Konsistenz der Berechnungen zu gewährleisten, werden gleiche Simulationen mit unterschiedlichen Segmentgrößen berechnet, so dass ein Konvergieren der Ergebnisse eine obere Grenze für die Größe der Segmente bestimmt. Für die Simulationen in dieser Arbeit liegt diese Grenze bei ca. 100 nm. Die hier aufgeführten Berechnungen wurden daher als Kompromiss zwischen Rechenzeit und Ortsauflösung der Magnetisierungsvektoren mit durchschnittlich 70 nm großen Segmenten durchgeführt. Des Weiteren wurde das Ausmaß der Einheitszelle insofern variiert, als dass Zellen mit nur einem Loch mit viermal größeren Zellen und entsprechend mehr Löchern verglichen werden konnten. Es zeigt sich, dass keine nennenswerten Änderungen auftauchen (vgl. Abb. A.1 im Anhang). Daher kann die Einheitszellengröße als Ursprung für die Periodizität der berechneten Felder ausgeschlossen werden. Es ist deshalb ausreichend eine periodische Struktur durch die Simulation der kleinstmöglichen Einheitszelle daraus zu beschreiben.

⁶ z.B. 4-Kerne-CPU (2,66 GHz) und 6 GB RAM

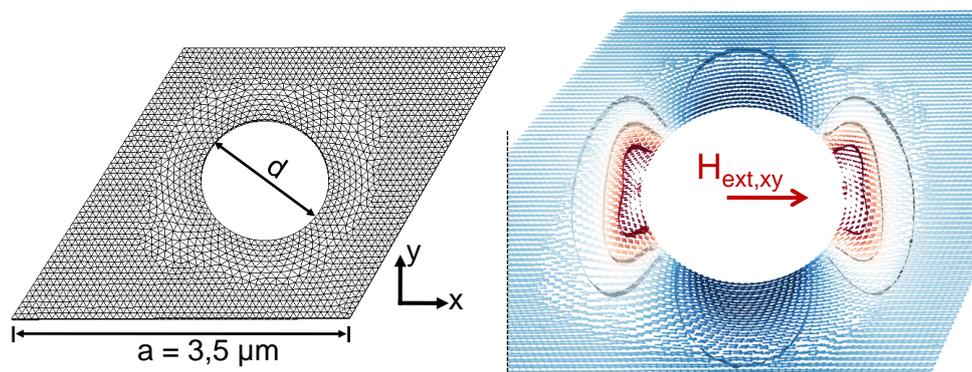


Abbildung 2.4.: Die Programme NETGEN und Mayavi erstellen das in Tetraeder eingeteilte Gitter (links) und visualisieren die Simulationsergebnisse, hier gezeigt am Beispiel des internen Feldes (rechts). Die horizontale Kantenlänge des Gitternetzes entspricht einer Länge von $3,5 \mu\text{m}$ und die Tetraeder haben eine durchschnittliche Größe von 70 nm . Der farbodierte Ausschnitt zeigt die Richtung und die Länge jedes simulierten Magnetisierungsvektors an. Die Farben entsprechen den Längen der Vektoren; kurze Vektoren sind rot und lange dunkelblau. Die durchgezogenen Bänder stellen die Flächen gleicher Magnetisierungsstärke dar und begrenzen somit Bereiche zwischen stärkerer und schwächerer Magnetisierung.

2.3.2. Durchführung und Auswertung der Simulationen

Für die Durchführung einer Simulation werden zunächst die Form und das Ausmaß der Probe definiert (das Programm NETGEN⁷ erstellt daraus ein Gitter, welches die Probe in Segmente von gewählter Größenordnung unterteilt; vgl. Abb. 2.4, links). Am Übergangsbereich, der Grenze zwischen Material und Loch, werden möglichst kleine Elemente gebildet, da das Loch Ursache für eine Störung des internen Feldes ist und somit in seiner Umgebung die Magnetisierung sehr inhomogen ist. In Bereichen homogener Feldverteilung sind dagegen größere Segmente ausreichend, da das interne Feld sich dort nur auf größeren Längenskalen ändert. In die Simulation gehen sowohl die Anordnung der Einheitszellen, als auch die Materialparameter ein, sowie Vorgaben für die Anfangsmagnetisierung und das externe Feld. Für eine kürzere Simulationszeit kann die Präzession der Spins unterdrückt werden, was im Fall einer stationären Berechnung keinen Einfluss auf das Ergebnis hat (weitere Details zur Vorgehensweise sind in Abschnitt A.1 im Anhang aufgeführt).

Die Simulation liefert alle Feldvektoren (Entmagnetisierungsfeld, externes Feld, gesamtes Feld, usw.) zu jedem Segment und zu jedem berechneten Simulationszeitschritt. Zur Visualisierung wird das Programm Mayavi⁸ benutzt, welches die

⁷ Homepage: www.hpfem.jku.at/netgen

⁸ Homepage: code.enthought.com/projects/mayavi

Möglichkeit bietet, die Feldverteilung zu den unterschiedlichen Zeitschritten dreidimensional zu betrachten (vgl. farbkodierte Vektordarstellung des internen Feldes in Abb. 2.4, rechts). Im Folgenden wird für den Zweck dieser Arbeit nur der letzte Zeitschritt betrachtet, bei dem sich das Gleichgewicht der Magnetisierung eingestellt hat.⁹

Für eine qualitative Auswertung wird das interne Feld in einem Schnitt durch die Zelle entlang definierter Richtungen betrachtet. Als Beispiel zeigt Abb. 2.5 die internen Feldamplituden einer Simulation und die Punkte, die zu einem Schnitt entlang übernächster Nachbarn durch die Elementarzelle gehören. Die so gewonnenen Datenreihen können mit einer beliebigen Software dargestellt und verglichen werden (vgl. Abb. 2.8 bis 2.10).

Um die Feldverteilung in den experimentell untersuchten Proben dieser Arbeit bei unterschiedlicher Ausrichtung der Struktur im Feld zu veranschaulichen, wurden die entsprechenden Simulationsparameter gewählt. Falls nicht anders erwähnt, wurden die Simulationen für ein hexagonales Gitter mit einer Periodizität $a = 3,5 \mu\text{m}$ und einem Lochdurchmesser $d = 1,36 \mu\text{m}$ in einer $D = 50 \text{ nm}$ dicken Nickelschicht durchgeführt. Das externe Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 90 \text{ mT}$ liegt in der x, z -Ebene, um $\theta = 30^\circ$ aus der Filmoberfläche gekippt (vgl. Abb. 2.1, mitte). Als Materialeigenschaften für Nickel wurde $A = 7,9 \cdot 10^{-12}$, $\mu_0 M_S = 659 \text{ mT}$ und $\alpha = 0.02$ gewählt [Len08, Djo06, IAI⁺06].

2.3.3. Ergebnisse der Simulationen

Da nicht nur einzelne Löcher sondern auch die Gesamtheit des Gitters einen Einfluss auf die Relaxationsmoden der Spins haben, wird insbesondere auf den Überlapp der einzelnen Inhomogenitätsbereiche geachtet, um zu überprüfen, welche Konstellationen oder Symmetrien sie bilden. In Abbildung 2.6 ist beispielhaft das Ergebnis einer Simulation im hexagonalen Gitter mit dem Strukturparameter $a = 3,5 \mu\text{m}$ und Lochdurchmesser $d = 1,36 \mu\text{m}$ für die Feldrichtung $\vec{N} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext},xy}$ aufgeführt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass im Bereich des Übergangs vom Loch zum Film die größten Abweichungen des internen Feldes vom angelegten Feld auftreten. In den Bereichen zum Rand der Einheitszelle hin zeigt sich ein Angleichen des internen Feldes an das äußere, was für den Fall einer unstrukturierten ferromagne-

⁹ Das Simulationsprogramm vergleicht dazu die Ergebnisse aufeinander folgender Zeitschritte. Das Ende der Simulation wird durch ein Konvergenzkriterium bestimmt, welches dann erfüllt ist, wenn die Änderung der Magnetisierung weniger als $1^\circ/\text{ns}$ beträgt.

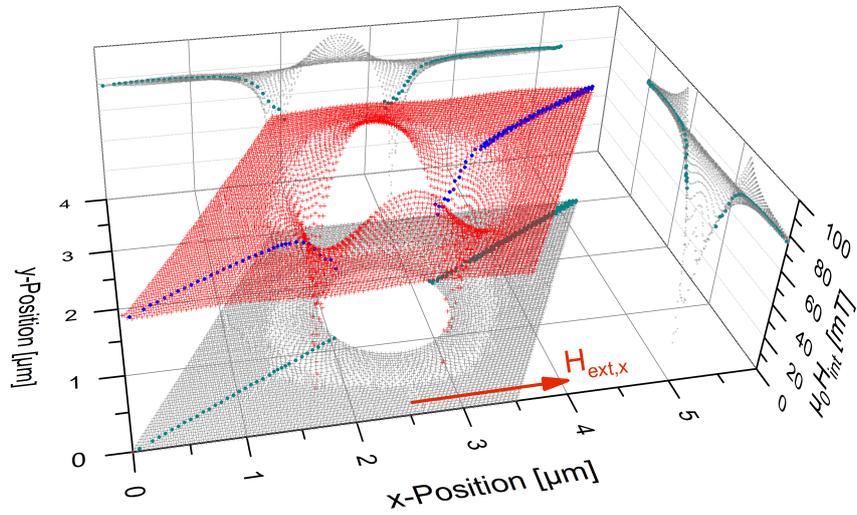


Abbildung 2.5.: Ergebnis der simulierten Elementarzelle. Das interne Feld (H_{int}) für jedes Segment der Einheitszelle ist hier nach Einstellen des Gleichgewichts ($\Delta\tau = 5 \text{ ns}$) dreidimensional aufgetragen (rote Kreuze). Simuliert wurde eine 50 nm Nickelschicht mit $a = 3,5 \mu\text{m}$, $d = 1,36 \mu\text{m}$ in einem externen Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 90 \text{ mT}$ entlang nächster Nachbarn ($\rho = 90^\circ$). Die blauen Punkte entsprechen den ausgelesenen Daten für einen Schnitt entlang übernächster Nachbarn. In grau sind jeweils die Projektionen auf die drei Raumebenen eingezeichnet.

tischen Schicht zu erwarten wäre. Zur Minimierung der Entmagnetisierungsenergie verlaufen die Magnetisierungsvektoren am Loch tangential zum Rand, sodass in der Umgebung des Lochs sowohl Bereiche erhöhter als auch erniedrigter Magnetisierungen auftreten (vgl. Abb. 2.4, rechts). Um die Ausmaße der Feldinhomogenitäten deutlicher aufzuzeigen, setzt die Farbskala in Abb. 2.6 bei $0,5 H_{\text{int}} H_{\text{ext}}^{-1}$ an. Zwar geht dabei die Information für die Verteilung der kleineren internen Feldwerte verloren, was für die hier vorliegende qualitative Betrachtung aber nicht notwendig ist. Stattdessen ist erkennbar, wie die Form der Feldverteilung um das Loch herum aussieht.

Zur weiteren Untersuchung der Bereiche ungleichmäßiger Feldverteilungen wird im Folgenden das interne Feld im hexagonalen Gitter für verschiedene Parameter berechnet und verglichen.

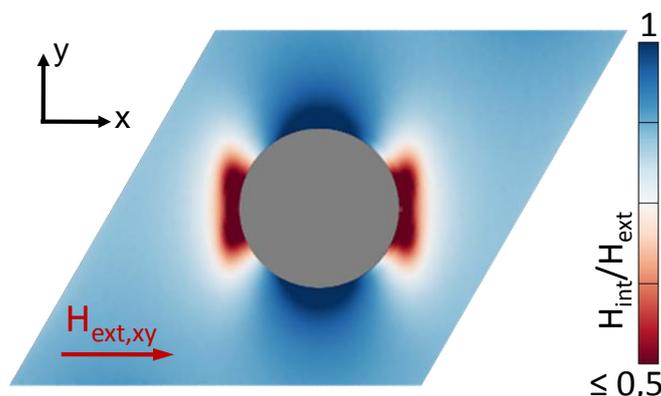


Abbildung 2.6.: Beispielsimulation des internen Feldes einer Einheitszelle des hexagonalen Gitters. Die Projektion des externen Feldes auf die Filmebene liegt parallel zur Richtung nächster Nachbarn.

Variation der Feldrichtung ρ

Das Resultat der Simulation ist beispielhaft für zwei verschiedene Feldrichtungen im Fall eines hexagonalen Lochgitters in Abbildung 2.7 aufgeführt. Auch hier zeigt sich, dass die Form der Inhomogenitätsbereiche um das Loch herum für beide Feldrichtungen sehr ähnlich ist. Um die Ausmaße dieser Bereiche qualitativ auswerten zu können, wurden Simulationen für variierte Feldrichtungen ($\rho = 0^\circ, 15^\circ, \dots, 90^\circ$) durchgeführt und die Werte entlang der Schnitte, wie in Abb. 2.7 angedeutet, verglichen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. 2.8 aufgeführt und zeigen, dass entlang nächster Nachbarn ($\rho = 90^\circ$) die Inhomogenitäten gleich weit in den Film hineinreichen wie in Richtung übernächster Nachbarn ($\rho = 60^\circ$), obwohl dort der Abstand mehr als doppelt so groß ist. Das bedeutet, dass die Bereiche geringerer Feldwerte keine Variation ihrer Ausdehnung in Abhängigkeit des Winkels ρ aufweisen. Lediglich die Position dieser Bereiche richtet sich nach dem äußeren Feld, so dass die stärksten Abweichungen vom äußeren Feld immer dort auftreten, wo das Feld senkrecht auf das Loch trifft. Somit kann festgehalten werden: Die Form und Größe der Feldinhomogenitäten ist unabhängig vom Winkel ρ , so dass jegliche Einflüsse auf die Spinwellen bei Variationen von ρ aus anderen Ursprüngen, wie z.B. durch die Konstellation der Bereiche verringerter Feldstärken, begründet sind.

Variation der Feldamplitude H_{eff}

Mit Zunahme des externen Feldes ist gemäß der höheren Differenz zwischen den Magnetisierungen von Material und Loch eine stärkere Inhomogenität zu erwarten.

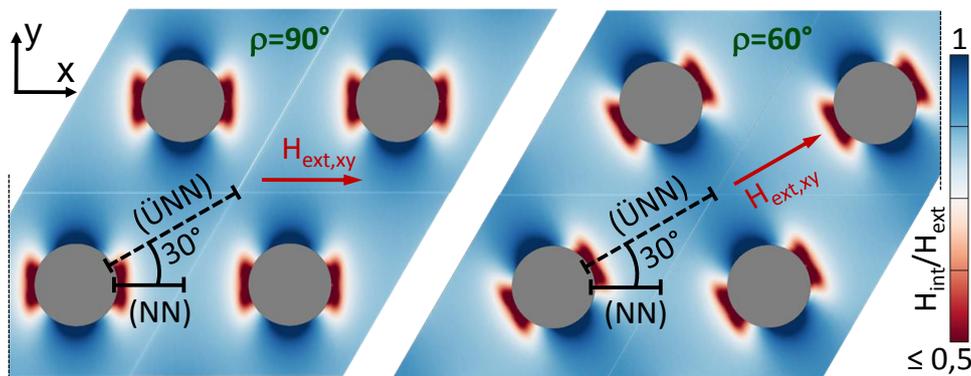


Abbildung 2.7.: Anordnungen der Elementarzellen des hexagonalen Gitters. Die eigentliche Berechnung erfolgt nur für eine Elementarzelle; zur Veranschaulichung wurden die Zellen manuell zusammengefügt. Die Bilder zeigen die Verteilung der internen Feldamplituden im Gleichgewichtszustand für unterschiedliche Feldrichtungen. Links liegt die Projektion des externen Feldes entlang nächster Nachbarlöcher an ($\rho = 90^\circ$) und rechts entsprechend entlang übernächster Nachbarn ($\rho = 60^\circ$). Die markierten Strecken zeigen die Schnitte, welche für eine quantitative Auswertung in den Abb. 2.8 - 2.10 aufgetragen werden.

Für das stärkste Feld ist folglich der größte Feldgradient in den Schnitten an den Lochrändern zu sehen. Ein Vergleich der in Abb. 2.9 dargestellten Schnitte, welche auf die $\mu_0 H_{\text{ext}} = 90 \text{ mT}$ Simulation normiert wurden, zeigt, dass die Gradienten der inhomogenen Bereiche stärker als linear von den äußeren Feldern abhängen und die Ausdehnungen der Bereiche für kleine Felder am größten sind.

Variation der Lochgröße d

Der Einfluss der Lochdurchmesser auf das interne Feld ist für drei unterschiedliche Lochgrößen in Abb. 2.10 dargestellt. Der Vergleich der Schnitte in Abhängigkeit von der Lochgröße zeigt, dass mit zunehmender Lochgröße die Bereiche reduzierter Feldamplituden weiter in den Film hineinragen. Für diese Berechnungen wurden ebenfalls Schnitte entlang nächster und übernächster Nachbarlöcher aufgetragen. Auch die Werte entlang der Richtung $\rho = 90^\circ$ zeigen das gleiche Verhalten für größere Löcher. Deshalb kann aus dem Vergleich beider Schnittrichtungen geschlossen werden, dass die Lochgröße keinen Einfluss auf die Form der Inhomogenitäten, sondern nur auf deren Ausdehnungen hat.

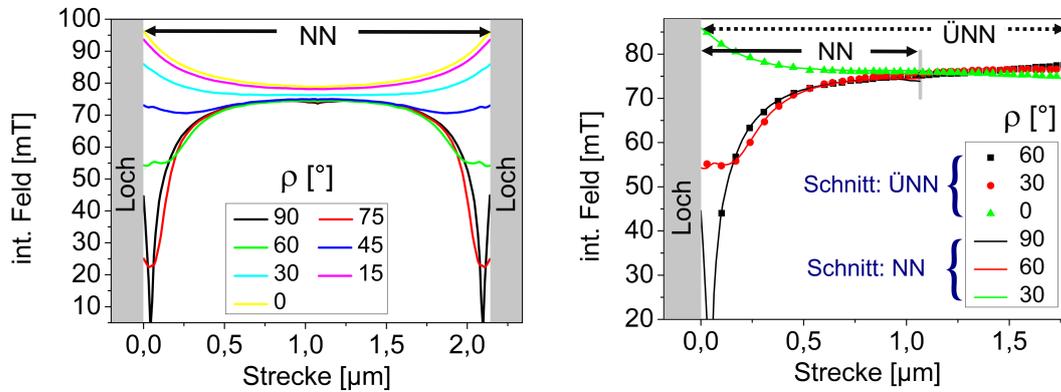


Abbildung 2.8.: Einfluss der Feldrichtung. Links: Feldamplituden in Schnitten entlang nächster Nachbarlöcher ($\phi = 0^\circ$) für variierte äußere Feldrichtungen $\rho = 0, 15, \dots, 90^\circ$. Die Grafik verdeutlicht die starke Abnahme der Feldamplitude in Lochnähe für die Feldrichtung parallel zum Schnitt ($\rho = 90^\circ$). Rechts: Ein effektiver Vergleich der inhomogenen Bereiche ist durch die Gegenüberstellung der Schnitte entlang $\rho = 90^\circ$ und 60° möglich. Es sind die Schnitte mit gleicher Winkeldifferenz zum Feld zu vergleichen, welche in der Grafik jeweils gleichfarbig aufgetragen sind.

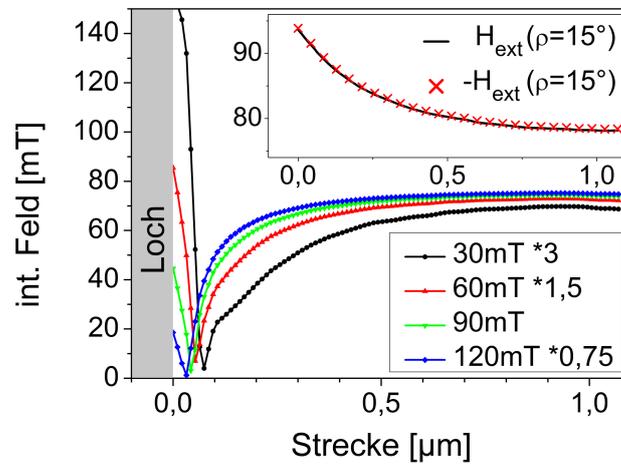


Abbildung 2.9.: Einfluss der Feldamplitude auf das interne Feld. Die Grafik zeigt die Feldamplitude des internen Feldes für unterschiedliche äußere Feldstärken; H_{ext} liegt in der Schnittebene. Trotz Normierung der Datensätze auf die $\mu_0 H_{ext} = 90\text{mT}$ Simulation sind für niedrige Feldwerte zunehmend stärkere Veränderungen der Feldverteilung erkennbar. Im Einsatz sind zwei Schnitte für Simulationen mit entgegengesetztem Vorzeichen des externen Feldes dargestellt. Da beide Kurven übereinanderliegen, hat das Vorzeichen von H_{ext} keine Auswirkungen auf die Feldverteilung innerhalb der Probe.

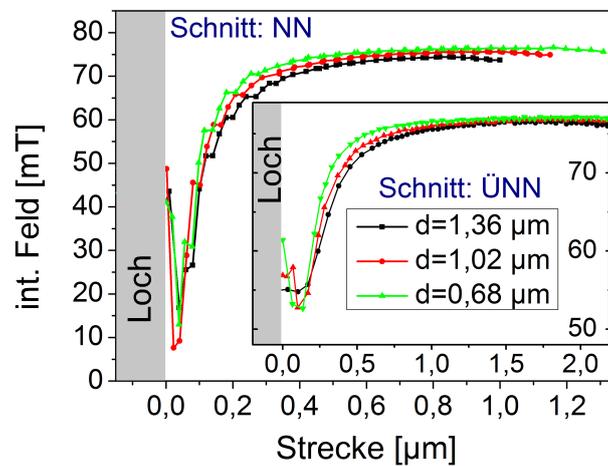


Abbildung 2.10.: Einfluss der Lochgröße in den Simulationen. Sowohl in Richtung der nächsten (NN) als auch der übernächsten (ÜNN) Nachbarn (im Einsatz) verursachen größere Löcher eine Aufweitung der inhomogenen Feldverteilung. Das bedeutet eine Vergrößerung des inhomogenen Bereiches mit Zunahme der Lochgröße.

Kapitel 3.

Experimentelle Untersuchung

3.1. Präparation der Proben

Bei allen untersuchten Proben handelt es sich um auf Siliziumsubstraten aufgewachsene, dünne Filme, die nachträglich strukturiert wurden. In dieser Arbeit werden Strukturen in zwei verschiedenen Schichtmaterialien analysiert. Dabei handelt es sich um 150 nm dicke Nickelschichten, welche durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellt wurden und um einen 50 nm dicken Film aus $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ (im Folgenden mit CoFeB bezeichnet), der mit Magnetronspütern deponiert wurde.¹⁰ Auf die Filme wurde zusätzlich eine 3 nm dünne Kupfer- bzw. Rutheniumschicht aufgedampft, welche die Filme vor Oxidation schützen. In Anlehnung an die Ergebnisse aus Ref. [Len08] und Ref. [Ulr10] wurden die Strukturparameter so gewählt, dass sie im Bereich der Wellenlänge von DE-Moden liegen, die in diesen Filmen auftreten, also in der Größenordnung von wenigen Mikrometern. Für die Herstellung solch kleiner Strukturen wurde ein fokussierter Ionenstrahl (FIB; engl.: focused ion beam) benutzt, der das Material in definierten Bereichen des Films abträgt. So entstehen die einzelnen Löcher im Film, die zusammen eine definierte Struktur bilden. Mit dieser Methode kann eine Genauigkeit von 10 nm erreicht werden, welche aus der nicht beliebig kleinen Fokussierung der zur Materialabtragung genutzten Galliumionen resultiert.

In Abb. 3.1 sind die Vergrößerungen der Strukturen auf CoFeB abgebildet, welche mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) aufgenommen wurden. Die für die Herstellung gewählten Parameter sind in Tab. 3.1 aufgeführt.

Die Abstände und Durchmesser der Löcher in Abb. 3.1 stimmen mit den Vorgaben überein und zeigen die gute Umsetzung der Strukturierung mit dem FIB.

¹⁰ Aufgeführt ist die nominelle Zusammensetzung. Experimentell wird ein Verhältnis $\text{Co:Fe} = 1:2$ gemessen, sodass die tatsächliche Zusammensetzung im Bereich $\text{Co:Fe:B} = 27:53:20$ liegt.

Probe	D [nm]	Material	Deckschicht	Struktur	d [μm]	a [μm]	f [%]
$\text{Ni}_{\text{hex}}^{(\text{Cu})}$	150	Ni	3 nm Cu	Hexagonal	1,00	3,5	7,4
$\text{Ni}_{\text{hon}}^{(\text{Ru})}$	150	Ni	3 nm Ru	Honigwaben	0,71	2,9	3,6
CFB_{qua}	50	CoFeB	3 nm Ru	Quadratisch	1,36	3,5	11,9
CFB_{hex}				Hexagonal	1,36	3,5	13,7
CFB_{hon}				Honigwaben	1,36	3,5	9,1

Tabelle 3.1.: Parameter der Proben und Strukturen. Auf beiden Nickel-Proben (gleiche Schichtdicke D) wurde jeweils eine Struktur (unterschiedliche Lochdurchmesser d und -abstände a) untersucht. Auf der CoFeB-Probe wurden dagegen drei Strukturen analysiert, welche sich nur in der Symmetrie und damit im Füllfaktor (f) unterscheiden.

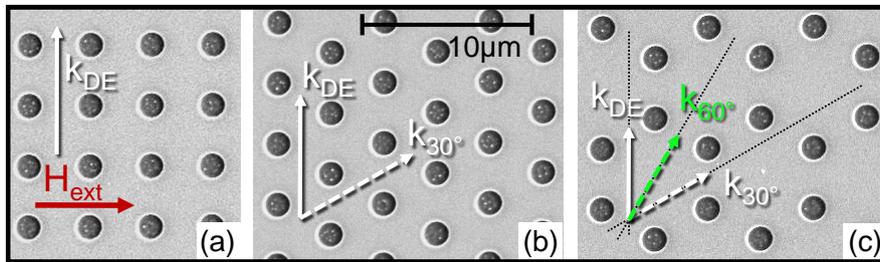


Abbildung 3.1.: REM-Aufnahmen der CoFeB-Probe nach der Strukturierung mit dem FIB. Die Bildabschnitte (a),(b) und (c) zeigen die vergrößerten Strukturen CFB_{qua} , CFB_{hex} und CFB_{hon} . Unter der Annahme, dass das externe Feld horizontal verläuft (wie in (a) gezeichnet), stellen die Bilder die Ausrichtungen entsprechend dem Rotationswinkel $\rho = 0^\circ$ dar. Die eingezeichneten Pfeile und Linien dienen zum Verständnis der Ausbreitungsrichtungen für blochartige Moden in den Strukturen.

3.2. Aufbau des Experiments zur Messung der Magnetisierung

Zur Untersuchung der Spinwellen wurde ein optisches Pump-Abfrage-Experiment durchgeführt. Das bedeutet, dass die Spinwellen mittels Laserpulsen sowohl angelegt als auch detektiert werden. Da die Zeitskala auf der sich die Spinbewegungen abspielen sehr klein ist – im Bereich von einigen Pikosekunden – benötigt man ebenfalls sehr kurze Pulse, um das Verhalten der Spinwellen zeitlich ausreichend aufzulösen. Diese Pulse werden in dem Experiment von einem fs-Lasersystem erzeugt (siehe Abb. 3.2). Eine detaillierte Beschreibung und Erklärung des Lasersystems findet sich in [Djo06] und [Mül07], daher werden hier nur kurz die wichtigsten Elemente vorgestellt.

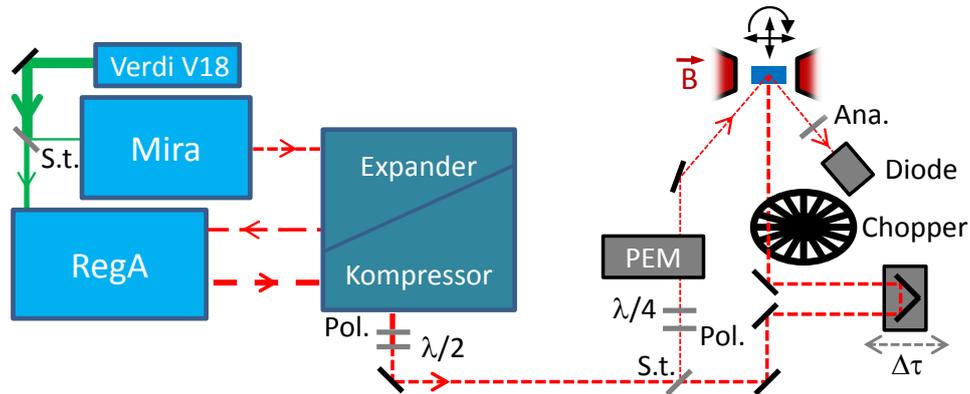


Abbildung 3.2.: Skizze des Experiments. Auf der linken Seite ist das Lasersystem skizziert. Die durchgezogenen grünen Linien zeigen den Strahlengang des kontinuierlichen Lasers. Gestrichelte Linien repräsentieren den Strahlengang des gepulsten Laserlichtes. Die Kombination aus Polarisator (Pol.) und $\lambda/2$ -Plättchen hinter dem Ausgang des Kompressors dient zur Regelung der Intensität der Pulse. Rechts sind die wichtigsten Elemente des TRMOKE-Experiments skizziert. Die Skizze beinhaltet u.a. Strahlteiler (S.t.), den photoelastischen Modulator (PEM), den Elektromagneten (mit \vec{B} beschriftet), den beweglichen Probenhalter und den Analysator (Ana.). Zudem sind Spiegel als schwarze Balken skizziert, während die optischen Linsen nicht in der Skizze aufgeführt sind.

Das Lasersystem besteht im Wesentlichen aus dem Puls laser (*Coherent Mira*), dem Verstärker (*Coherent RegA*) und dem frequenzverdoppeltem Nd:YVO₄-Festkörperlaser (*Verdi V18*), der die Titan dotierten Saphir-Kristalle der ersten beiden Elemente pumpt (vgl. Abb. 3.2). Der Verdi V18, welcher mit einer Leistung von 16,5 W betrieben wird, liefert kontinuierliches Licht im grünen Bereich ($\lambda_{V18} = 532 \text{ nm}$). Sein Strahl wird aufgeteilt, so dass ca. 5 W in den Mira und der übrige Anteil in den Verstärker eingekoppelt werden. Der Mira liefert im Pulsmodus ultrakurze Laserpulse ($\lambda_{Mira} = 790 \text{ nm}$; FWHM = 50 nm) mit einer zeitlichen Breite von ca. $\Delta t = 60 \text{ fs}$, einer Wiederholrate von $\nu = 80 \text{ MHz}$ und einer Energie von ungefähr 6 nJ pro Puls. Im Verstärker wird die Energie der Pulse auf Kosten der Wiederholrate verstärkt, sodass aus dem RegA Pulse mit $\nu = 250 \text{ kHz}$ und einer Energie von ca. 6 μJ emittiert werden.

Die passiven Elemente Expander und Kompressor manipulieren die Pulslängen, um diese zeitlich zu strecken bevor sie in den RegA gelangen, damit dessen optische Elemente weniger stark beansprucht werden und um sie anschließend wieder auf ihre ursprüngliche Länge zu stauchen.

Im Experiment, welches in Abb. 3.2 (rechts) skizziert ist, werden die Pulse zunächst an einem Strahlteiler im Intensitätsverhältnis 5:95 aufgeteilt. Der schwächere Anteil wird zur Detektion genutzt (dieser sogenannte Taststrahl sollte nicht zu

intensiv sein, da mit ihm die Magnetisierung nur gemessen und nicht beeinflusst werden soll). Die Messung geschieht unter Ausnutzung des magneto-optischen Kerr-Effektes (MOKE). Durch ihn wird die Polarisations Ebene eines einfallenden Strahls durch die Wechselwirkung mit den Spins an der Oberfläche bei der Reflexion gedreht. Der Winkel dieser Polarisationsdrehung, der Kerr Winkel Θ_K , ist proportional zur Magnetisierung der Probe, so dass von der Änderung des Winkels ($\Delta\Theta_K$) auf die Änderung der Magnetisierung geschlossen werden kann.¹¹ Das Aufzeichnen der Daten erfolgt über eine Diode hinter einem Analysator, da eine Drehung der Polarisations Ebene dort in einer Intensitätsänderung resultiert. Da es sich bei $\Delta\Theta_K$ um sehr kleine Winkeländerungen im Bereich von mrad handelt, muss das Experiment noch modifiziert werden, um die Messsignale vom Rauschen zu trennen: Nachdem der Taststrahl durch das $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert wurde, wird er durch einen photoelastischen Modulator (PEM) wieder linear polarisiert. Dies geschieht jedoch abwechselnd in unterschiedlichen Ebenen, die um 90° zueinander verkippt sind (45° und -45°). Durch diese Modulation wird jeweils zeitweise die Kerr-Drehung sowohl in die eine als auch in die entgegengesetzte Richtung messbar, was effektiv einer Verdopplung von $\Delta\Theta_K$ entspricht. Außerdem werden die Daten für jede Zeitdifferenz $\Delta\tau$ über viele Einzelmessungen (üblicher Weise 0,3 s lang) integriert, was bei einer Pulsfrequenz von $\nu = 250$ kHz einer Mittelung über 75000 Einzelmessungen entspricht.

Mit diesem Aufbau lassen sich so Messungen zur statischen Magnetisierung durchführen, wie zum Beispiel das Aufnehmen von Hysteresekurven. Für die Anregung von Spinwellen und der Aufnahme ihrer zeitlichen Entwicklung wird der Pumpstrahl (Teilstrahl mit hoher Intensität) frontal auf die Probe gelenkt. Die Pumppulse werden dabei auf einen Bereich mit ca. $60 \mu\text{m}$ Durchmesser auf der Probe fokussiert, so dass diese mit einer Fluenz von ca. 60 mJ cm^{-2} dort auftreffen. Da der Durchmesser des Tastpulses nur ca. $20 \mu\text{m}$ beträgt und seine Position im Experiment so eingestellt wird, dass beide Pulse maximal überlappen, kann bei der Detektion der Spins von einer näherungsweise homogenen Anregung ausgegangen werden. Zur Messung der zeitlichen Auflösung des Signals (TRMOKE; engl.: time resolved MOKE) läuft der Pumpstrahl zunächst über eine Verzögerungsstrecke, welche aus einem verschiebbaren Spiegelpaar besteht, dessen Positionierung die zeitliche Differenz $\Delta\tau$ festlegt, mit der der Pumpimpuls die Probe vor dem Tastpuls erreicht. Diese Positionierung des Spiegelpaars hat eine Genauigkeit von $0,1 \mu\text{m}$, sodass $\Delta\tau$ in $0,66$ fs Schritten variiert werden kann. Die zeitliche Auflösung der Messung wird deswegen praktisch nur durch die 100-fach größere

¹¹ Es sei bemerkt, dass diese Methode nur qualitative Aussagen über die Magnetisierung erlaubt und daher keine genauen Werte aufzeigt werden können.

zeitliche Pulsbreite begrenzt.¹²

Um Messungen verschiedener Proben oder Rotationswinkel miteinander vergleichen zu können, bleibt der Aufbau des Experiments konstant und nur die Probe wird innerhalb des Magnetfeldes verfahren, bzw. dort rotiert. Der Probenhalter ist so konzipiert, dass Rotationswinkel um die Probennormale eingestellt werden können, ohne die Probe dafür ausbauen zu müssen. Dadurch kann die Winkeländerung aufeinanderfolgender Messungen bis auf $\pm 2^\circ$ genau eingestellt werden. Der absolute Fehler der Ausrichtung wird durch den manuellen Einbau der Probe verursacht. Da diese Methode relativ ungenau ist, kann der tatsächliche Rotationswinkel nur mit einer Ungenauigkeit von ca. 10° angegeben werden. Die Rotationswinkel ρ , die in dieser Arbeit angegeben werden, sind entsprechend des positiven mathematischen Drehsinns definiert. Das heißt, dass positive Rotationswinkel einer Drehung der Probe um die Oberflächennormale gegen den Uhrzeigersinn entsprechen.

3.3. Auswertungsschema

In Abb. 3.3 (a) sind die Daten einer typischen Dynamikmessung gezeigt; in diesem Fall an einem kontinuierlichen CoFeB-Film der Dicke $D = 50$ nm. Die 16 einzelnen Kurven gehören zu den unterschiedlichen angelegten Feldstärken ($\mu_0 H_{\text{ext}} = 0, 10, \dots, 150$ mT). Man erkennt deutlich den Entmagnetisierungspeak bei $\Delta\tau = 0$ ps. Die Daten vor diesem Peak ($\Delta\tau < 0$) zeigen das Signal unmittelbar vor dem Eintreffen des Pumpimpulses. Zu diesem Zeitpunkt ist die Anregung durch den vorherigen Puls bereits $4 \mu\text{s}$ vergangen, sodass die zeitlichen Änderungen des Signals nur das Rauschen des Messaufbaus widerspiegelt, da die Spins sich bereits wenige Nanosekunden nach dem Entmagnetisierungspuls wieder im Gleichgewichtszustand befinden. Für die Auswertung der Messungen werden im Folgenden nur die Daten für $\Delta\tau \geq 0$, also nach dem Entmagnetisierungspeak, betrachtet. Von allen Kurven wird der doppelt exponentielle Hintergrund (Summe aus zwei Exponentialfunktionen) abgezogen, welcher von Phononen und inkohärenten Spinwellen verursacht wird und damit nicht den zu untersuchenden Spinwellen angehört.

Das Resultat ist ein um Null oszillierender Anteil, welcher die Projektion der Spinpräzession auf die Oberflächenebene wiedergibt (nicht abgebildet). Wie bereits in den Rohdaten in Abb. 3.3 (a) zu erkennen ist, sind die Amplituden und Fre-

¹² Jedoch wird in dieser Arbeit für die Aufnahme einer TRMOKE-Messung keine solch genaue Auflösung benötigt, da hier Spinwellen im GHz-Bereich untersucht werden. Diese haben zeitliche Oszillationsperioden von ca. $0,1$ ns, weshalb Zeitschritte von 2 ps im Experiment ausreichend sind. Allerdings wird die maximale Reichweite der Verzögerungsstrecke ausgenutzt, weil dadurch die Auflösung im Frequenzraum erhöht wird.

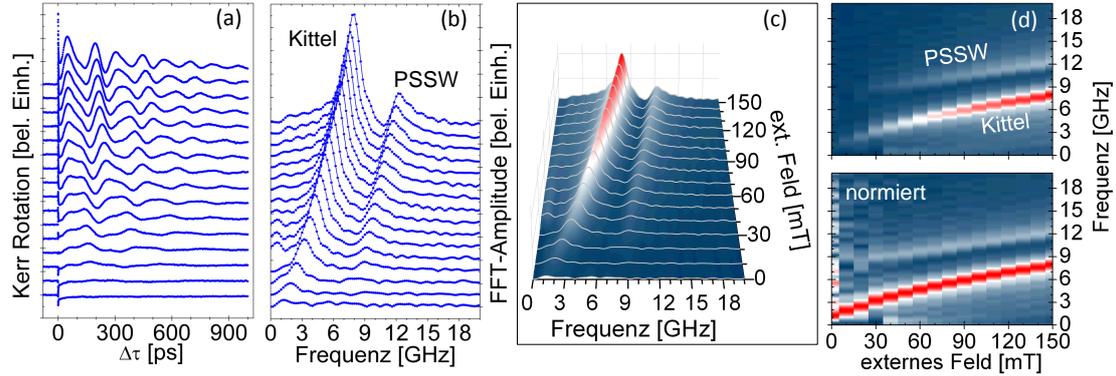


Abbildung 3.3.: Auswertungsschritte der TRMOKE-Messung. (a) Gemessene Daten der TRMOKE-Messung für unterschiedliche Feldstärken (von $\mu_0 H_{ext} = 0$ mT (unten) in 10 mT Schritten bis 150 mT). (b) Zugehörige fouriertransformierte Daten im Frequenzraum; hier zeigen sich die Spinwellen der Kittel- und PSSW-Mode. (c) Veranschaulichung der Fouriertransformierten in farbiger Darstellung. (d) Fourieramplituden in der eingefärbten zweidimensionalen Auftragung. Das Bild oben zeigt das FFT-Spektrum normiert auf das Maximum aller Einzelmessungen. Im Spektrum darunter ist jede einzelne Messung normiert. Diese Darstellung lässt auch die Maxima für niedrige Feldwerte erkennen.

quenzen der Spinwellen abhängig vom äußeren Feld, wie es auch die zugehörigen Dispersionsgleichungen Gl. 2.3 und 2.5 beschreiben. Bei größeren Magnetfeldern treten höhere Frequenzen und Intensitäten auf als bei kleineren. Die stärkeren Oszillationen entstehen aus der stärkeren Entmagnetisierung bei hohen Feldern, weil dann die Auslenkung aus der Gleichgewichtslage beim Eintreffen des Pumpimpulses größer ist. Um die konkreten Frequenzen aus diesen Daten zu ermitteln, werden sie mithilfe einer schnellen Fouriertransformation (FFT; engl.: fast fourier transform) berechnet. Durch die experimentell begrenzte, maximale Zeitverzögerung zwischen Pump- und Tastpuls von $\Delta\tau_{max} = 1$ ns beträgt die Auflösung im Frequenzraum 1 GHz. Bei typischen Frequenzwerten der untersuchten Spinwellen im Bereich von wenigen GHz ist diese Auflösung sehr grob. Um sie zu verbessern, müssten Daten über eine größere Zeitverzögerung ermittelt werden. Da der experimentelle Aufbau dies nicht zulässt, werden die Messdaten manuell mit Nullen im Bereich $1 \text{ ns} < \Delta\tau \leq 5 \text{ ns}$ ergänzt, so dass die Anzahl der Punkte verfünffacht wird und damit die theoretische Auflösung im Frequenzraum auf 0,2 GHz schrumpft (vgl. [Len08]). Dieser Ansatz ist allerdings nur auf Messreihen anwendbar, bei denen die Oszillation bei $\Delta\tau = 1$ ns bereits stark abgeklungen ist. Bei schwach gedämpften Systemen wäre der Sprung des Signals auf Null bei 1 ns zu groß, was sich als periodisch auftretende Peaks im Frequenzraum bemerkbar machen würde.¹³ Da bei

¹³ In Ref. [Ulr10] wird argumentiert, dass das Anhängen der Nullen bei CoFeB-Filmen auf Grund

einer Fouriertransformation der Messdaten mit deutlichem Hintergrundrauschen die Ergebnisse ebenfalls verrauscht sind, wird jeder Datensatz zunächst mit sich selbst korreliert, so dass die Oszillationen verstärkt und das Rauschen verringert werden.

Bei der Bestimmung der Maxima verbleibt dennoch eine Ungenauigkeit, welche aus dem Rauschen und aus Abweichungen des Experiments, wie z.B. leicht verschiedene Einstellungen des $\lambda/4$ -Plättchens, erfolgt. Für wiederholte Messungen mit gleichen Anfangsbedingungen wurde daraus die experimentelle Ungenauigkeit der Frequenz auf ca. 0,2 GHz bestimmt.

Anhand der Daten aus der FFT kann festgestellt werden, welche Frequenzen in den Signalen vertreten sind und wie stark diese auftreten. Somit können sie den Spinwellen zugeordnet werden. Für die Bestimmung der Maxima reicht die Darstellung nach der FFT aus (vgl. Abb 3.3 b). Für einen besseren Überblick werden die Frequenzdaten im Folgenden wie in Abb. 3.3 (d) farbkodiert dargestellt, so dass große Amplituden in rot und niedrige in dunkelblau erscheinen.

An die lokalen Maxima des Fourierspektrums, die gegen das externe Feld aufgetragen sind, werden dann Dispersionsgleichungen der Spinwellenmoden (Gl. 2.3 bis 2.7) angepasst. So kann mithilfe der Vorgaben der Probenparameter (M_S , D , g) und der experimentellen Parameter (H_{ext}) die unbekannt Variable bestimmt werden; welcher im Fall der Kittelmode der Anisotropiefaktor K_z , für die PSSW-Mode die Austauschkonstante A und im Fall der propagierenden Mode \mathbf{k} ist. In dieser Arbeit wurde dazu die Datenauswertungssoftware Origin genutzt. Allerdings muss beim Anpassen der Funktionen darauf geachtet werden, dass durch die Vielzahl an Parametern und deren Ungenauigkeiten die anzupassende Variable wiederum relativ stark fehlerbehaftet ist. Im Fall der Wellenvektorbestimmung für propagierende Moden liegt der realistische Fehler von \mathbf{k} bei ca. 20 %.

der schwachen Dämpfung unzulässig ist, jedoch sind die in dieser Arbeit auftretenden Oszillationen nach 1 ns bereits so stark abgeklungen, dass dieser Ansatz durchaus vertretbar ist.

3.4. Charakterisierung der Proben

Bei der Untersuchung der Proben in Bezug auf das Verhalten der Magnetisierung im externen Feld ist es notwendig, die Aussagekraft der Ergebnisse zu beachten. Für eine Messung der Spinrelaxation in unterschiedlich starken Magnetfeldern ist zum Beispiel darauf zu achten, wann Einflüsse aus einer ungesättigten Probe ausgeschlossen werden können. Für kleine Felder, bei denen die Spins im Material noch nicht vollständig nach dem äußeren Feld ausgerichtet sind, sind die verantwortlichen Mechanismen im Experiment komplizierter als im Fall der gesättigten Magnetisierung, so dass eine Beschreibung durch die Gleichungen aus der Theorie nicht mehr ausreichend ist. Das heißt, dass die beobachteten Oszillationsfrequenzen nur dann den Spinwellen zugeordnet werden können, wenn die Magnetisierung der Probe gesättigt ist. Daher wurde jede Probe und jede Struktur zunächst charakterisiert, um Auskunft über die externen Feldwerte zu bekommen, bei der sich die Probe im gesättigten Bereich befindet. Die dafür notwendige Aufnahme der Hysteresekurve liefert zusätzlich noch das Koerzitivfeld der Probe bzw. Struktur, was eine Aussage über die "Härte" der Magnetisierung ermöglicht.

In Abb. 3.4 sind die Magnetisierungskurven der Proben CFB, Ni^(Ru) und Ni^(Cu) aufgetragen (siehe Tab. 3.1). Die schwarze Kurve zeigt jeweils die Hysterese auf dem kontinuierlichen Film, während die farbigen Kurven auf den strukturierten Bereichen gemessen wurden. Die drei Strukturen auf der Probe CFB unterscheiden sich jeweils nur im Füllfaktor und in der Symmetrie, haben aber alle den gleichen Gitterparameter a und Lochdurchmesser d . Für Ni_{hon} und Ni_{hex} ist die Struktur honigwabenförmig bzw. hexagonal mit jeweils kleineren Werten für d und f als bei den CoFeB-Strukturen. Es ist zu erkennen, dass die Sättigungsmagnetisierung bei allen Proben auf der Struktur deutlich niedriger ist als die des kontinuierlichen Films. Dies ist dadurch zu erklären, dass auf Grund der Löcher weniger magnetisierbares Material vorhanden ist. Der Vergleich zwischen den Symmetrietypen, welche unterschiedliche Füllfaktoren aufweisen, bestätigt die Tendenz, dass die Sättigungsmagnetisierung für hohe Füllfaktoren (weniger magnetisches Material) kleiner ist.

Des Weiteren ist an den Hysteresekurven der Proben Ni_{hon} und CFB zu sehen, dass im Gegensatz zu Ni_{hex}, die strukturierten Bereiche eine erhöhte Koerzitivfeldstärke aufweisen, was auf eine Domänenbildung im Film zurückzuführen sein könnte. Anhand der Hysteresekurven der drei Strukturen von Probe CFB lässt sich erkennen, dass mit zunehmendem Füllfaktor auch der Wert für H_{Koer} ansteigt, was die These der Domänenbildung weiterhin unterstützt. Die Struktur

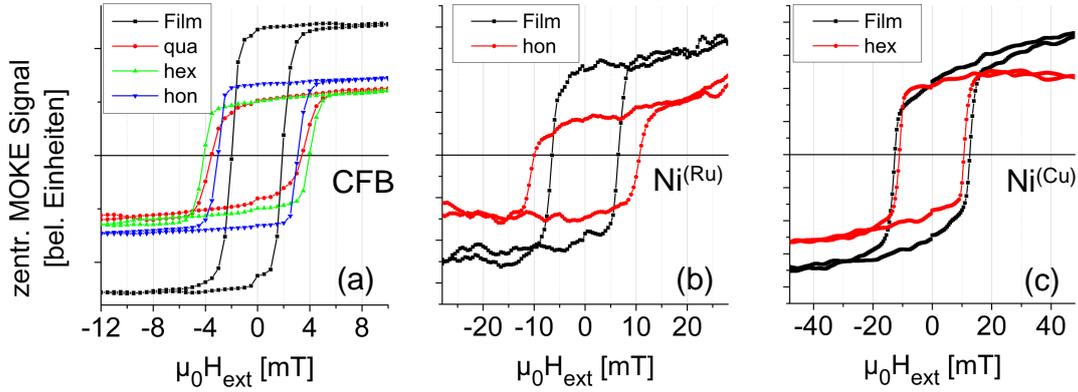


Abbildung 3.4.: Hysteresekurven aller Strukturen im Vergleich zu denen der ungestörten Filme. (a) Ausschnitt der Hysteresekurven für den CoFeB-Film und dessen Strukturen. Außerhalb des gezeigten Bereichs treten keine wesentlichen Veränderungen der gesättigten Bereiche auf. (b) Daten der Struktur Ni_{hon} und des zugehörigen Films. (c) Hysteresekurven der Probe $Ni^{(Cu)}$ und der darauf enthaltenen Struktur Ni_{hex} . Die Messungen auf den unstrukturierten Filmen sind jeweils in schwarz eingezeichnet. Die abgebildeten Daten wurden jeweils aus 5 Hysteresekurven gemittelt und sind in beliebigen Einheiten angegeben; die Werte aus einem Bild sind jeweils untereinander vergleichbar.

Ni_{hex} dagegen zeigt ein anderes Verhalten, da dort das Koerzitivfeld kleiner als im ungestörten Film ist. Dieses Ergebnis kann die These der Domänenbildung demnach nicht belegen.

Es kann festgehalten werden, dass für alle Proben ab externen Feldern $H_{ext,xy} > H(M_S)$ die Spinwellen untersucht werden können, ohne zusätzliche Einflüsse aus ungesättigten Bereichen beachten zu müssen. Für Ni_{hex} und Ni_{hon} gilt dies ab $\mu_0 H_{ext} = 20$ mT und für die Strukturen auf CoFeB bereits ab $\mu_0 H_{ext} = 10$ mT.

Reflektivitätsbeiträge des Messsignals

Neben der Vergewisserung, dass die Untersuchungen für gesättigte Proben durchgeführt werden, damit keine ungesättigten Bereiche die Spinwellen beeinflussen, müssen auch nichtmagnetische Signalanteile in den Daten berücksichtigt werden. Denn neben den Spins, die durch den Pumpimpuls ausgelenkt und im angelegten magnetischen Feld in ihr Gleichgewicht zurück präzedieren, werden auch andere Mechanismen in der Probe angeregt. So kommt es zum Beispiel beim Auftreffen des Pulses auf die Oberfläche und des damit verbundenen Energieübertrags zu einem lokalem thermischen Aufheizen innerhalb der Eindringtiefe des Laserpulses und damit zu Verzerrungen in Form von Phononenpropagation in der Schicht. Sind die Schichtdicken kleiner als die optische Eindringtiefe des Laserpulses (≈ 15 nm [LEHM10]), so entsteht eine stehende Welle, die innerhalb von wenigen Oszil-

lationen abklingt, bei Filmen dicker als die Eindringtiefe des Laserpulses entstehen wohldefinierte kurze Pulse mit einer Breite von wenigen Pikosekunden (vgl. [DLM⁺06]). Auf Grund der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeit und der damit verbundenen unterschiedlichen Brechungsindizes in Film und Substrat werden diese Phononen, die auch senkrecht durch die Probe verlaufen, an den Grenzflächen des Films reflektiert und treten in den Messdaten als periodisch wiederkehrende Ausschläge auf. Vergleicht man z.B. in Ni^(Cu) die Periodizität dieser Peaks ($\Delta t = 54$ ps)¹⁴ mit der Schichtdicke ($D = 150(2)$ nm) und bestimmt daraus die zugehörige Ausbreitungsgeschwindigkeit, ergibt sich für die stehenden Phononen im Grundzustand ein Wert von $v = \frac{2D}{\Delta t} \approx 5600 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, welcher gut mit den Daten aus der Referenz [DLM⁺06], aber nicht ganz mit dem Literaturwert für die Phononengeschwindigkeit in Nickel ($v_{\text{Ni}} = 4900 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) übereinstimmt [NF94]. Da es sich bei diesen Signalen jedoch nur um kleine und schmale Ausschläge handelt, haben diese nur einen verschwindenden Einfluss auf das Spinwellenspektrum. Zumindest kann davon ausgegangen werden, dass diese Phononenreflektion an den Grenzflächen keine kontinuierliche Schwankung des Signals verursacht, sodass dieser Effekt durch die FFT keinen definierten Ausschlag, sondern höchstens ein größeres Rauschen im Frequenzspektrum verursachen kann.

In den strukturierten Proben bleibt zusätzlich die Möglichkeit, dass sich kohärente Phononen parallel zur Filmebene ausbilden mit Wellenlängen die natürlichen Vielfachen der Lochabstände a entsprechen. Mit der Annahme, dass diese Phononen hauptsächlich in ihrer Grundschiwingung auftreten, entspräche die Wellenlänge dem zweifachen des Lochabstandes: $\lambda_{\text{Phon}} = 2a$. Mit $a = 3,5 \mu\text{m}$ und $v_{\text{Ni}} = 4900 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ergibt sich daraus eine Frequenz von 0,7 GHz. Um auch mögliche Phononen im Substrat auszuschließen, kann die Rechnung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Silizium $v_{\text{Si}} = 8433 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ wiederholt werden, was einer Frequenz von 1,2 GHz entspricht. Daher können hier die Phononen, welche in mehreren Arbeiten als mögliche Ursache von beobachteten Moden genannt werden, ausgeschlossen werden.

Alle weiteren Schwankungen im Signal, welche z.B. aus dem Messaufbau hervorgehen, können auch in den Reflektivitätsmessungen beobachtet und somit falsche Zuordnungen zu Magnonen verhindert werden. Hierzu gehören z.B. Ungenauigkeiten des Spiegelpaares, welches durch die Bewegung über die Verzögerungsstrecke zu leichten Ablenkungen des Pumpstrahls führt. Folglich kann der Ort der Anregung nicht genau konstant gehalten werden. Zusammen mit der Mikrostrukturie-

¹⁴ vgl. Abb. A.2 im Anhang

rung der Probe kann dies zu Intensitätsschwankungen des reflektierten Taststrahls führen.

3.5. Spinwellenmoden in Nickel

In diesem Kapitel werden nun speziell die Moden betrachtet, die in strukturierten Nickelfilmen (Ni_{hex} und Ni_{hon} , vgl. Tab. 3.1) auftreten. Neben der uniformen Präzession sind dieses vor allem Moden, welche im Bereich der Störstellen lokalisiert sind. Da Nickel eine große Dämpfungskonstante hat ($\alpha(\text{Ni}) = 0,045$ [WKL⁺08]), ist die freie Weglänge der Magnonen klein (im Bereich weniger Mikrometer), so dass die propagierenden Moden stark unterdrückt sind (vgl. [Len08]). Stattdessen geht das Spektrum aller angeregten, zunächst inkohärenten, Spinwellen in die bekannte Kittel- und PSSW-Mode sowie in Moden mit lokalisiertem Charakter über. Die Untersuchung der propagierenden Moden findet in Abschnitt 3.6 in einem Material mit kleinerer Dämpfung statt.

In diesem Abschnitt werden die Änderungen im Frequenzspektrum dargestellt, die das hexagonale und das honigwabenförmige Gitter in Nickelfilmen verursachen und es wird das Auftreten der lokalisierten Moden in Abhängigkeit der Feldrichtung ρ untersucht.

3.5.1. Einfluss des Vorzeichens von H_{ext}

Im Vergleich des Spektrums der hexagonalen Struktur Ni_{hex} ($a = 3,5 \mu\text{m}$; $d = 1,0 \mu\text{m}$) mit dem des unstrukturierten Films (Abb. 3.6 a,b und d) zeigen sich deutliche Unterschiede. Für die Messungen wurde das äußere Feld unter einem Winkel von $\rho = -75^\circ$ angelegt, um mögliche Symmetrieeffekte der Struktur auszuschließen. Man sieht deutlich drei feldunabhängige, lokalisierte Moden, die im unstrukturierten Film nicht vorhanden sind; in letzterem ist hauptsächlich die Kittelmode zu erkennen. Beachtet man, dass für Werte $\mu_0 H_{\text{ext}} < 20 \text{ mT}$ die Magnetisierung nicht gesättigt ist (siehe Abschnitt: 3.4), können die Abweichungen von der Kittelgleichung für kleine Feldwerte vernachlässigt werden. Es kann festgehalten werden, dass die feldunabhängigen Moden als Kausalität der Löcher in dem Nickelfilm auftreten, was mit den Ergebnissen aus der Literatur übereinstimmt, in der diese Effekte auch in anderen Schichtmaterialien wie z.B. Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) [YPM03] oder Kobalt [MYL⁺07] beobachtet wurden.

Anders als bei der Auswertung für unstrukturierte Filme, wobei die Differenz der Daten von Messungen entgegengesetzter Feldrichtungen eine Verstärkung des

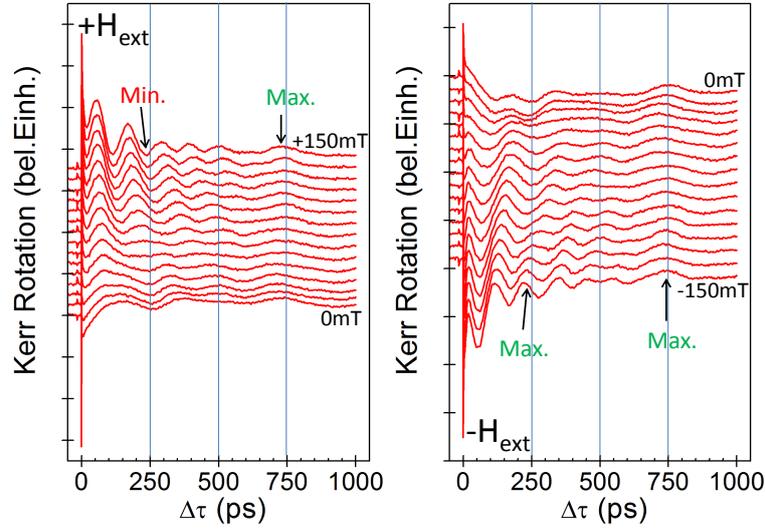


Abbildung 3.5.: TRMOKE-Messung für entgegengesetzte Feldrichtungen. Hier sind die un bearbeiteten Messdaten auf der hexagonalen Struktur in Nickel für $+H_{\text{ext}}$ und $-H_{\text{ext}}$ bei $\rho = -75^\circ$ aufgeführt (vgl. Abb. 3.6). Die senkrechten Linien dienen dem Vergleich der Phase beider Oszillationen; für kleine Zeiten $\Delta\tau < 500$ ps sind beide Messreihen Phasenverschoben um π – für größere Zeiten ist der Phasenunterschied vernachlässigbar klein.

Signal-zu-Rausch-Verhältnisses liefert, zeigt sich, dass auf der Struktur die Änderung des Vorzeichens von H_{ext} in einer Frequenzvariation der lokalisierten Moden resultiert. Wie in Abb. 3.6 zu sehen, treten sowohl für negative ($H_{\text{ext},xy}, H_{\text{ext},z} < 0$) als auch positive Feldwerte ($H_{\text{ext},xy}, H_{\text{ext},z} > 0$) feldunabhängige Moden im Spektrum auf, welche in den Differenzdaten nicht vorhanden sind.

Ursache für die Auslöschung ist die gleiche Phase dieser Spinwellen. Da die Oszillationen unabhängig vom Vorzeichen des Magnetfeldes das gleiche Vorzeichen der Amplitude aufweisen, löschen sie sich bei Subtraktion gegenseitig aus. Die Phasengleichheit, welche unabhängig von der externen Feldrichtung ist, kann in Bezug auf die Messdaten vor der FFT verstanden werden. In Abb. 3.5 sind die Rohdaten der Messung von Ni_{hex} für $\rho = -75^\circ$ aufgeführt. Wie dort zu erkennen ist, zeigt die Kittelmode (Oszillationen höherer Frequenz) die bekannte Abhängigkeit von der Ausschlagsrichtung der Entmagnetisierung (für entgegengesetzte Feldrichtungen weisen sie einen Vorzeichenwechsel auf). Die niederfrequenten Oszillationen der lokalisierten Spinwelle haben dagegen eine konstante Phase, die somit unabhängig vom Vorzeichen des äußeren Feldes ist. Außerdem ist diese Mode erst ab $\Delta\tau \approx 600$ ps deutlich in den Daten zu erkennen, woraus gefolgert werden kann, dass die lokalisierte Mode nicht direkt aus der Anregung des Entmagnetisierungsausschlags resultieren.

	$-H_{\text{ext}}$	$+H_{\text{ext}}$	Diff.	Film
K_z [kJ m^{-3}]	-3(2)	1(5)	-2(6)	24(9)
ν_{lok} [GHz]	5,8 \rightarrow 5,1	5,3 \rightarrow 4,3	-	-
	3,5	3,0	-	-
	2,8 \rightarrow 2,2	1,5	-	-

Tabelle 3.2.: Modenvergleich für $\rho = -75^\circ$ bei entgegengesetzten Feldrichtungen. Zum Vergleich der Kittelmode ist der jeweils angepasste Anisotropiefaktor K_z aufgeführt. ν_{lok} stellt die mittlere Frequenz der lokalisierten Mode dar. Die Pfeile deuten an, dass dort eine Mode scheinbar in eine andere übergeht (vgl. Abb. 3.6). Die Frequenzen haben alle einen Ungenauigkeit von 0,2 GHz.

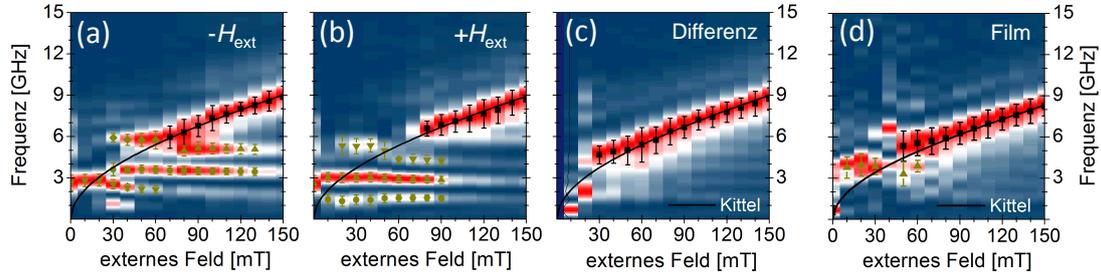


Abbildung 3.6.: Normierte TRMOKE-Spektren für entgegengesetzte Feldrichtungen (a + b) und für die Differenzen (c) der Messreihen von Ni_{hex} bei $\rho = -75^\circ$. Zum Vergleich ist das Spektrum des kontinuierlichen Films in (d) aufgetragen. Die Maxima der Kittelmode sind mit schwarzen Quadraten und die zu den lokalisierten Moden gehörenden Maxima sind mit dunkelgelben Symbolen markiert. Die für positive und negative Feldamplituden bei unterschiedlichen Frequenzen liegenden lokalisierten Moden sind in den Differenzdaten nicht mehr zu erkennen, während die Frequenzen der Kittelmode für alle Messungen fast unverändert bleiben.

Dies bedeutet, dass für die Auswertung der dieser feldunabhängigen Moden die Differenzen der Messdaten nicht aussagekräftig sind und stattdessen nur die Spektren mit gleichem Vorzeichen der Feldrichtung vergleichbar sind. Daher werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels, in denen lokalisierte Moden untersucht werden, nur die Messungen der positiven Feldrichtung miteinander verglichen. Die Lage der uniformen Präzession und die daraus angepasste Anisotropiekonstante in Tabelle 3.2 belegen, dass die Kittelmode in den drei Auftragungen (negativ, positiv, Differenz) übereinstimmt. Dagegen zeigen die Frequenzen der lokalisierten Moden in den Spektren für $-H_{\text{ext}}$ und $+H_{\text{ext}}$ deutliche Unterschiede (siehe Tab. 3.2). Jedoch ist der Abstand der Moden untereinander von $\Delta\nu = 1,5(2)$ GHz, sowie das Auftreten des Sprungs in der höchsten Mode (unter der Annahme, dass es sich um die gleiche Mode handelt) im Bereich des Überlappens mit der Kittelmode

in beiden Fällen ähnlich.

Es kann somit festgehalten werden, dass zum einen die feldunabhängigen Magnonen für entgegengesetzte Feldrichtungen die gleiche Phase aufweisen, zum anderen aber deren Frequenzen um ca. 0,5 GHz verschoben sind.

3.5.2. Das hexagonale Gitter in Abhängigkeit vom Rotationswinkel

Neben der bestätigten Erkenntnis, dass Löcher im Film lokalisierte Moden verursachen, wird nun untersucht, welche Auswirkung die Ausrichtung des Lochgitters auf die Moden hat. Die Ergebnisse des vorherigen Abschnitts belegen, dass die Ausrichtung der Struktur eine maßgebliche Rolle für die auftretenden Spinwellenmoden spielt. Daher wird in diesem Abschnitt der Einfluss des Rotationswinkels ρ untersucht, wofür Spektren ($\mu_0 H_{\text{ext}} = 0$ bis ± 150 mT und $\Delta\mu_0 H_{\text{ext}} = 10$ mT) bei verschiedenen Winkeln ρ gemessen und analysiert werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.7 dargestellt. Der Vergleich zwischen den Winkeln zeigt, dass sich abhängig von ρ verschiedene Konstellationen von Spinwellenmoden ausbilden. Dies deutet darauf hin, dass nicht nur die Löcher als solche die auftretenden feldunabhängigen Moden verursachen, sondern das Lochgitter und seine Ausrichtung im äußeren Feld das Messergebnis beeinflussen.

Um die strukturellen Einflüsse auf die Moden zu untersuchen, wurden Winkel von $\rho = 0^\circ, -30^\circ, -60^\circ, -90^\circ$ gewählt, bei denen die äußere Feldrichtung eine Achse hoher Symmetrie der Struktur darstellt, und zusätzlich wurden mit $\rho = -45^\circ$ und -75° unsymmetrische Ausrichtungen gewählt. In allen Spektren zeigt sich zum einen die feldabhängige Kittelmode, die für alle Winkel sowohl in ihrer Lage als auch in ihrer Intensität bei hohen Feldwerten ($\mu_0 H_{\text{ext}} > 100$ mT) unabhängig von ρ erscheint. Für niedrigere Felder, bei denen diese auf lokalisierte Moden trifft, wird die Kittelmode von diesen unterdrückt ($\rho = -45^\circ, -75^\circ$) oder sie überlappen sich ($\rho = 0^\circ, -30^\circ, -60^\circ, -90^\circ$). Dies geschieht abhängig vom Rotationswinkel bei unterschiedlichen Feldamplituden. Für $\rho = -45^\circ, -75^\circ$ zeigen sich die Kittelmoden erst für $\mu_0 H_{\text{ext}} \geq 100$ mT bzw. $\mu_0 H_{\text{ext}} \geq 80$ mT im Spektrum. Im Fall der symmetrischen Ausrichtung dagegen ist die gleichförmige Propagation der Spins bis zu $\mu_0 H_{\text{ext}} \geq 60$ mT und für $\rho = -60^\circ$ sogar bis $\mu_0 H_{\text{ext}} \geq 40$ mT die dominante Relaxationsmode. Für jeden Fall gilt aber, dass die lokalisierten Moden für diejenigen Feldwerte am intensivsten sind, wo deren Frequenz die Dispersion der ursprünglichen Kittelmode kreuzt, was indiziert, dass die Kittelmode auch für kleine Felder vorhanden ist.

Die durch das Lochgitter verursachten lokalisierten Moden lassen sich dagegen

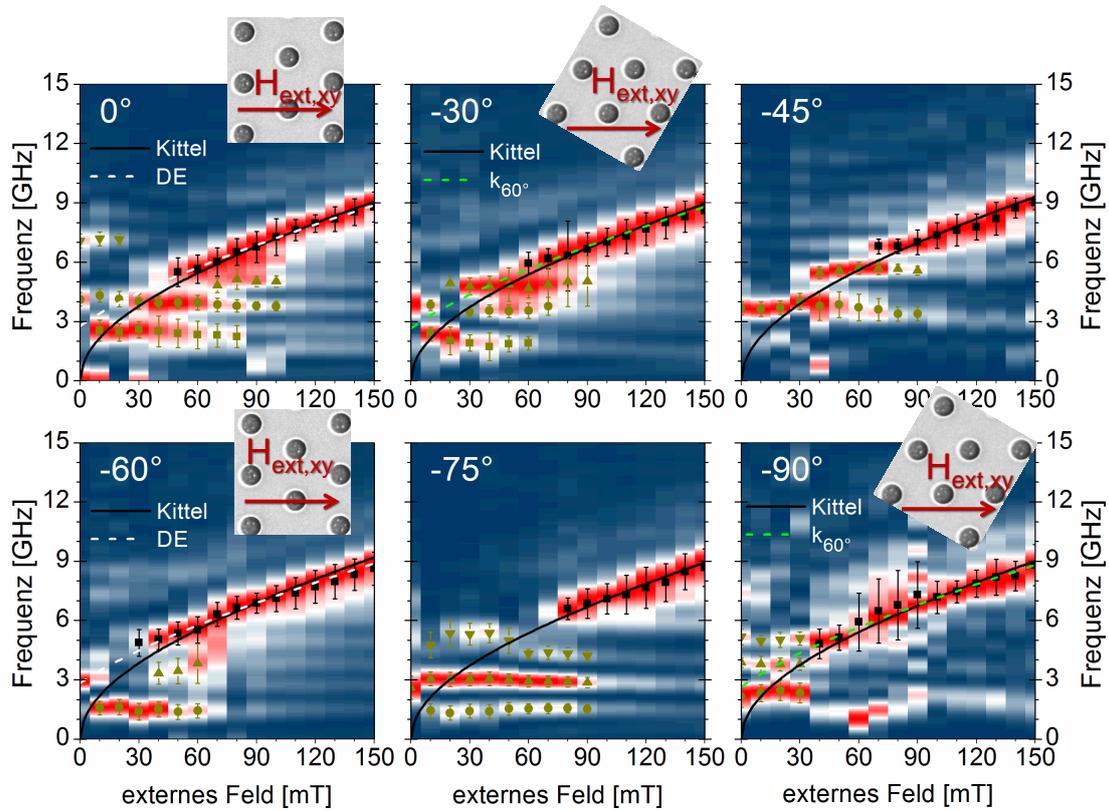


Abbildung 3.7.: Normierte TRMOKE-Spektren des hexagonalen Gitters für unterschiedliche Rotationswinkel ρ auf Ni_{hex} . Für Richtungen hoher Symmetrie (0° , -30° , -60° , -90°) ist die Kittelmode für Felder über $40 \leq \mu_0 H_{ext} < 60$ mT die favorisierte Mode, während sie für -45° und -75° durch die lokalisierten Moden bis $\mu_0 H_{ext} < 80$ mT unterdrückt ist.

nicht unmittelbar vergleichen, da sich ihr Erscheinungsbild sowohl in der Frequenz, Intensität, Anzahl als auch im äußerem Feld, bei dem sie auftreten, unterscheidet. So sind für $\rho = 0^\circ, -30^\circ, -75^\circ$, und -90° jeweils drei Moden zu sehen, während für $\rho = -45^\circ$ und -60° nur zwei zu erkennen sind (vgl. Tab. 3.5.2). Die Frequenzen zeigen jedoch keinen deutlichen Zusammenhang zwischen verschiedenen Winkeln.

Wie bereits in Abschnitt 3.4 erwähnt, können Moden konstanter Frequenz auch aus anderen Effekten, wie z.B. Phononen, resultieren. Diese entstehen insbesondere, wenn sich Materialien mit unterschiedlicher Absorption unterschiedlich stark aufheizen. Dieser Effekt ist hier durch den geringen Füllfaktor minimiert. Um dies dennoch ausschließen zu können, ist ein Vergleich mit den Reflektivitätsmessungen nötig. Aus diesen ist erkennbar¹⁵, dass nichtmagnetische Signale nur für Frequenzen um 2,0(5) GHz nicht auszuschließen sind. Aus der beobachteten Win-

¹⁵ vgl. (Abb. A.4) im Anhang

ρ [°]	0	-30	-45	-60	-75	-90
K_z [kJ m ⁻³]	-5(3)	0,2(60)	-16(8)	-11(8)	1(5)	-2(4)
ν_{lok} [GHz]	5	4,8	5,6		5,3 → 4,3	5
	3,9	3,6	3,6	<i>3,4</i>	3,0	3,8
	2,4	1,9		1,5	1,5	2,3

Tabelle 3.3.: Lokalisierte Spinwellenmoden im hexagonalen Gitter des Nickelfilms (Ni_{hex}). Die Anisotropiewerte der Kittelmoden liegen alle um $K_z = 0$. Darunter sind die Frequenzen der feldunabhängigen Moden aufgetragen. Fett gedruckt sind intensive und deutlich erkennbare Moden, kursive Werte gehören zu Moden niedriger Intensität im Spinwellenspektrum (Intensitäten von 25 bis 60% des Intensitätsmaximums), (vgl. Abb. 3.7).

kelabhängigkeit und Messung der Phononenmoden kann gefolgert werden, dass es sich bei allen hier auftretenden Moden oberhalb von $\nu = 2,5$ GHz um Spinwellen handelt. Generell findet man bei vielen dieser Moden auch eine leichte Magnetfeldabhängigkeit (Frequenzänderung) und ein kritisches, maximales Feld, bis zu welchem diese beobachtet werden können.

3.5.3. Das Honigwabengitter in Abhängigkeit vom Rotationswinkel

Weitere Messungen zur Untersuchung lokalisierter Moden wurden bei unterschiedlichen Rotationswinkeln ρ auf der Honigwaben-Struktur Ni_{hon} durchgeführt. Da diese Struktur andere Parameter als Ni_{hex} hat, ist ein direkter Vergleich zwischen den Symmetrien nicht möglich ist.

In Abb. 3.8 sind die Spektren für $\rho = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ und den unstrukturierten Film aufgeführt. In dieser Abbildung wurde bewusst auf die normierte Darstellung der FFT-Spektren verzichtet, weil hier unerwartete Abweichungen zu den üblichen Spektren auftreten. Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, nimmt die Intensität der Spinoszillationen für größere Felder zu. Dies gilt nicht nur für unstrukturierte Filme, sondern generell für Messungen in magnetischem Material und damit auch für die Strukturen (alle Strukturen, bis auf Ni_{hon} – auch diejenigen, welche nicht in dieser Arbeit aufgeführt sind – zeigen den üblichen Intensitätsanstieg mit zunehmendem Feld¹⁶). Was für diese Struktur auffällt, sind die nahezu gleichmäßig verteilten Intensitäten über den gesamten Bereich des angelegten Feldes für

¹⁶ Auf die Darstellung wird hier verzichtet, da dieser Aspekt keinen wesentlichen Anteil an den Untersuchungen dieser Arbeit hat.

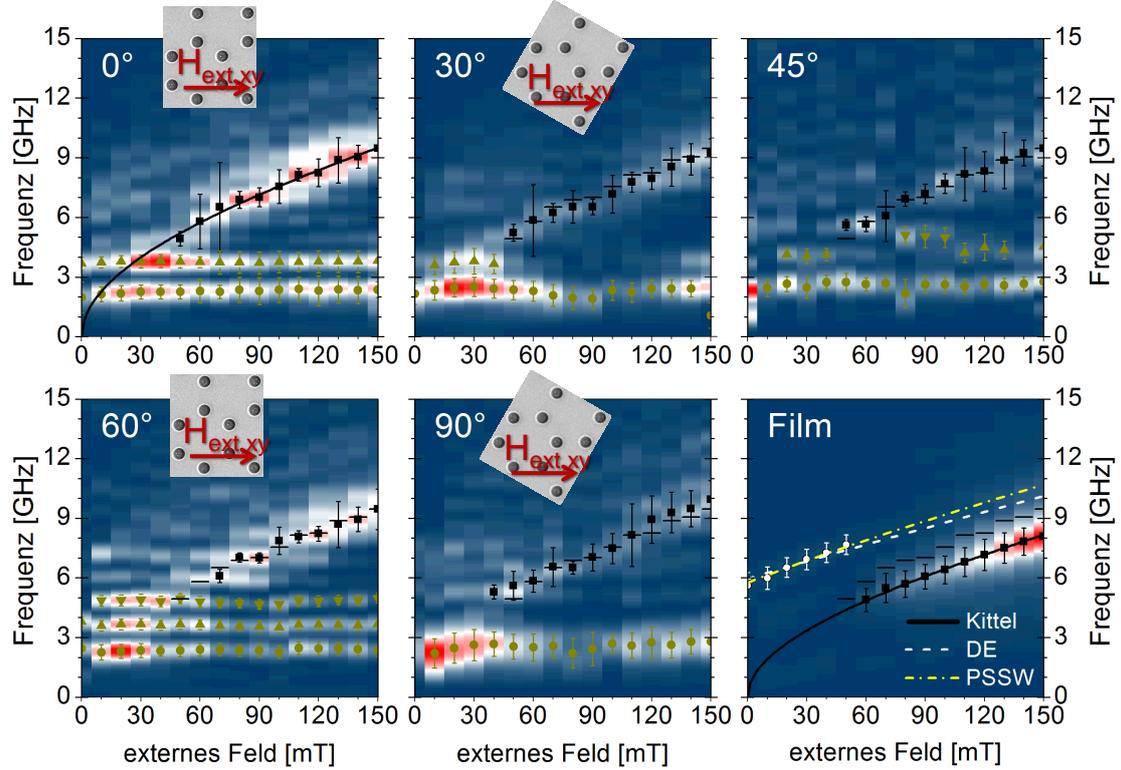


Abbildung 3.8.: TRMOKE-Spektren des Honigwabengitters für unterschiedliche Rotationswinkel (Struktur N_{hon}). Die einzelnen Messungen sind nicht normiert, um aufzuzeigen, dass in diesen Spektren üblicherweise die Intensitäten nicht mit H_{ext} zunehmen. Die Grafiken zeigen die Daten des honigwabenförmigen Gitters ($a = 2,9 \mu\text{m}$, $d = 0,71 \mu\text{m}$) in der 150 nm dicken Nickelschicht.

$\rho = 0^\circ$ und 60° , außerdem sind die deutlich stärksten Maxima bei $\mu_0 H_{\text{ext}} < 40 \text{ mT}$ für $\rho = 30^\circ, 45^\circ$ und 90° .

Wie erwartet zeigt sich, dass die Lage der Kittelmode nicht von ρ abhängt. Die Dispersionsrelation der uniformen Präzession auf der Struktur ist lediglich um 1,3(2) GHz zu höheren Frequenzen verschoben. Wie im Abschnitt zuvor im hexagonalen Gitter kann die veränderte Lage der Kittelmode durch eine erniedrigte Anisotropie angepasst werden. Jedoch zeigen sich Auswirkungen des Rotationswinkels auf die Intensität der Kittelmode, sodass sie in den Fällen, wo nächste Nachbarlöcher senkrecht zum äußeren Feld angeordnet sind ($\rho = 30^\circ, 90^\circ$), stärker unterdrückt ist als für $N\vec{N} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ ($\rho = 0^\circ$ und 60°).

Des Weiteren ist für $\rho = 30^\circ$ und 90° nur eine lokalisierte Mode klar zu erkennen, während sich für die um 30° gedrehten Richtungen (0° und 60°) zwei und drei von ihnen ausbilden. Zusätzlich dazu können im Fall $\rho = 30^\circ$ und 90° jeweils Fre-

quenzvariationen der lokalisierten Moden im äußerem Feld insofern wahrgenommen werden, dass die Frequenzen ein lokales Maximum bei ca. $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30 \text{ mT}$ aufweisen.

Die Gemeinsamkeiten der Spektren, deren Winkel ρ sich jeweils um 60° unterscheiden, spiegeln deutlich die 60° -Rotationssymmetrie der Probenstruktur wieder. Dies ist ein Indiz dafür, dass die lokale Geometrie – in dem vom Pumpstrahl angeregten Bereich – für die Ergebnisse ausschlaggebend ist, welche bei Drehung um $\rho = 60^\circ$ in sich selbst überführt wird. Dennoch weisen auch die jeweils zueinander gehörigen Spektren ($\rho = 0^\circ$ und 60° bzw. 30° und 90°) Unterschiede zueinander auf, was darauf hindeutet, dass weitere Faktoren die Entstehung der Moden beeinflussen. So kann beispielsweise der Probenhalter, falls die Filmmnormale nicht parallel zur z -Achse liegt ($\vec{n} \nparallel \vec{e}_z$), in Abweichungen der Probenausrichtung resultieren. Außerdem ist der Drehpunkt der Rotation nicht exakt am Punkt des Taststrahls, sodass sich die Messposition für unterschiedliche Rotationswinkel leicht verändert. Dieser Effekt hätte einen Einfluss auf die Ergebnisse, wenn die Intensitätsverteilung der Laseranregung auf mikroskopischer Skala eine Rolle spielen oder für nicht perfekte symmetrische Strukturen. Die Form der Gesamtstruktur, welche rechteckig ist und somit bei Drehungen um 60° eine neue Anordnung aufweist, kann als störender Faktor vernachlässigt werden, da die Abmessung der Gesamtstruktur ($> 100 \text{ }\mu\text{m}$) größer ist als der Bereich der Anregung durch den Pumpstrahl und zudem mehrere Größenordnungen über der freien Weglänge von Magnonen in Nickel liegt.

3.6. Spinwellenmoden in CoFeB

Für die Untersuchungen ausgedehnter Spinwellen ist die Legierung $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ als magnetisches Material besser geeignet als Nickel, da es eine sehr geringe Dämpfungskonstante im Bereich von $\alpha(\text{CoFeB}) = 0,005$ hat (vgl. [BDK⁺06] und [OWY⁺06]).¹⁷ Daher haben Spinwellen in diesem Material eine längere Lebensdauer und damit größere freie Weglängen $l_\alpha(\text{CoFeB}) = \frac{2\pi\nu}{k}t_\varepsilon(\alpha) \approx 90 \mu\text{m}$ im Vergleich zu Nickel ($l_\alpha(\text{Ni}) \approx 15 \mu\text{m}$), sodass die angeregten Spinwellen eher in propagierende Spinwellen relaxieren können [Len08]. Da eine Gitterkonstante von wenigen Mikrometern entsprechend der Wellenlängen von DE-Moden in den kontinuierlichen Filmen gewählt wurde, wird der Spinwelle in CoFeB eine Propagation über mehrere Wellenlängen ermöglicht, was eine Grundlage für das Auftreten von blochartigen Wellen ist. Der g -Faktor für CoFeB beträgt $g = 2,04$ und die Sättigungsmagnetisierung liegt bei $\mu_0 M_S = 1,8(2) \text{ T}$ (vgl. [Ulr10] und [BDK⁺06]). Ein weiterer Unterschied zu Nickel ist die amorphe Struktur von CoFeB, was bedeutet, dass für den ungestörten Film der Anisotropiefaktor in den Gleichungen der Spinwellen (Gl. 2.3 und 2.4) verschwindet. Da die Sättigungsmagnetisierung der Probe einen relativ großen Fehler hat und (mit $\mu_0 M_S \stackrel{!}{=} 1,8 \text{ T}$) in der Auswertung beim Anpassen der Kittelmode an die Maxima im kontinuierlichen Film Abweichungen von $K_z = 0$ auftreten, erfolgt die Anpassung in einer veränderten Art: Da K_z und $\mu_0 M_S$ in ähnlicher Weise die Frequenzen in der Kittelgleichung beeinflussen, wird für den kontinuierlichen Film $K_z \stackrel{!}{=} 0$ gesetzt und durch die Anpassung der Kittelmode die zugehörige Sättigungsmagnetisierung bestimmt (vgl. Abb. 3.9). Für die Probe CFB wird so $\mu_0 M_S = 1,63 \text{ T}$ erhalten; dieser Wert wird für die Anpassung aller Spinwellenmoden auf CFB vorausgesetzt. Auf den Strukturen, welche eine Anisotropie im Film erzeugen, kann dann bei Beobachtung der Kittelmode der Faktor $K_z \neq 0$ bestimmt werden, welche anschließend als konstant für alle Moden der jeweiligen Struktur und unabhängig vom Rotationswinkel angenommen wird.

3.6.1. Lokalisierte Moden in CoFeB

Neben den propagierenden Spinwellen die in diesem Abschnitt genauer untersucht werden, treten in den CoFeB-Strukturen auch feldunabhängige Moden auf, welche der Vollständigkeit halber kurz beschrieben werden. Die lokalisierten Moden in CoFeB werden hier am Beispiel des hexagonalen Gitters untersucht; die Strukturparameter für diesen Fall sind $a = 3,5 \mu\text{m}$ und $d = 1,36 \mu\text{m}$, was einen Füllfaktor von $f_{\text{hex}} = 13,7\%$ ergibt.

¹⁷ In den Referenzen wurden $\alpha(\text{Co}_{72}\text{Fe}_{18}\text{B}_{10}) = 0,006$ und $\alpha(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}) = 0,0035$ gemessen.

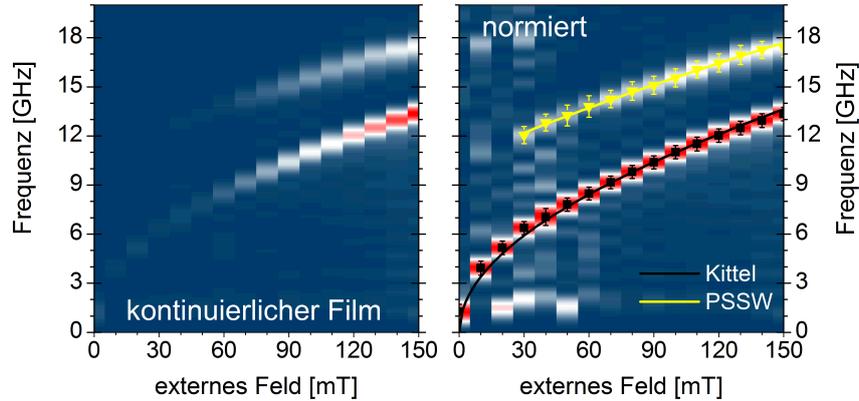


Abbildung 3.9.: Frequenzspektrum des unstrukturierten CoFeB-Films. Die zugehörigen Daten wurden mit positiven Feldamplituden gemessen. Links sind die Kittel und PSSW Mode im Spektrum zu erkennen, welche mit zunehmender Feldamplitude höhere Intensitäten aufweisen. Rechts sind die gleichen Daten aufgetragen, mit dem Unterschied, dass für jede Messung (also für jede Feldamplitude) die Daten auf ihr Maximum normiert wurden, um die Daten für kleine externe Felder deutlicher zu sehen.

In Abb. 3.10 sind die Messdaten von Spektren sowohl für $\rho = 0^\circ$ und 60° ($\vec{N}\vec{N}$ senkrecht zum angelegten Feld) als auch für 30° und 90° ($\vec{N}\vec{N}$ parallel zum angelegten Feld) dargestellt. Bei den hier gezeigten Spektren handelt es sich wie im vorherigen Abschnitt um die Frequenzen aus den Messdaten für positive externe Felder, sodass die feldunabhängigen Moden deutlich zu erkennen sind. Die Frequenzen aus den Differenzen der Messdaten von positiver und negativer Feldrichtung weisen ebenfalls über weite Bereiche des Spektrums eine Auslöschung der feldunabhängigen Moden auf (vgl. Abb. 3.6), sodass deren Darstellung nicht für die zunächst folgende Untersuchung lokalisierter Moden geeignet ist.

Für $\rho = 0^\circ$ stehen zwei feldunabhängige Moden deutlich aus dem übrigen Spektrum heraus. Deren Frequenzen liegen bei 2,0 GHz und 4,9 GHz. Im Vergleich sind bei $\rho = 30^\circ$ ebenfalls zwei intensive lokalisierte Moden zu erkennen, allerdings bei Frequenzen von 1,6 GHz und 5,5 GHz. Unter der Annahme, dass diese Moden gleichen Ursprungs sind, liegt für $\vec{N}\vec{N}$ entlang des äußeren Feldes eine stärkere Separation der beiden vor, was durch die näher beieinander liegenden Löcher längs des externen Feldes begründet werden kann. Dadurch, dass in der Richtung $\vec{N}\vec{N} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ die Löcher den kürzesten Abstand zueinander haben, kann wie im Fall der Elektronenbänder im Festkörper argumentiert werden, dass kleinere Abstände der Potentialtöpfe (Überlapp der Wellenfunktionen) stärkere Separationen der Moden zur Folge haben.

Für eine Rotation um $\rho = 60^\circ$, bei der die Ausrichtung der Struktur gleich

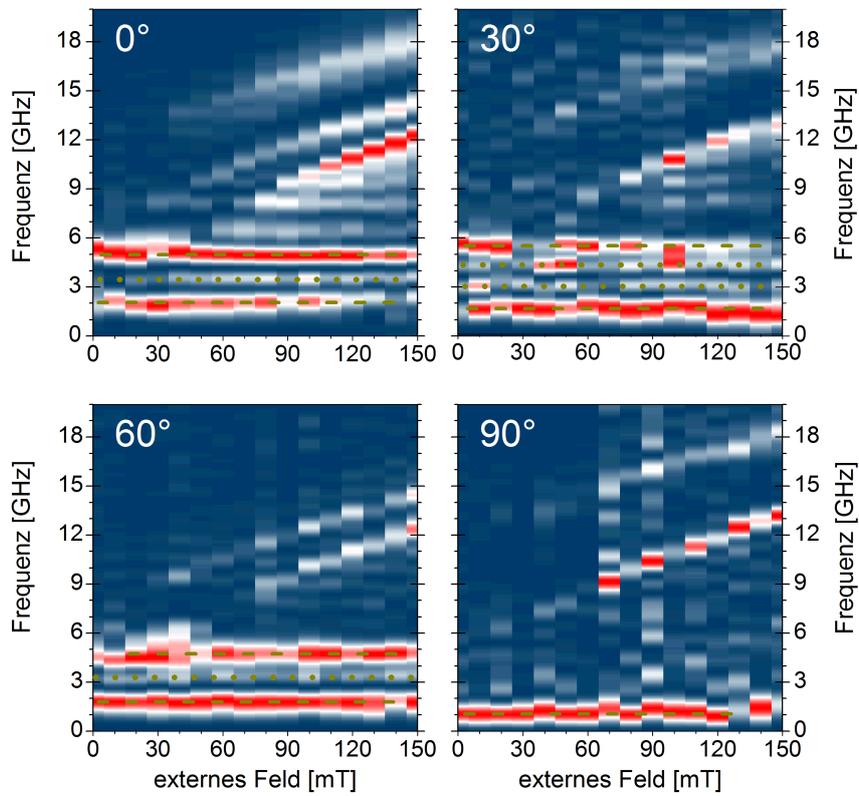


Abbildung 3.10.: Spektren der hexagonalen Struktur ($d = 1,36 \mu\text{m}$, $a = 3,5 \mu\text{m}$) im CoFeB-Film für vier unterschiedliche Rotationswinkel ρ . Zu sehen sind die Messreihen für positive externe Felder um die lokalisierten Moden zu erkennen.

zur Anfangsstellung ($\rho = 0^\circ$) ist, zeigt das Spektrum ebenfalls wie für $\rho = 0^\circ$ zwei deutliche und eine nur schwach zu erkennende Mode. Sowohl die beiden intensitätsstarken als auch die schwach ausgeprägte Mode sind über den gesamten Bereich des externen Feldes in etwa mit konstanter Intensität zu erkennen. Lediglich die untere Mode der $\rho = 0^\circ$ Messreihe (bei 2,0 GHz) schwächt für große Felder ab, in etwa in der gleichen Weise wie die feldabhängigen Moden (zwischen $\nu = 9 \text{ GHz}$ und 18 GHz) mit steigendem äußeren Feld an Intensivität zunehmen. Ein Vergleich der Frequenzen der Moden für 0° und 60° zeigt die gute Übereinstimmung beider FFT-Spektren. Wie in Tabelle 3.4 zu sehen, weichen die Lagen der lokalisierten Moden beider Ausrichtungen um maximal 0,2 GHz voneinander ab. Da der Fehler bei der Frequenzbestimmung auch mit 0,2 GHz angenommen wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Lage der Moden in beiden Spektren gleich ist.

Da die Intensitäten der feldunabhängigen Moden sich kaum mit dem äußeren

ρ [°]	0	30	60	90
ν_{lok} [GHz]		5,5		
	4,9	<i>4,4</i>	4,7	
	3,5	<i>3,1</i>	3,3	
	2,0	1,6	1,8	1,1

Tabelle 3.4.: Lokalisierte Moden im hexagonalen Gitter in CoFeB. Dick gedruckte Werte stehen für Moden, welche deutlich im FFT-Spektrum hervorstechen (Intensitäten ab 60% des Intensitätsmaximums), kursive gedruckte für nur schwach erkennbare Moden (Intensitäten bis 25% des Intensitätsmaximums).

Feld verändern, liegt der Verdacht nahe, dass es sich hierbei um eine nichtmagnetische Mode handelt. Der Vergleich mit der Reflektivität ergibt aber, dass die stärkste Oszillation im Spektrum (bei 2 GHz) nicht von den Reflektivitätsmessungen mit einem Ausschlag in den Frequenzdaten bei (1,3 GHz) verursacht sein kann, da die Werte deutlich unterschiedlich sind. Es kann damit angenommen werden, dass die beobachtete Mode eine Spinwelle, also magnetischen Ursprungs ist.

Die um 90° rotierte Struktur zeigt entgegen der Erwartung, dass die Abhängigkeit von ρ eine Periode von 60° ausweist, nicht die gleichen Muster wie das Spektrum für $\rho = 30^\circ$. Zwar ähnelt die Intensitätsverteilung in diesem Spektrum den vorherigen, da auch hier die feldunabhängige Mode am stärksten vertreten ist, jedoch ist hier nur eine Mode zu erkennen, während zuvor ($\rho = 30^\circ$) zwei Moden deutlich und zwei weitere zumindest schwach im Spektrum vorhanden waren. Des Weiteren unterscheidet sich die Position dieser Mode von denen aller anderen. So liegt diese nur bei 1,1(2) GHz, womit nicht sichergestellt werden kann, dass es sich hierbei um eine Spinwelle handelt, da ein Ausschlag um $\nu = 1,0$ GHz ebenso durch die FFT verursacht werden kann, wenn der abklingende Untergrund nicht vollständig abgezogen wurde, was nicht immer zu 100% gelingt. Außerdem zeigen die Reflektivitätsmessungen hohe Anteile an Frequenzen bei 1,3 GHz¹⁸, weshalb nicht bestätigt werden kann, dass diese Mode magnetischen Ursprungs ist.

Hiermit ist die Untersuchung lokalisierter Moden abgeschlossen, so dass im Folgenden stets Differenzspektren ausgewertet werden, in denen die feldabhängigen Blochmoden deutlicher zu erkennen sind.

¹⁸ siehe Abb. A.6 im Anhang

3.6.2. Blochmoden im quadratischen Gitter

Aus der Diplomarbeit von H. Ulrichs [Ulr10] geht hervor, dass durch eine quadratische Struktur in einem dünnen CoFeB-Film die Ausbreitungsrichtung der DE-Mode vorgegeben wird und der jeweilige Wellenvektor zum Abstand nächster Nachbarn passt. Um die Anwendbarkeit dieses Ergebnisses auf hexagonale und Honigwabens-Strukturen zu überprüfen, wurde zunächst eine Struktur mit gleichen Parametern wie in der Referenz untersucht (CFB_{qua}). Außerdem können die Daten dann mit der vorherigen Messungen verglichen und somit Aussagen über die Reproduzierbarkeit der Messungen bzw. Proben gemacht werden.

Für das quadratische Lochgitter mit Ausrichtung der NN in Feldrichtung ($\rho = 0^\circ$) ergeben sich im Frequenzspektrum drei feldabhängige Moden (siehe Abb. 3.11). Die Mode mit der niedrigsten Frequenz (ca. 12 GHz bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150$ mT) ist die Kittelmode, aus welcher mithilfe der Anpassung von Gl. 2.3 der Anisotropiefaktor dieser Struktur zu $K_z = 168(6)$ kJ m⁻³ bestimmt werden kann.¹⁹

ρ [°]	Mode	K_z [kJ m ⁻³]	k [μm^{-1}]	ϕ [°]	λ/a	$k/(\pi a^{-1})$
0	1	168(6)				
0	2		0,847(25)	90	2,12(42)	0,94(19)
45	3		1,03(3)	45	1,74(35)	1,15(23)
45	3		0,499(12)	90	3,60(72)	0,56(11)

Tabelle 3.5.: Auswertung der Messdaten zur quadratischen Struktur in CoFeB (zugehörige Spektren in Abb. 3.11). In kursiver Schrift sind die zugehörigen Daten für den Ursprung einer DE-Mode ($\phi = 90^\circ$) dargestellt, die vergleichshalber angepasst wurden.

Für die Mode mit den höchsten Frequenzen, die PSSW-Mode, ergibt sich mit Gl. 2.5 eine Austauschkonstante von $A = 2,0 \cdot 10^{-11}$ J m⁻¹. Die sich senkrecht zu $\mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ ausbreitende DE-Mode, welche sich im Spektrum zwischen den beiden anderen Moden befindet, kann mit Gl. 2.4 für $\rho = 90^\circ$ die Wellenzahl bestimmt werden. Die Anpassung liefert $k_{\text{DE}} = 0,847(25)$ μm^{-1} , was einer Wellenlänge von $\lambda = 7,4(15)$ μm und damit dem 2,1(4)-fachen des Gitterabstandes a entspricht. Das bedeutet, dass die Wellenzahl fast mit dem Zonenrand der ersten Brillouin-Zone im k-Raum ($k = 0,94(19)\frac{\pi}{a}$) übereinstimmt. An die Ergebnisse der um 45°

¹⁹ Da die Auswertung dieser Struktur nur zum Vergleich dienen soll, werden keine weiteren Spektren bei gleicher Symmetrieausrichtung (z.B. $\rho = 90^\circ$) analysiert, die den Wert für K_z bestätigen könnten. Stattdessen wurden die Werte aus den einzelnen Messreihen für positive und negative Feldrichtungen hinzugezogen, um eine Abschätzung des Fehlers zu erhalten.

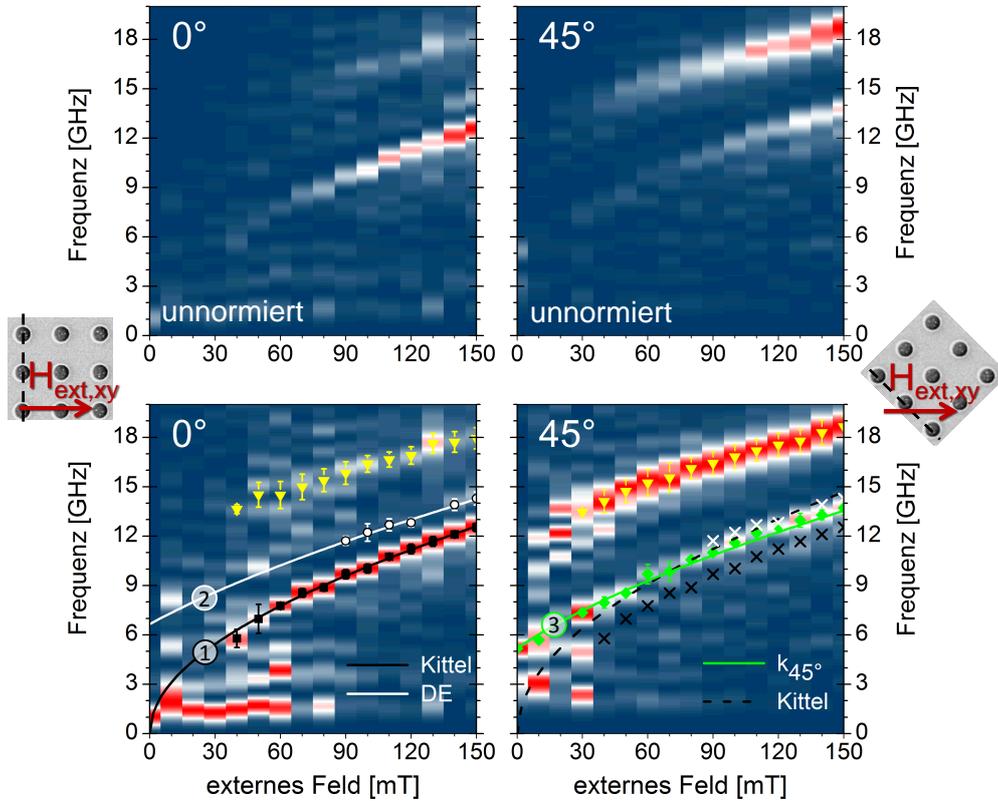


Abbildung 3.11.: Spektren der quadratischen Struktur ($d = 1,36 \mu\text{m}$, $a = 3,5 \mu\text{m}$) im CoFeB-Film für zwei unterschiedliche Rotationswinkel $\rho = 0^\circ$ und 45° . Gezeigt sind die Spektren der Differenzdaten aus positiver und negativer Feldrichtung um die Signale der feldabhängigen Moden zu verstärken.

rotierten Probe wurde nun Gl. 2.4 mit einer Ausbreitungsrichtung von $\rho = 45^\circ$ zur äußeren Feldrichtung angepasst. Statt einer Wellenzahl von $k = \frac{\pi}{a}$ zeigen die aktuellen Messdaten einen Wert von $k_{45^\circ} = 1,15(23) \cdot \frac{\pi}{a}$. Dies entspricht mit einer Abweichung von 15% einer Blochmode am Zonenrand, die sich entlang der [01] bzw. [10] Richtung (entlang NN) im zweidimensionalen Gitter ausbreitet. Es sei bemerkt, dass auf Grund der ungenauen Bestimmung der Maxima in den Spektren ($\Delta\nu \approx 0,2 \text{ GHz}$) und durch die fehlerbehafteten Parameter in der Gl. 2.4 (Schichtdicke, g -Faktor, $\mu_0 M_S$) der Wert für die Wellenzahl Abweichungen bis zu 20% aufweist. Damit können die Ergebnisse aus Referenz [Ulr10], in welcher Schwankungen der Wellenzahlen um 10% auftreten, bestätigt werden.

3.6.3. Blochmoden im hexagonalen Gitter

Aufbauend auf diesen Ergebnissen werden nun die Untersuchungen an dem hexagonalen Lochgitter CFB_{hex} dargestellt (siehe Abb. 3.12). Im Sinne des Vergleichs mit den bisherigen Erkenntnissen entsprechen hier sowohl Lochgröße als auch Gitterparameter denen des quadratischen Gitters CFB_{qua} . Das bedeutet, dass sich die unterschiedlichen Gitter nur in Symmetrie und Füllfaktor unterscheiden.

Die Ausrichtung des hexagonalen Gitters im Versuchsaufbau entspricht der gleichen wie in Abschnitt 3.5, sodass bei einem Rotationswinkel von $\rho = 0^\circ$ die NN-Richtung senkrecht zum äußeren Feld verläuft (vgl. Abb. 3.12). Auch hier ist es möglich, an die Frequenzdaten des Spektrums für $\rho = 0^\circ$ eine Kittelmode an die unterste feldabhängige Mode anzupassen (vgl. Abschnitt 3.6.2). Da dies auch für die Daten von $\rho = 60^\circ$ der Fall ist, wird für diese Struktur $K_z(\text{CFB}_{\text{hex}})$ aus den Mittelwerten der angepassten Anisotropiefaktoren beider Ausrichtungen berechnet und anschließend für die weitere Auswertung an dieser Struktur festgelegt. Aus $K_z(\rho = 0^\circ) = 217 \text{ kJ m}^{-3}$ und $K_z(\rho = 60^\circ) = 230 \text{ kJ m}^{-3}$ wird für das hexagonale Gitter $K_{z,\text{hexa}} = 223 \text{ kJ m}^{-3}$ ermittelt.

Mit der Annahme, dass sich die propagierende Mode wie im quadratischen Gitter entlang der Achsen hoher Symmetrie ausbreitet, dass also die Spinwellen entlang nächster Nachbarlöcher verlaufen, kann für $\rho = 0^\circ$ und 60° eine DE- oder k_{30° -Mode und für $\rho = 30^\circ$ und 90° eine k_{60° -Mode angepasst werden.²⁰

Für $\rho = 0^\circ$ ist zwischen der PSSW-, welche erneut bei den höchsten Frequenzen erkennbar ist, und der Kittel-Mode eine weitere Mode sichtbar. Aus ihrer Lage knapp oberhalb der Kittelmode (ca. 2 GHz) kann vermutet werden, dass es sich hierbei um eine propagierende Welle handelt. Da für kontinuierliche Filme die bevorzugte Ausbreitungsrichtung der Spinwellen senkrecht zum externen Feld ist (DE-Mode) und in der Ausrichtung $\rho = 0^\circ$ die Löcher diese Richtung nicht "versperren", kann die DE-Mode als die wahrscheinlichste zugehörige Mode angenommen werden. Außerdem liefern auch hier die Anpassungen anderer möglicher Moden schlechtere Ergebnisse. Das Einsetzen der Maxima des Spektrums in die DE-Gleichung 2.6 bringt eine Wellenzahl von $k_{\text{DE}} = 0,92(18) \cdot \frac{\pi}{a}$ als Ergebnis. Für die Anordnung nächster Nachbarlöcher entlang der Senkrechten zum externen Feld bildet sich demnach sowohl im quadratischen als auch im hexagonalen Gitter eine blochartige Mode, die entlang der Symmetrierichtung parallel zu Verbindungen

²⁰ Zur Überprüfung wurden auch die jeweils anderen Moden (k_{60° für $\rho = 0^\circ, 60^\circ$ und DE bzw. k_{60° für $\rho = 30^\circ, 90^\circ$) angepasst, deren Ergebnisse aber nicht extra aufgelistet sind. Beim Vergleich der möglichen Anpassungen, zeigten entweder die Kurven schlechtere Übereinstimmungen mit den Maxima der Moden oder aber die berechneten Wellenzahlen liefern Werte, welche nicht in Verbindung mit dem Gitterparameter stehen.

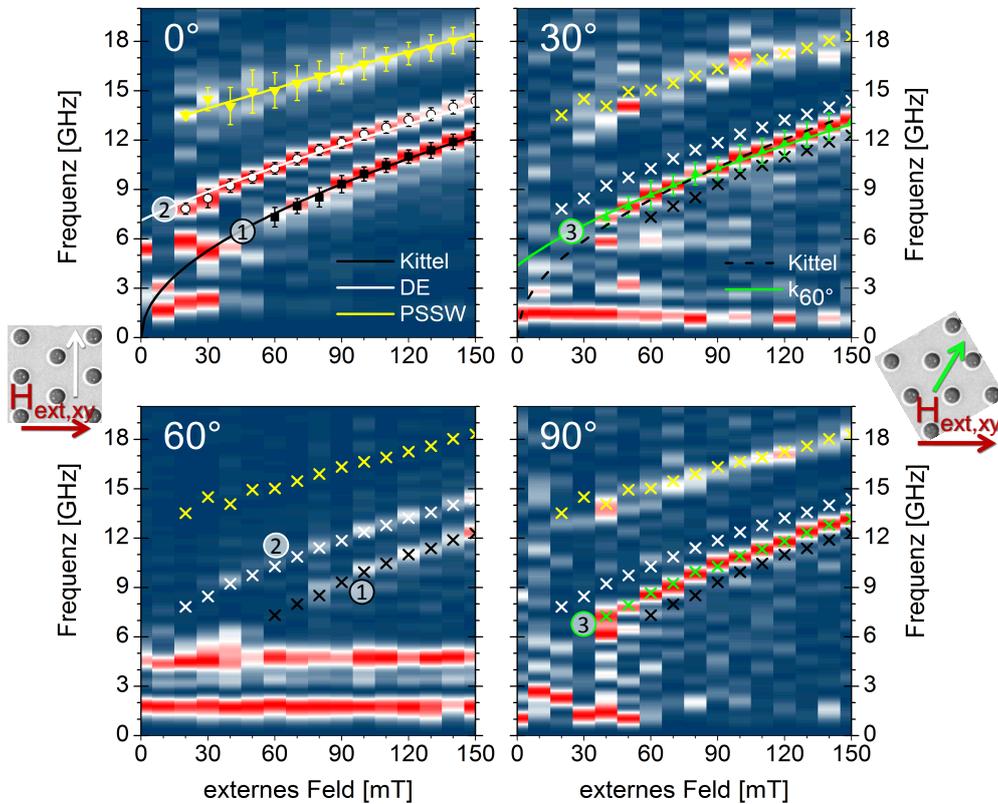


Abbildung 3.12.: Spektren der hexagonalen Struktur ($d = 1,36 \mu\text{m}$, $a = 3,5 \mu\text{m}$) im CoFeB-Film für vier unterschiedliche Rotationswinkel in Schritten von $\Delta\rho = 30^\circ$. Aufgetragen sind für $\rho = 0^\circ$, 30° und 90° die Auswertungen der Differenzen von Messungen mit entgegengesetzter Feldrichtung, um die feldabhängigen Moden deutlicher zu sehen; für $\rho = 60^\circ$ sind die Messdaten von positiver Feldrichtung aufgetragen (Hierbei handelt es sich um den Datensatz einer wiederholten Messreihe, da sowohl die ursprüngliche Messung, als auch die wiederholte Messreihe für negative Felder sehr verrauschte Ergebnisse lieferten). Dicke Symbole mit Fehlerbalken markieren die Positionen der Intensitätsmaxima, während die farbigen Kreuze die Maxima aus den Spektren von $\rho = 0^\circ$ und 30° anzeigen.

nächster Nachbarlöcher verläuft und deren Wellenlänge durch die Periodizität des Gitters bestimmt ist. Bei den Ergebnissen der rotierten Struktur ($\rho = 30^\circ$) ändert sich das Erscheinungsbild des Spektrums verglichen mit der $\rho = 0^\circ$ -Messreihe insofern, dass statt der drei nun nur zwei feldabhängige Dispersionen zu erkennen sind. Die PSSW-Mode liegt wieder bei ähnlichen Frequenzen, sodass diese offensichtlich kaum von der Rotation beeinflusst wird (das Spektrum bei $\rho = 60^\circ$ sei diesbezüglich zunächst nicht beachtet, da es sich hierbei um eine abweichende Messreihe handelt²¹). Die zweite Mode liegt jedoch unterhalb der DE- und ober-

²¹ Erklärung folgt später

ρ [°]	Mode	K_z [kJ m ⁻³]	k [μm ⁻¹]	ϕ [°]	λ/a	$k/(\pi a^{-1})$
0	1	218(7)				
0	2		0,975(28)	90	1,84(37)	1,09(22)
30	3	12(18)				
30	3		0,480(26)	60	3,74(75)	0,53(11)
60	1	230(22)				
60	2		1,081(20)	90	1,66(33)	1,20(24)
90	3	23(15)				
90	3		0,462(34)	60	3,89(78)	0,51(10)

Tabelle 3.6.: Anpassungswerte der hexagonalen Struktur auf CoFeB. Die Fehlerangaben der ersten drei Spalten sind die von Origin ermittelten Werte unter der Annahme, dass alle anderen Parameter (Schichtdicke, g -Faktor, Sättigungsmagnetisierung) keinen Fehler aufweisen. Diese Werte unterschätzen die wirklichen Fehler. Als Ungenauigkeiten der Variablen λ/a und $k/(\pi a^{-1})$ wurden realistische Fehler in der Höhe von 20% des Wertes angenommen.

halb der Kittelmode der $\rho = 0^\circ$ -Messung (vgl. Kreuze in Abb. 3.12). Die Rotation zeigt für Spinwellen die sich nicht senkrecht zur Filmoberfläche ausbreiten ($n = 0$) somit deutliche Veränderungen. Damit ergibt sich die Frage nach dem Ursprung dieser neuen Mode. Ob diese Mode Kittelcharakter hat oder einer propagierenden Spinwelle entspricht, lässt sich durch den Vergleich der Anpassungen klären (siehe Tab. 3.6). Die Daten zeigen, dass eine uniforme Präzession als Ursprung für diese Mode ausgeschlossen werden kann, da eine Kittelmode unrealistische Werte von $K_z = 10(18)$ kJ m⁻³ liefert und zudem nur schlecht mit den Maxima übereinstimmt. Da die Richtung senkrecht zum Feld keine freie Ausbreitung erlaubt, kommt die DE-Mode ebenfalls nicht als Ursprung in Frage. Stattdessen kann Gl. 2.4 für $\phi = 60^\circ$ an die Maxima angepasst werden, was eine Wellenzahl von $k_{60^\circ} = 1,86(19)\frac{\pi}{a}$ ergibt.²²

Bei Fortführen der Rotation wird für $\rho = 60^\circ$ die Struktur wieder in die Ausrichtung von $\rho = 0^\circ$ überführt ($\vec{N}\vec{N} \perp \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$) und die zwei Moden im Spektrum entsprechen erneut der Kittel- und DE-Mode, wie auch die Daten in Tab. 3.6 belegen. Die ebenfalls erwartete PSSW-Mode ist allerdings nicht im Spektrum zu sehen. Eine mögliche Ursache dafür sind die Alterungsprozesse, welche die Beschaffenheit der Probenoberfläche trotz Lagerung im Exsikkator verändern. Im

²² Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass im Fall einer DE-Mode dies einer Wellenzahl von $k = 1,45(15)\frac{\pi}{a}$ entspräche, was nicht mit natürlichen Vielfachen der Lochabstände übereinstimmt.

Gegensatz zu den Spektren von $\rho = 0^\circ$, 30° , und 90° , deren zugehörige Messungen einen Monat nach der Probenherstellung aufgenommen wurde, entspricht nämlich das Spektrum zu $\rho = 60^\circ$ Messungen, welche 5 Monate später stattfanden. Die Daten der ersten Messreihe zur $\rho = 60^\circ$ Ausrichtung sind hier nicht aufgeführt, weil diese durch nicht optimale Laserjustierung stark verrauscht waren, sodass eine aussagekräftige Analyse der Daten nicht möglich war, wenngleich auch dort die PSSW-Mode zu erkennen war. Bei der wiederholten Messreihe treten nun die zwei anderen feldabhängigen Moden (Kittel und DE) deutlich auf und können weiter untersucht werden. Die Anpassung der Kittelmode wurde (wie bereits erwähnt) für die Bestimmung des K_z -Wertes benutzt. Für die andere Dispersion kann (wie bei $\rho = 0^\circ$) die DE-Gleichung angepasst werden, welche einen Wert von $k_{DE} = 1,20(24) \cdot \frac{\pi}{a}$ liefert.

Für $\rho = 90^\circ$ tritt im Spektrum wieder nur eine Spinwellenmode unterhalb der PSSW-Mode auf. Diese Maxima können wieder der k_{60° -Mode zugewiesen werden, was in der Anpassung eine Wellenzahl $k_{60^\circ} = 1,94(38) \cdot \frac{\pi}{a}$ ergibt.

Zusammenfassend kann für diese Struktur festgehalten werden, dass die feldabhängigen Moden bei Rotationen um 60° sehr ähnlich zueinander sind. Es zeigen sich wie für die lokalisierten Moden in Nickel deutliche Ähnlichkeiten der Modenkonstellationen mit einer Periode von 60° , was der Rotationssymmetrie der Struktur entspricht. So treten im Falle der NN-Ausrichtung senkrecht zum äußeren Feld sowohl die uniforme Präzession als auch eine propagierende Spinwelle mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 2a$ auf, welche entlang nächster Nachbarn verläuft. Im Vergleich dazu ist für $\vec{N}\vec{N} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext},xy}$ im Spektrum nur noch die propagierende Welle entlang nächster Nachbarlöcher ($\phi = 60^\circ$) sichtbar, deren Wellenlänge ca. $4a$ beträgt.

Detaillierte ρ Variation

Um die Abhängigkeit der auftretenden Moden mit der Änderung von ρ aus dem vorherigen Abschnitt näher zu untersuchen, wurde nun die Probendrehung mit kleineren Rotationsschritten durchgeführt. Im Rahmen der Genauigkeit mit der der Rotationswinkel ρ eingestellt werden kann (Einteilung der Rotationskala in 5° -Schritte, vgl. Abschnitt 3.2), wurden Schrittweiten von 5° gewählt. Dabei umfasst die ganze Messreihe einen Winkelbereich von $0 \leq \rho \leq 120^\circ$, um alle Messungen mit einer anderen um 60° dazu gedrehten vergleichen und auf die Rotationssymmetrie hin untersuchen zu können. Da in Abhängigkeit von ρ in diesem Experiment nur die Lage der aus dem vorherigen Abschnitt bekannten Moden im Frequenzraum untersucht wird, ist es ausreichend, die Messungen für jeden Winkel

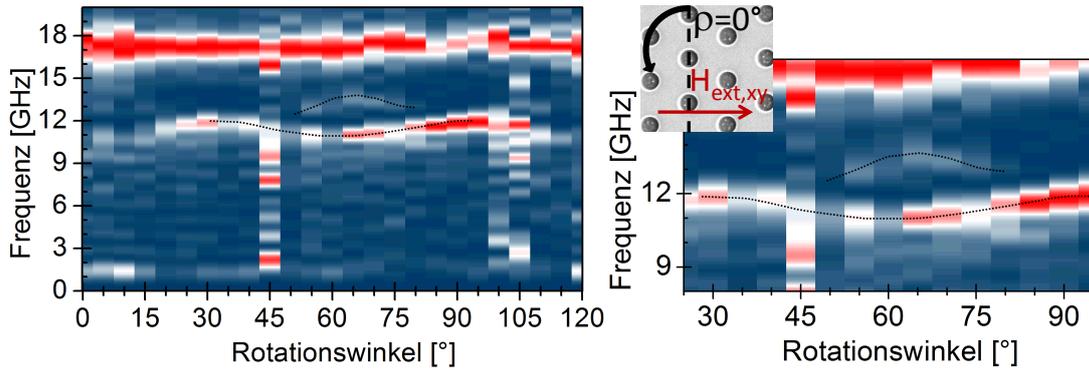


Abbildung 3.13.: Frequenzspektrum der hexagonalen CoFeB-Struktur mit erhöhter ρ -Auflösung ($0 \leq \rho \leq 120^\circ$; $\Delta\rho = 5^\circ$) bei gleicher Feldamplitude ($\mu_0 H_{\text{ext}} = \pm 120 \text{ mT}$). Die linke Seite zeigt die Übersicht der Frequenzintensitäten in dem relevanten Frequenzbereich. Rechts ist ein Ausschnitt des Spektrums vergrößert dargestellt.

bei nur einer Feldamplitude durchzuführen. Als Kompromiss zwischen möglichst großer Spinwellenamplitude und der notwendigen Abfuhr der Jouleschen Wärme im Dauerbetrieb des Elektromagneten wurden die Messungen bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 120 \text{ mT}$ durchgeführt. Um die Spin-Oszillationen der feldabhängigen Moden im Spektrum deutlicher erkennen zu können, wurden auch hier jeweils zwei Datenreihen – sowohl für den positiven als auch negativen Feldwert – aufgenommen und die Differenz der beiden Messungen ausgewertet.

In Abb. 3.13 ist zunächst eine Übersicht der FFT-Daten der hexagonalen Struktur für Rotationwinkel im Bereich $0^\circ \leq \rho \leq 120^\circ$ im relevanten Frequenzbereich von $0 \leq f \leq 20 \text{ GHz}$ aufgetragen. Die Tatsache, dass die Ergebnisse für $\rho > 60^\circ$ in ihren Intensitäten von den Darstellungen für $\rho < 60^\circ$ abweichen, ist vermutlich dadurch zu erklären, dass die Messungen nicht bei genau den gleichen Ausgangsbedingungen stattfanden, da sie an zwei aufeinander folgenden Tagen durchgeführt wurden. Beim Vergleichen der Intensität zweier Messungen muss dies berücksichtigt werden.

Zunächst zeigt sich, dass die PSSW-Mode (bei 18 GHz) über weite Teile der Winkelauftragung konstant in der Frequenz bleibt. Da sich außerdem keine mit 60° periodische Veränderung von ν_{PSSW} einstellt, kann davon ausgegangen werden, dass die Symmetrie der Struktur keinen großen Einfluss auf die Frequenz der PSSW-Mode hat. Des Weiteren sind die Messungen bei $\rho = 45^\circ$ und 105° stärker verrauscht als die übrigen, was sich in weniger Kontrast und einem Verstärken des Untergrundes in der Frequenzauflistung äußert. Dies ist ein weiteres Indiz für den direkten Einfluss der 60° -Rotationssymmetrie der Struktur auf die beobachteten Frequenzen. Ursache dieser Störungen der Signale bei bestimmten Winkeln

ist mit hoher Wahrscheinlichkeit die Struktur, welche Interferenzen in dem reflektierten Taststrahl verursacht. Da aber für alle Winkeleinstellungen die Reflexe höherer Ordnung manuell blockiert und jeweils die Diodenposition optimiert wurden, können Nebenmaxima des Interferenzmusters als Ursache des verringerten Signal-zu-Rausch-Verhältnis ausgeschlossen werden. Stattdessen ist für die Winkel $\rho = 45^\circ$ und 105° vermutlich die Intensität des Hauptreflexes im Vergleich zu den Nebenmaxima deutlich geringer als für die übrigen Rotationswinkel.

Die Maxima im Bereich 10 bis 14 GHz zeigen in dieser detaillierten Auftragung ein interessantes Verhalten, weil mit einer Periode von 60° mal zwei und dann wieder nur ein Maximum erscheint. Da diese Moden am deutlichsten im Winkelbereich $30^\circ \leq \rho \leq 90^\circ$ auftreten, ist für die Auswertung der Moden um 12 GHz dieser Bereich noch einmal in Abb. 3.13 (rechts) vergrößert dargestellt. Dort ist deutlich zu erkennen, wie das untere Maximum bei $\rho = 60^\circ$ scheinbar gleichförmig zu beiden Seiten bis zu $\rho = 30^\circ$ bzw. 90° in der Frequenz ansteigt und danach wieder abfällt. Die niedrigste Frequenz dieser Mode ist bei $\rho = 65^\circ$ zu sehen und die höchsten bei $\rho = 30$ bzw. 95° . Die Abweichung um 5° von den Ausrichtungen hoher Symmetrie ($\rho = 0^\circ \pm n \cdot 30^\circ; n \in \mathbb{N}$) ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die Ungenauigkeit der Ausrichtung beim Einbau der Probe in den Probenhalter zurückzuführen, vor allem da die Abweichungen beide Male in die gleiche Rotationsrichtung zeigen.

Nach den Ergebnissen aus den Spektren des hexagonalen Gitters treten für Ausrichtungen $\vec{N} \perp \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ die Kittel- und DE-Mode auf, während bei $\vec{N} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$ nur die k_{60° Mode erscheint. Daher kann für die Frequenzauftragung der detaillierten Rotation geschlossen werden, dass es sich bei den scheinbar gleichförmigen Frequenzänderungen der Maxima nicht um die gleiche Mode handelt. Stattdessen verschwindet beim Übergang von $\rho = 60^\circ$ zu 30° bzw. 90° die DE-Mode ($\lambda = 2a$) und die Kittelmode geht gleichförmig in eine k_{60° -Mode mit doppelter Wellenlänge ($\lambda = 4a$) über. In Abb. 3.12 ist zur Überprüfung neben der k_{60° -Mode auch die Kittelmode angepasst worden; dort zeigt sich, dass die Dispersion der uniformen Präzession nicht mit den Maxima übereinstimmt.

3.6.4. Blochmoden im Honigwaben-Gitter

Als weiterer Vergleich zu den bisherigen quadratischen und hexagonalen Gittern, wird zusätzlich eine Honigwabenstruktur mit gleicher Lochgröße und Periodizität untersucht. Diese Struktur gleicht der hexagonalen Struktur in der Anordnung der Löcher, hat aber durch das pro Sechseck fehlende zentrale Loch (vgl. Abb. 3.14) einen niedrigeren Füllfaktor von $f_{\text{hon}} = 9,1\%$. An diesem Gitter wurden wieder komplette Spektren ($0 \leq \mu_0 H_{\text{ext}} \leq 150 \text{ mT}$) in den Strukturausrichtungen hoher Symmetrie ($\rho = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ und 90°) gemessen.

Für $\rho = 0^\circ$ ($\vec{N}\vec{N} \perp \mathbf{H}_{\text{ext,xy}}$) kann das Auftreten der PSSW-Mode im Spektrum bei den gleichen Frequenzen wie im quadratischen und hexagonalen Gitter festgestellt werden. Unterhalb davon sind drei feldabhängige Moden um 14 GHz (bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ mT}$) zu sehen, welche deutlich schwächer als die PSSW-Mode sind; auch unter diesen drei Moden gibt es deutliche Intensitätsunterschiede. Die untere Mode liegt bei den gleichen Frequenzen wie die Kittelmode im hexagonalen Gitter. Eine Anpassung der theoretisch möglichen Moden (Kittel- und propagierende Moden) bestätigt, dass es sich um die Kittelmode handelt (vgl. Tab. 3.7). Der K_z -Wert für diese Struktur wurde wie in Abschnitt 3.6.3 durch Bildung des gewichteten Mittelwerts aus den angepassten Werten für die Messungen bei $\rho = 0^\circ$ und 60° bestimmt und liegt bei $202(8) \text{ kJ m}^{-3}$ (für die anderen beiden Winkel trat auch hier keine Kittelmode auf). Mit diesem Wert wurden die anderen Gleichungen (PSSW- und propagierende Moden) an die entsprechenden Maxima angepasst. Die Intensitätsmaxima direkt oberhalb der Kittelmode wurden mit der Damon-Eshbach-Mode angepasst, was einen Wellenvektor von $k = 0,563(17) \mu\text{m}^{-1}$ liefert. Diese Spinwelle hat also eine Wellenlänge von $\lambda = 11,2(22) \mu\text{m} = 3,2(6) \cdot a$.

Die nur schwach ausgeprägte Mode unmittelbar darüber kann unter Berücksichtigung der Gittersymmetrie entweder zu einer höheren Ordnung der gleichen DE-Mode oder zu der k_{60° -Mode gehören, da diese Richtung im Fall des Honigwabengitters auch ungestörte Ausbreitungspfade aufweist, weil sich die Löcher periodisch zu beiden Seiten des "Pfads" befinden. Die Werte für eine weitere DE-Mode ergeben: $\lambda = 1,19(24) \cdot a$ und für die k_{60° -Mode: $\lambda = 0,49(10) \cdot a\sqrt{3}$, wobei $a\sqrt{3}$ der Entfernung zweier aufeinanderfolgender Löcher auf einer Linie entlang 60° entspricht (vgl. Abb. 3.14).

Bei rotierter Probe tritt wie in Abschnitt 3.6.2 jeweils bei $\rho = 30^\circ$ und 90° nur eine Mode neben der PSSW-Mode auf. Die Ergebnisse der $\rho = 60^\circ$ Messung zeigen wie im hexagonalen Gitter die gleichen charakteristischen Merkmale wie für $\rho = 0^\circ$. Allerdings sind bei $\rho = 60^\circ$ nur zwei Moden unterhalb der PSSW-Mode zu sehen, während dort bei $\rho = 0^\circ$ drei Moden beobachtet werden konnten. Das

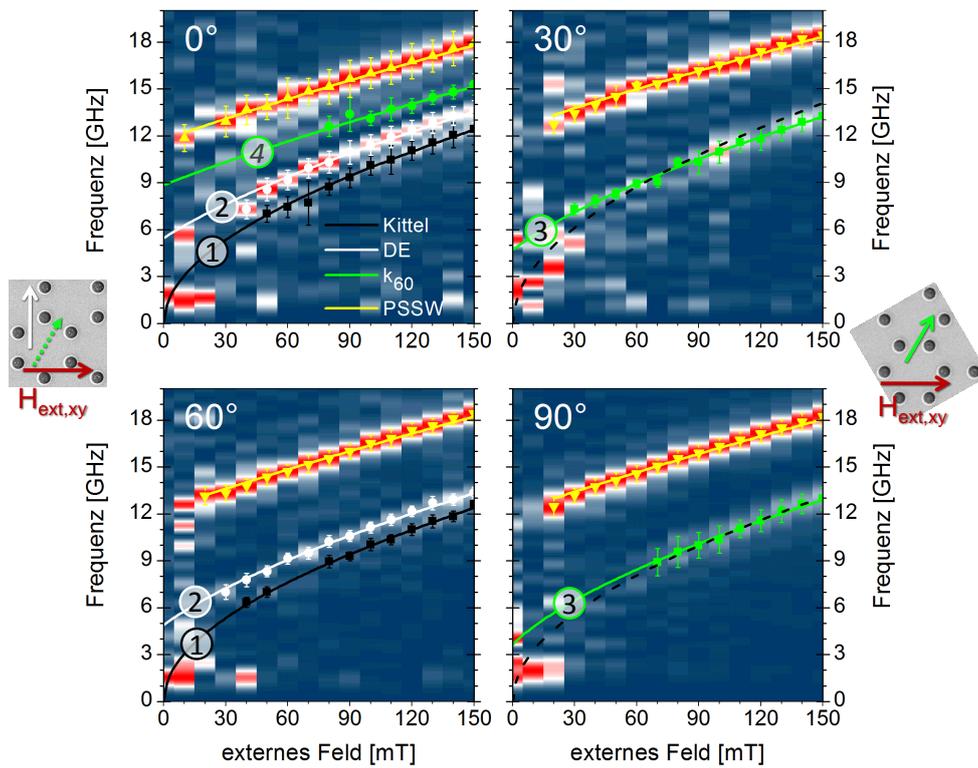


Abbildung 3.14.: Spektren der Honigwaben-Struktur ($d = 1,34 \mu\text{m}$, $a = 3,5 \mu\text{m}$) im CoFeB-Film für vier unterschiedliche Rotationswinkel in Schritten von $\Delta\rho = 30^\circ$. Die gefüllten Symbole (Quadrat, Kreis, Dreieck) markieren die Intensitätsmaxima der Spinwellen. Die Kreuze zeigen die Positionen der Maxima aus der $\rho = 0^\circ$ Messung an.

ρ [°]	Mode	K_z [kJ m ⁻³]	k [μm ⁻¹]	ϕ [°]	λ/a	$\lambda \cdot (\sqrt{3}a)^{-1}$
0	1	201(8)				
0	2		0,565(17)	90	3,18(64)	
0	4		2,11(5)	60		0,49(10)
30	3	<i>-76(40)</i>				
30	3		0,559(27)	60	3,21(64)	
60	1	202(7)				
60	2		0,452(13)	90	3,97(80)	
60	2		0,616(19)	60		1,68(34)
90	3	<i>94(6)</i>				
90	3		0,335(25)	60	5,36(108)	

Tabelle 3.7.: Anpassungswerte der honigwabeförmigen Struktur in CoFeB. Zahlen in kursiver Schrift sind Werte von Anpassungen, die nicht zu den Maxima passen. Sie sind aufgeführt, um die Kittelmode in den Fällen $\rho = 30^\circ$ und 90° als Ursprung der Oszillationen auszuschließen.

Fehlen einer Mode bei $\rho = 60^\circ$ lässt sich vermutlich durch die schwächeren Oszillationssignale erklären, weshalb die Ergebnisse im Frequenzraum weniger deutlich sind. Die Anpassung der DE-Mode im $\rho = 60^\circ$ Spektrum ergibt jedoch einen Wellenvektor von $k_{\text{DE}} = 0,452(14) \mu\text{m}^{-1} \cong \lambda = 3,97(80) \cdot a$, was deutlich vom Ergebnis für $\rho = 0^\circ$ abweicht.

Die Maxima der FFT-Spektren für $\rho = 30^\circ$ dagegen zeigen einen gewissen Zusammenhang mit der DE-Mode für $\rho = 0^\circ$. Zwar wurde auf Grund der Ausrichtung keine DE- sondern eine k_{60° -Mode angepasst, aber die bestimmte Wellenzahl liegt nun ähnlich zum $\rho = 0^\circ$ -Spektrum bei $k = 0,559(27) \mu\text{m}^{-1}$, was erneut einer Wellenlänge $\lambda = 3,2(6) \cdot a$ entspricht.

Die Untersuchung des Spektrums für die Rotation um 90° liefert für eine angepasste k_{60° -Mode einen Wert der Wellenlänge von $\lambda = 5,4(11) \cdot a$.

Kapitel 4.

Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengetragen und teilweise unter anderen Aspekten diskutiert. Zum einen können so die Abhängigkeiten der Ergebnisse verdeutlicht werden, um festzustellen, welche Systematik sich hinter den lokalisierten Moden aus Abschnitt 3.5 verbirgt. Zum anderen können aber auch die propagierenden Moden aus Abschnitt 3.6 für die verschiedenen Gittersymmetrien verglichen werden, so dass der Einfluss der Struktur dargestellt werden kann. In jedem Fall werden die Moden in Bezug auf ihren möglichen Ursprung hin untersucht, um diesen zu erklären bzw. Folgerungen daraus schließen zu können. Dafür wird speziell im Bereich der lokalisierten Moden auf den Vergleich mit den Simulationsergebnissen eingegangen, die das inhomogene Feld und damit die Grundlage der Lokalisierungen qualitativ beschreiben.

4.1. Variation der Sättigungsmagnetisierung und der Anisotropiekonstante durch die Strukturierung

Auf den strukturierten Bereichen kann im Vergleich zum kontinuierlichen Film der Einfluss auf die Kittelmode beobachtet werden. Es zeigt sich, dass auf den Strukturen in Nickel (Ni_{hex} und Ni_{hon}) die Maxima der uniformen Präzession bei höheren Frequenzen liegen als im kontinuierlichen Film. Die Anpassung der Kittelgleichung (Gl. 2.3) an diese Maxima hat im Vergleich zum Film eine Erniedrigung der effektiven Anisotropiekonstanten zur Folge, wenn davon ausgegangen wird, dass trotz der Strukturierung alle anderen Werte ($\mu_0 M_S$, g , D) in der Gleichung unverändert bleiben. Die Werte aus den Anpassungen sind in Tabelle 4.1 (links) aufgeführt.

Zusätzlich kann zur quantitativen Bestimmung des Unterschieds der Kittelmode von kontinuierlichem und strukturiertem Film die gemessene Dispersion $\omega(H_{\text{ext}})$ im Frequenzspektrum mit fest vorgegebenen $K_z(\text{Film})$ angepasst werden, so dass

ρ [°]	K_z [kJ m ⁻³]		$\mu_0 M_S$ [mT]		Struktur	K_z [kJ m ⁻³]	$\mu_0 M_S$ [mT]
	(Ni _{hex})	(Ni _{hon})	(Ni _{hex})	(Ni _{hon})			
0	-5(3)	-26(4)	757(12)	758(14)	CFB _{qua}	168(6)	1370(9)
-30	0(6)	-10(4)	740(21)	697(15)	CFB _{hex}	223(13)	1295(11)
-45	-16(8)	-37(4)	797(27)	799(16)	CFB _{hon}	202(7)	1320(13)
-60	-11(8)	-28(4)	779(28)	765(17)			
-75	1(5)		737(16)				
-90	-2(4)	-37(8)	748(16)	800(29)			
Mittelw.	-5	-28	753(7)	756(19)			
Film	24(9)	35(1)	659	659	CFB	0	1630

Tabelle 4.1.: Werte für die Anpassung der Kittelmode. Der linke Abschnitt der Tabelle zeigt die angepassten Werte der Kittelmode für beide Nickelstrukturen. Die Werte für K_z bei unterschiedlichen ρ wurden mit fest gewählter Sättigungsmagnetisierung des Films bestimmt. Zusätzlich wurde die Auswirkung auf $\mu_0 M_S$ für die Anpassung der gleichen Kittelmaxima (siehe Abb. 3.7 und 3.8) bei vorgegebener Anisotropiekonstante des Films bestimmt. Die Werte zeigen, dass die Struktur eine Erniedrigung von K_z bzw. einer Erhöhung von $\mu_0 M_S$ zur Folge hat (verglichen mit dem unstrukturierten Film). Rechts die Mittelwerte der angepassten Kittelmoden von $\rho = 0^\circ$ und 60° für die drei Strukturen der CoFeB-Probe. Hier zeigt die Auswirkung der Struktur eine Erniedrigung der Sättigungsmagnetisierung.

die Anpassung von Gl. 2.3 in einer Veränderung der effektiven Sättigungsmagnetisierung M_S resultiert. Mit dieser Auswertungsmethode zeigt M_S auf beiden Strukturen einen Anstieg um 10% im Vergleich zum kontinuierlichen Nickelfilm (siehe Tab. 4.1).

Im Gegensatz dazu zeigt die Kittelmode in CoFeB ein anderes Verhalten: Auf den Strukturen liegt sie bei niedrigeren Frequenzen im Vergleich zum kontinuierlichen Film. Die Anpassung der Anisotropiekonstante bei festem $\mu_0 M_S \stackrel{!}{=} \mu_0 M_S(\text{Film}) = 1630$ mT zeigt für alle drei Strukturen mit $K_z(\text{Str.}) \approx 200$ kJ m⁻³ einen großen Unterschied zum Film ($K_z(\text{Film}) = 0$ kJ m⁻³). Auch hier kann die Änderung der Kittelmode durch eine Variation der Sättigungsmagnetisierung bei fester Anisotropiekonstante ($K_z \stackrel{!}{=} 0$) beschrieben werden. Die Anpassungen liefern Werte für $\mu_0 M_S$ im Bereich um 1300 mT (vgl. Tab 4.1 rechts). Diese Erniedrigung kann durch die inhomogenen Bereiche an den Lochrändern erklärt werden, da die dortigen Spins weniger stark zur Magnetisierung des Films beitragen, so dass es effektiv zu einer Verminderung der Magnetisierung kommt. Eine solch starke Änderung des Anisotropiefaktors ($\Delta K_z \approx 200$ kJ m⁻³) als Ursache für die

Frequenzverschiebung der Kittelmode kann für CoFeB ausgeschlossen werden, da das Material amorph ist und somit die Strukturierung des Films keine signifikante Änderung der atomaren Struktur zur Folge hat.

Das entgegengesetzte Verhalten der Kittelmode in den Nickelstrukturen kann daher hauptsächlich durch die Änderung der kristallinen Anisotropie erklärt werden, da auch hier der effektive Beitrag der Magnetisierung auf Grund der Feldinhomogenitäten nur kleiner werden kann, weshalb erhöhte Werte für $\mu_0 M_S$ unphysikalisch sind. Im Vergleich zum kontinuierlichen Film in dem die Magnetisierung parallel zur Filmebene liegt, deutet der Vorzeichenwechsel von K_z auf den Strukturen auf eine Änderung der Magnetisierungsrichtung hin, so dass die leichte Magnetisierungsachse nun aus der Ebene hinauszeigt. Dieser Effekt kann auf Grund der Verzerrung der Kristallstruktur von Nickel erklärt werden, welche aus der Strukturierung mit dem FIB resultiert, bei dem Ga-Ionen in das Material implantiert werden. Da diese Veränderung der Kristallstruktur nur lokal an den Orten um die Lochränder auftritt, kann auf Grund der deutlichen Änderung von K_z nicht ausgeschlossen werden, dass noch weitere Beiträge diesen Effekt verursachen. Als Vergleich mit der Literatur ist mit $K_1 = 126,3 \text{ kJ m}^{-3}$ der Wert der kristallinen Anisotropie für Nickel gegeben [BSKB05], da aber die effektive Anisotropiekonstante K_z weitere anisotrope Einflüsse wie Formanisotropie und Magnetostraktion beinhaltet, ist ein direkter Vergleich beider Werte nicht aussagekräftig, jedoch kann abgeschätzt werden, dass die in dieser Arbeit gemessene Änderung von K_z in einer realistischen Größenordnung stattfindet.

Es werden somit unterschiedliche Veränderungen durch die Strukturen auf Nickel und CoFeB beobachtet, woraus folgt, dass ein Faktor alleine (entweder K_z oder $\mu_0 M_S$) nicht ausreichend für eine Beschreibung des Effektes ist. Stattdessen haben beide Variablen einen Einfluss, der je nach Material unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Im amorphen CoFeB beruht die Frequenzverminderung der Kittelmode hauptsächlich auf der Abnahme von der effektiven Magnetisierung der Probe, während im polykristallinen Nickel die Änderung der kristallinen Anisotropie in einer Modenverschiebung resultiert.

4.2. Variation der Feldsymmetrie

Neben den Veränderungen von K_z und $\mu_0 M_S$ konnte in den Messungen aus Kapitel 3 das Auftreten lokalisierter Moden in strukturierten Bereichen der magnetischen Schichten gezeigt werden. Wie in der Literatur für Kobalt [Bar10] und Permalloy [JDH⁺02, NBG08] können auch in dieser Arbeit feldunabhängige Moden im

einstelligen GHz-Bereich sowohl in Nickel (Ni_{hex} und Ni_{hon}) als auch in CoFeB nachgewiesen werden (vgl. Messungen an CFB_{hex}). Da die zugehörigen Reflektivitäten keinen relevanten Einfluss auf die beobachteten Moden haben (siehe auch Abschnitt A.2 im Anhang), beruht deren Auftreten auf magnetischen Effekten.

4.2.1. Ursprung der lokalisierten Moden

Die Erklärung, dass das Auftreten der lokalisierten Moden und deren Unabhängigkeit vom externen Feld aus den unterschiedlichen Feldstärken resultiert, die in den inhomogenen Bereichen vorliegen (vgl. [JDH⁺02]), kann durch die Simulationen bestätigt werden. So konnten in Abschnitt 2.3 qualitativ gleiche Ergebnisse wie in Ref. [Ulr10, MYL⁺07] und [TMG⁺10] erzielt werden: Die Berechnungen der vorliegenden Arbeit zeigen, dass in den Regionen der Lochränder für eine Struktur in Nickel das interne Feld ebenfalls starke Inhomogenitäten aufweist. Die Berechnungen zeigen, dass in Lochnähe das interne Feld Werte von 0 bis $1,2 H_{\text{ext}}$ annimmt (siehe Abb. 2.8) und somit über weite Bereiche des externen Feldes gleiche Feldamplituden in diesen Bereichen vorhanden sind. Deshalb finden die bevorzugt ausgebildeten Spinwellen (auf Grund der Quantisierung durch das Lochgitter) mit deren definierter Frequenz auch für unterschiedliche externe Feldstärken zugehörige Werte des internen Feldes in der Nähe der Löcher vor.

Der Vergleich der Simulationen unterschiedlich großer Feldamplituden (siehe Abschnitt 2.3.3) zeigt, dass der Gradient des internen Feldes stärker als linear mit Abnahme des äußeren Feldes abfällt. Die daraus resultierende laterale Ausdehnung dieser Bereiche inhomogener interner Felder für kleine äußere Feldstärken führt zu einem stärkeren Überlapp der Bereiche benachbarter Löcher. Ein Vergleich dieses Verhaltens mit dem Auftreten der lokalisierten Moden (vgl. Abschnitt 3.5.2) verdeutlicht, dass für kleine Felder die Bereiche der Inhomogenitäten größer und damit die lokalisierten Moden dominanter sind.

In den zeitaufgelösten Messungen konnte gezeigt werden, dass die lokalisierten Moden erst $\Delta\tau \approx 0,6$ ns nach der Anregung in den Messdaten auftreten (vgl. Abb. 3.5). Daraus kann gefolgert werden, dass diese Spinwellen nicht unmittelbar aus der Entmagnetisierung resultieren, da Magnonen im niedrigen GHz-Bereich bereits wenige Pikosekunden nach der Anregung auftreten (vgl. [Djo06]). Es scheint daher, dass die feldabhängigen Moden, deren Bewegung durch die Löcher gestört ist, in Moden mit lokalisiertem Charakter übergehen, welche sich erst mit dem Verschwinden der ersten ausbilden. Dagegen spricht jedoch die Unabhängigkeit des Vorzeichens der Spinwellen lokalisierter Moden. Würden diese Moden aus den

feldabhängigen Moden (z.B. Kittel-, PSSW- oder DE-Mode) entstehen, so würde sich deren Vorzeichenabhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung fortsetzen. Daher kann gefolgert werden, dass die lokalisierten Moden nicht aus Spinwellenstreuungen von bereits ausgebildeten Moden resultieren, sondern sich durch die Relaxation der inkohärenten Spinwellen bilden (auch G. Müller et al. beobachteten Spinwellen unabhängig vom Vorzeichen des Feldes [MMM08]).

Eine mögliche Erklärung für die Relaxation in lokalisierte Magnonen ist die Zeitabhängigkeit der Feldinhomogenitäten, welche Ursache des zeitlich verzögerten Auftretens der lokalisierten Mode ist. Nach diesem Ansatz könnten sich die Feldinhomogenitäten erst einige hundert Pikosekunden nach dem Entmagnetisierungsausschlag vollständig ausbilden, so dass für den Zeitpunkt der Anregung das interne Feld auch an den Lochrändern hoch und somit die Anregung der Spins stark ist. Erst mit fortschreitender Zeit, in der sich die Erniedrigung des internen Feldes an den Lochrändern einstellt, sind dort kleinere effektive Felder vorhanden, welche die Spinwellen mit niedrigeren Frequenzen verursachen. Diese These kann durch das Zeitintervall der Simulationen bestätigt werden, da die Zeit bis zur Einstellung des Gleichgewichts im Nanosekundenbereich liegt. Genauere Erkenntnisse aus dem Einfluss der zeitlichen Veränderung können aus den statischen Simulationen der vorliegenden Arbeit nicht gewonnen werden, sodass dafür weitere Berechnungen nötig sind.

4.2.2. Auswirkung entgegengesetzter Feldrichtungen

Um den Einfluss der Gittersymmetrie zu veranschaulichen wurde für Ni_{hex} beispielhaft die Auswirkung des Vorzeichens von H_{ext} untersucht. Der Vergleich der Messungen entgegengesetzter Feldrichtungen (dargestellt in Abb. 3.6) resultiert in unterschiedlichen Frequenzen der lokalisierten Moden im Frequenzspektrum. Da für die Simulationen vereinfachend nur das magnetische Material ohne Substrat und dieses mit perfekten Löchern und Grenzschichten berechnet wurde, zeigen die Berechnungen der lateralen Ausdehnungen der Feldinhomogenitäten (siehe Abb. 2.9 Einschub) und deren Konstellation für $+H_{\text{ext}}$ und $-H_{\text{ext}}$ keine Unterschiede.

Um den Effekt der Frequenzverschiebung bei entgegengesetzter Feldrichtung spezifizieren zu können, wurden daher Messungen (für $+H_{\text{ext}}$ und $-H_{\text{ext}}$) für weitere Winkel ρ verglichen. Die Abbildung 4.1 (rechts) zeigt die Positionen lokaler Maxima im Frequenzraum für Messungen bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = \pm 60 \text{ mT}$. Die Darstellung der Daten in Polarkoordinaten soll die Abhängigkeit vom Rotationswinkel und das systematische Verhalten der Ergebnisse verdeutlichen. Hier ist zu erkennen, dass sich in Übereinstimmung mit den Moden aus Abschnitt 3.5.1 (siehe Abb.

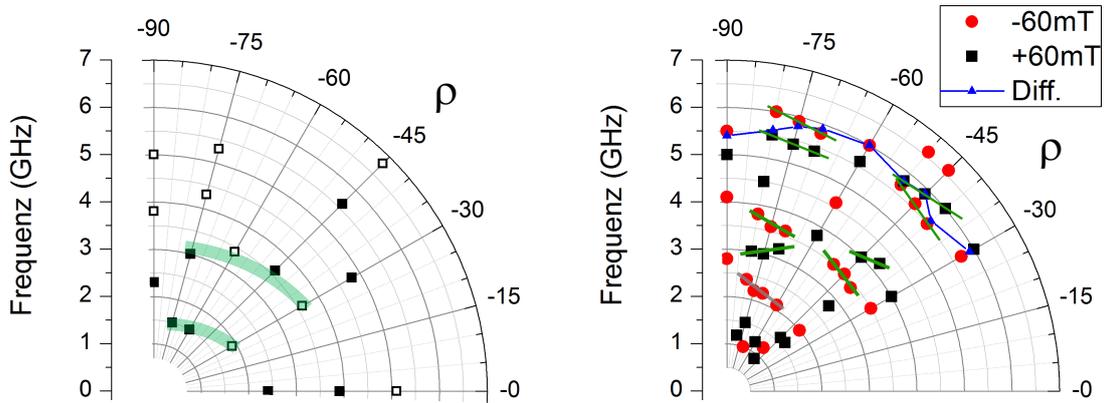


Abbildung 4.1.: Polarauftragung der lokalisierten Moden auf Ni_{hex} . Links: Lagen der Moden aus den Spektren (vgl. Abb. 3.7) sind mit gefüllten Kästchen eingezeichnet. Schwächere Moden (Intensitäten von 25 bis 60% des Intensitätsmaximums) sind als offene Kästchen gezeichnet. Rechts: Maxima der Frequenzauftragungen für $\mu_0 H_{ext} = \pm 60 \text{ mT}$. Die Ergebnisse aus den Messungen entgegengesetzter Feldrichtungen weisen deutliche Regelmäßigkeiten auf (siehe grüne Hilfslinien), sodass eine statistische Verteilung der Frequenzen ausgeschlossen werden kann. Die blauen verbundenen Dreiecke markieren die Maxima aus den Frequenzdaten der Differenzen und zeigen damit die Lage der Kittelmode an.

3.6) unabhängig vom Rotationswinkel die Ausschläge von $\mu_0 H_{ext} = +60 \text{ mT}$ und $\mu_0 H_{ext} = -60 \text{ mT}$ meist um 0,3 bis 0,8 GHz unterscheiden. In dieser Darstellung (Abb. 4.1 (rechts)) fällt jedoch auf, dass für $-80^\circ \leq \rho \leq -60^\circ$ die Frequenzen der -60 mT -Messung oberhalb der Frequenzen aus den Messungen mit positiver Feldstärke liegen, während dieses Verhalten für $-50^\circ \leq \rho \leq -30^\circ$ umgekehrt ist. Auf Grund dieser Regelmäßigkeit kann gefolgert werden, dass das Auftreten der Moden keiner statistischen Abweichung aus der Frequenzbestimmung entspricht und somit ein tatsächlicher Effekt beobachtet wird. Genauere Betrachtungen der Maxima, welche mit hoher Wahrscheinlichkeit zur gleichen Mode gehören (in der Abbildung durch eine Linie verbunden), ergeben, dass der Frequenzunterschied der lokalisierten Moden bei Annäherung an $\rho = -60^\circ$ abnimmt.

Da dieser Effekt demnach aus der Symmetrie des Gitters resultiert, kann angenommen werden, dass er mit einer Periode von $\Delta\rho = 60^\circ$ wiederkehrt. Um dies zu bestätigen, sind weiterführende Messungen über den Winkelbereich von $0^\circ \leq \rho \leq 60^\circ$ hinaus nötig.

Wie in Abb. 3.6 für die lokalisierten Moden in Nickel gezeigt ist, treten die Oszillationen nach Differenzbildung nicht mehr auf. Dies geschieht, obwohl die Frequenzen mitunter um mehr als 0,5 GHz voneinander abweichen. Weil aber die Ausschläge im Frequenzraum von endlicher Breite sind (im Bereich von 0,5 GHz), ist das Verschwinden der Moden im Differenzspektrum trotz der unterschiedlichen

Frequenzen bei positiven und negativen Feldern nachvollziehbar.

4.2.3. Abhängigkeit vom Rotationswinkel

Unter Variation des Rotationswinkels wurden in Abschnitt 3.5.2 die Auswirkungen auf die lokalisierten Moden untersucht. Die Frequenzspektren der Struktur Ni_{hex} zeigen untereinander größtenteils verschiedene Ergebnisse, sodass die Rotation um die Probenormale deutliche Änderungen im Auftreten der Moden zu Folge hat. In Abb. 4.1 (links) sind die Frequenzen der lokalisierten Moden des hexagonalen Gitters in Nickel aufgetragen (vgl. Abb. 3.7). Die Darstellung der Modenpositionen aller Spektren in Polarkoordinaten spiegelt die Abhängigkeit vom Rotationswinkel wieder und verdeutlicht den untersuchten Winkelbereich. Zur Unterscheidung der Modenintensitäten sind die Moden in der Abbildung in zwei Typen eingeteilt: Moden mit schwacher Intensität (25 bis 60% des Intensitätsmaximums; offene Quadrate in der Abbildung) und deutlich erkennbare Moden (60% bis 100%; geschlossene Quadrate).

Auch hier sei bemerkt, dass die Reflektivitätsmessungen im Anhang (Abschnitt A.2) diese Frequenzänderungen nicht erklären können, weshalb mit den Messungen aus Abschnitt 3.5.2 verifiziert werden kann, dass die Ursache dieses Effektes magnetischen Ursprungs ist. Im Vergleich der Spektren von $\rho = 0^\circ$ und 90° zeigt sich, dass die enthalten feldunabhängigen Moden bei gleichen Frequenzen auftreten (mit Abweichungen von max. 0,1 GHz). Obwohl im Vergleich der Spektren bei $\rho = 0^\circ$ und 60° bzw. 30° und 90° keine Übereinstimmungen der Frequenzen gefunden werden, was auf Grund der Periodizität zu erwarten wäre, kann ein scheinbarer Anstieg der Frequenzen von $\rho = -75^\circ$ zu $\rho = -30^\circ$ hin erkannt werden (vgl. dicke Hilfslinien in Abb. 4.1 links), sodass die Ausrichtung der Symmetrie als Ursache für die Frequenzänderungen angenommen werden kann. Eine Ursache für die von den Erwartungen abweichenden Ergebnisse kann der absolute Fehler von ρ sein, der durch den manuellen Einbau der Probe bedingt ist.²³

Auf Ni_{hon} zeigen die Ergebnisse der Messungen sehr gut die erwartete Symmetrie. In Abschnitt 3.5.3 sind in den um 60° rotierten Spektren deutliche Gemeinsamkeiten zu erkennen. Sowohl in den Spektren für $\rho = 0^\circ$ und 60° , in denen jeweils zwei lokalisierte Moden bei den gleichen Frequenzen auftreten, als auch für $\rho = 30^\circ$ und 90° können starke Übereinstimmungen zwischen den Moden beobachtet werden.

²³ Für die Struktur Ni_{hex} wurden alle Rotationswinkel manuell eingestellt.

Zur Erklärung dieser Ergebnisse sei auf die Simulationen der internen Feldverteilung hingewiesen (Abschnitt 2.3). Dort konnte gezeigt werden, dass die Form und die Größe der einzelnen Inhomogenitätsbereiche nicht von der Probenrotation abhängt. Daraus folgt die Annahme, dass der Einfluss von ρ auf die lokalisierten Moden nur aus der Konstellation der Gesamtheit dieser Bereiche resultiert. Bei Drehung der Struktur verändern sich die Positionen benachbarter Inhomogenitätsbereiche und damit ihr Abstand zueinander. Die Gesamtheit dieser Bereiche bildet somit ein Untergitter in der Probe, welches vom Rotationswinkel ρ abhängig ist (siehe Abb. 4.2). Die honigwabenförmige Struktur zeigt in der Ausrichtung $\vec{NN} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$ einen schwächeren Überlapp der inhomogenen Bereiche als für $\vec{NN} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$. In letzterer Anordnung ist der Abstand nächster Nachbarbereiche minimal; benachbarte Bereiche haben den stärksten Überlapp. Dieses wurde auch von Tacchi et al. im Zusammenhang mit der bestätigenden Beobachtung, dass die Spinwellenpräzession der lokalisierten Moden im Bereich der Lochränder am stärksten ist, dargestellt [TMG⁺10]. Für den maximalen Überlapp der Inhomogenitätsbereiche kann also von einer Entartung der Zustände ausgegangen werden, da für diese Ausrichtung nur eine lokalisierte Mode auftritt.

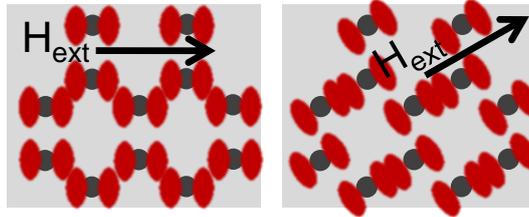


Abbildung 4.2.: Inhomogene Feldverteilung im Honigwabengitter: Die roten Ellipsen repräsentieren die Bereiche verringerter interner Felder. Die Skizze zeigt die Konstellation dieser Bereiche für zwei verschiedene Ausrichtungen. Links liegt das Feld entlang \vec{NN} , während es im rechten Fall entlang NN verläuft. In letzterem überlappen die Inhomogenitätsbereiche stärker als links.

Auf Grund der Beobachtung, dass die Formation der Inhomogenitätsbereiche die Frequenzen der lokalisierten Moden bestimmt, folgt die Vermutung, dass aus den zwei Bereichen, welche sich am selben Loch gegenüberliegen, eine Mode unabhängig von ρ resultiert, da sich der Abstand dieser Bereiche nicht mit der Rotation ändert. Dieses Argument kann aber nicht durch die Ergebnisse der hexagonalen Struktur belegt werden (siehe Abb. 3.7), da dort keine von ρ unabhängige Mode auftritt (hierbei können Ungenauigkeiten beim manuellen Einbau vernachlässigt werden, da der Abstand gegenüberliegender Inhomogenitäten am gleichen Loch nicht variiert). Auch die Daten von $N_{i_{\text{hon}}}$ lassen für verschiedene Rotationswin-

kel keine unveränderte Mode erkennen (siehe Abb. 3.8). Zwar gibt es eine Mode die für alle vermessenen Winkel um $\nu = 2,3$ GHz auftritt, jedoch zeigt diese bei $\rho = 30^\circ$ und 90° für kleine Felder leichte Feldabhängigkeit und damit ein anderes Verhalten als bei $\rho = 0^\circ$ und 60° .

Dies unterstützt die Aussage, dass die Wechselwirkung von Inhomogenitätsbereichen benachbarter Löcher die Frequenz der lokalisierten Mode beeinflusst. Der Einfluss von Wechselwirkungen über das Loch hinweg kann dagegen als Ursache der beobachteten Modenpositionen vernachlässigt werden.

Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.5 kann somit festgehalten werden, dass sich die Ausrichtung der Struktur im äußeren Feld deutlich auf die lokalisierten Moden auswirkt und es dadurch zu Frequenzverschiebungen oder zur Entartung von Zuständen kommt. Da die Inhomogenitäten des internen Feldes um die Löcher herum der Ursprung für die auftretende Lokalisierung sind (vgl. auch [SCH10]), wird deutlich, dass das Dipolfeld der Löcher das Auftreten der lokalisierten Moden bestimmt, welches mit zunehmendem externen Feld an Gewichtung verliert.

4.3. Delokalisierte Moden

In Abschnitt 3.6 wurden propagierende Moden für drei unterschiedliche Symmetrien untersucht, deren strukturelle Parameter (d und a) identisch sind. Daher lassen sich die Ergebnisse der Messungen auf den Strukturen miteinander vergleichen, sodass direkte Einflüsse der Strukturtypen erkennbar werden. In Abb. 4.3 sind hierfür die Messungen auf der quadratischen, der hexagonalen, sowie der honigwabenförmigen Struktur für positive Feldwerte dargestellt. Neben den bereits diskutierten Einflüssen auf die Kittelmode zeigen insbesondere die propagierenden Moden deutliche Unterschiede resultierend aus den Löchern. Als Kriterien für den Vergleich dienen die Ausbreitungsrichtung und die Wellenzahl (bzw. Wellenlänge) der propagierenden Spinwellen; wie sich in der Auswertung zeigte, ergeben sich somit meist Übereinstimmungen der Wellenlängen mit natürlichen Vielfachen der Gitterperiodizität.

4.3.1. Vergleich der Symmetrien

Die Ergebnisse aus Abschnitt 3.6.2 (quadr. Gitter) zeigen, dass sich durch die Struktur hauptsächlich diejenige propagierende Mode ausbildet, deren Wellenlänge insofern zum Gitterparameter passt, als dass sie Werte von $\lambda = 2a$ bzw. $k = \frac{\pi}{a}$ annimmt. Dies steht im Einklang mit vorhergegangenen Experimenten aus der

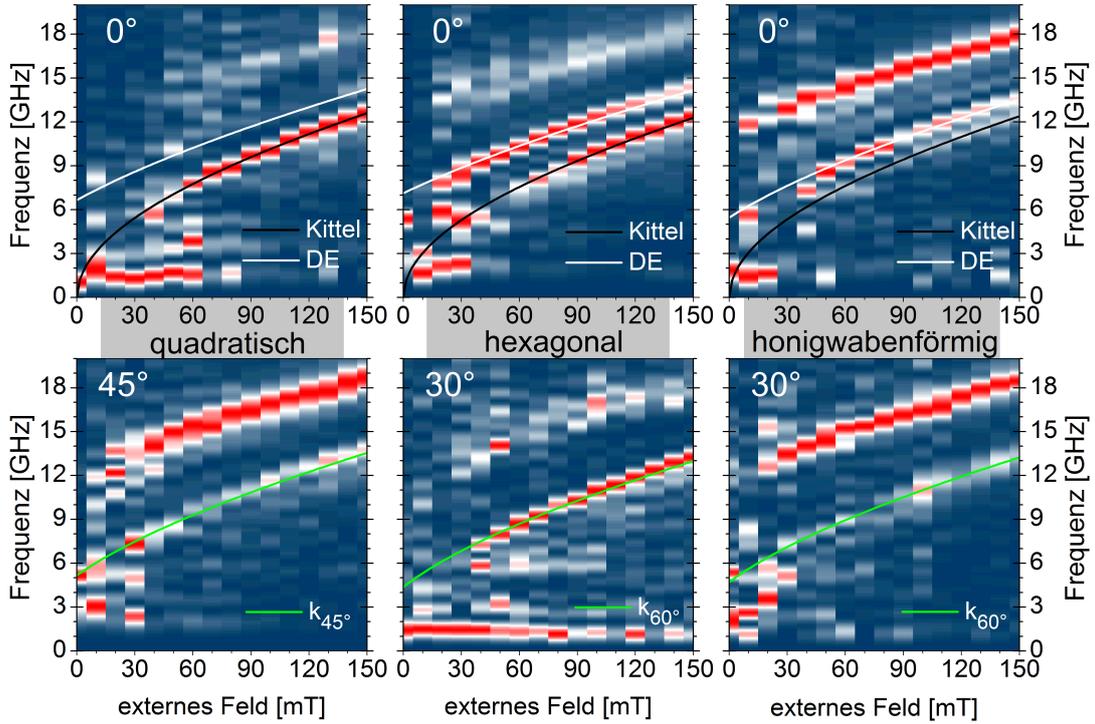


Abbildung 4.3.: Magnonen im Vergleich der Symmetrien: Hier sind die Frequenzspektren für $\rho = 0^\circ$ und einen weiteren Rotationswinkel in den drei unterschiedlichen Gittersymmetrien in CoFeB aufgetragen.

Literatur (siehe [Ulr10]). Wie in der Referenz zeigt sich für $\rho = 45^\circ$, dass die beobachtete Dispersion weder zur uniformen Präzession noch physikalisch sinnvoll zu einer DE-Mode passt. Stattdessen tritt im Spektrum eine Mode mit Ausbreitungsrichtung entlang $\phi = 45^\circ$ auf, dessen angepasste Wellenlänge nahezu mit dem doppelten Lochabstand übereinstimmt. Die auftretenden Abweichungen um bis zu 15% vom Erwartungswert $k = 1 \cdot \frac{\pi}{a} \Leftrightarrow \lambda = 2a$ sind zwar relativ groß, jedoch hat die Bestimmung der Wellenzahl eine noch größere Ungenauigkeit (20%).²⁴ Daher können die Ergebnisse dieser Arbeit die Annahme bestätigen, dass die quadratische Struktur den Wellenvektor der auftretenden Spinwelle und deren Richtung bestimmt.

²⁴ Die Daten aus der Referenz zeigten ebenfalls Streuungen um 10%.

Blochmoden in der hexagonalen Struktur

Die Ergebnisse auf CFB_{hex} in Abschnitt 3.6.3 belegen, dass sich die propagierenden Moden auch im hexagonalen Gitter entlang nächster Nachbarlöcher ausbreiten. Die Simulationen zum hexagonalen Gitter zeigen, dass auf Grund der hohen Felder, bei der die propagierenden Moden dominant auftreten, die Feldinhomogenitäten an den Lochrändern verschwindend geringe Einflüsse auf die Spinwellen haben. Stattdessen behindern die Löcher selbst die Spinwellenausbreitung in bestimmten Richtungen. Diese Folgerungen stimmen mit den Untersuchungen von D. Grundler et al. überein, welche zeigen konnten, dass die Spinwellenamplitude je nach Winkel des externen Feldes entlang ungestörter Pfade im magnonischen Kristall am größten ist; die delokalisierten Moden verlaufen also entlang dieser Pfade (vgl. [TMG⁺10]). Es kann demnach angenommen werden, dass die Magnonen sich ähnlich zu Wasser- oder Lichtwellen entlang ungestörter Pfade ausbreiten. Unter der Annahme, dass zwei benachbarte Lochreihen einen Ausbreitungspfad definieren, können diese Pfade im zweidimensionalen Gitter als quasi-eindimensional aufgefasst werden. Mit diesem Ansatz sind die Ergebnisse mit den Untersuchungen von Chumak et al. vergleichbar, welche in periodisch modifizierten magnetischen Bändern das Auftreten einer Bandlücke im Frequenzraum bei $k = \frac{\pi}{a}$ beobachteten [CNS⁺09]. Die Ergebnisse der Spinwellen in mikroskopischen Systemen sind demnach analog zu dem Verhalten der Elektronen im Festkörper.

Neben der beobachteten Propagation entlang nächster Nachbarlöcher kann zudem festgestellt werden, dass die Ausbreitungen bevorzugt in Richtungen für $60^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ auftreten. Für $\rho = 0^\circ$ ist somit die Ausbreitung der Spinwelle auf $\phi = 90^\circ$ beschränkt und tritt nicht entlang $\phi = 30^\circ$ auf, obwohl dies auch eine Richtung nächster Nachbarn darstellt. Daraus kann gefolgert werden, dass es sich bei den propagierenden Spinwellen offenbar um die Manipulation der DE-Mode handelt, da Einflüsse von parallel zu \mathbf{H}_{ext} verlaufenden Spinwellen (BV-Moden) nicht erkennbar sind.

Allerdings unterscheiden sich in diesem Gitter die Wellenlängen der ausgebildeten Magnonen je nach Rotation der Probe. Es werden Werte von $\lambda \approx 2a$ für senkrecht zum Feld propagierende Moden ($\phi = 90^\circ$) gefunden, während für die entlang $\phi = 60^\circ$ verlaufenden Spinwellen die doppelte Wellenlänge gefunden wird (vgl. Abschnitt 3.6.3). Die Erklärung dieses Verhaltens geht hier über die einfache Argumentation des Gitterparameters als bestimmender Faktor der Wellenlänge hinaus. Verglichen mit den Ergebnissen im quadratischen Gitter wird im hexagonalen die erwartete Konstanz von λ bei Rotation der Probe nicht beobachtet. Stattdessen tritt die Spinwelle mit doppelter Wellenlänge und damit in einem Zu-

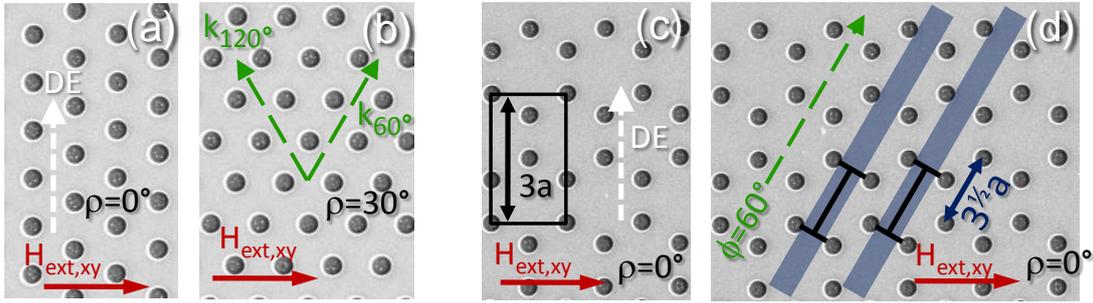


Abbildung 4.4.: Parameter und Symmetrien des hexagonalen und des Honigwaben-Gitters. (a+b) Veranschaulichung der Ausbreitungsrichtung der Magnonen im hexagonalen Gitter für zwei charakteristische Rotationswinkel. In (c) ist die Translationssymmetrie entlang nächster Nachbarlöcher im honigwabenförmigen Gitter verdeutlicht und in (d) sind die möglichen Wellenleiter darin skizziert.

stand niedrigerer Energie auf, wenn ihre Ausbreitungsrichtung von ursprünglich $\phi = 90^\circ$ auf 60° geändert wird. Auf Grund des Faktors zwei, der zwischen den Wellenlängen steht, könnte vermutet werden, dass die Verminderung der Energie in der doppelten Anzahl an Ausbreitungsrichtungen begründet sei (entlang $\phi = 60^\circ$ und 120°). Allerdings würde diese Argumentation auch für das quadratische Gitter gelten, was durch die Ergebnisse dort nicht belegt werden kann, sodass diese Annahme nicht zulässig erscheint.

Blochmoden in der honigwabenförmigen Struktur

Die Messungen auf der Honigwaben-Struktur in Abschnitt 3.6.4 für die Winkel $\rho = 0^\circ$ und 30° lassen Spinwellen erkennen, deren Eigenschaften Gemeinsamkeiten mit denen auf den anderen Strukturen aufweisen. So konnte für beide Winkel die Propagation der Moden entlang der Richtung nächster Nachbarn beobachtet werden (wie zuvor im quadratischen und hexagonalen Gitter). Als Wellenlänge der angepassten Mode werden jedoch für $\rho = 0^\circ$ und 30° Werte um $\lambda = 3,2(6)a$ beobachtet, welche nicht mit den zuvor untersuchten Wellenlängen der Moden auf den anderen Strukturen übereinstimmen. Die Ursache für diesen Effekt scheint aber auch hier in der Symmetrie der Löcher zu liegen. So weist die honigwabenförmige Struktur entlang der Richtung nächster Nachbarlöcher eine Periodizität von $P = 3a$ auf; Translationen um das Dreifache des Strukturparameters entlang $\vec{N}\vec{N}$ überführen das Gitter in sich selbst (siehe Abb. 4.4 (c)).

Aufgrund des fehlenden Lochs im Zentrum eines Hexagons werden Spinwel-

len in der Honigwaben-Struktur weniger gestört als in der hexagonalen Struktur. Wie bereits in Abb. 3.1 angedeutet, sind Ausbreitungsrichtungen von $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 60^\circ$ für den gleichen Rotationswinkel denkbar. Die Messungen zeigen jedoch, dass die Ausbreitung der Spinwellen bevorzugt entlang nächster Nachbarlöcher stattfindet, obwohl diese Pfade stärker durch die Löcher zu beiden Seiten eingeengt sind. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass der Strukturparameter a die ausschlaggebende Ursache für die Ausbildung von kohärenten Spinwellen ist. So kann vermutet werden, dass zu große Abstände der Hindernisse entlang der Ausbreitungsrichtung ($\sqrt{3}a$ für $\phi = 60^\circ$ bei $\rho = 0^\circ$) nicht mit dem Wellenlängenbereich der DE-Moden für den ungestörten Film übereinstimmen und somit die Ausbildung propagierender Spinwellen der charakteristischen Wellenlängen unterdrückt wird, ebenso wie es für zu kleine Abstände der Löcher der Fall ist (vgl. [ULM10]). Ein anderer Erklärungsversuch könnte die Auffassung der Struktur als Aneinanderreihung vieler Pfade (Wellenleiter) insofern sein, als dass entlang eines ungestörten Pfades die angrenzenden Lochreihen den Wellenleiter begrenzen. Mit der zusätzlichen Annahme, dass die Phase der Spinwelle ebenfalls durch die Löcher bestimmt ist, kann für das Honigwabengitter für $\rho = 0^\circ$ entlang der Richtung $\phi = 60^\circ$ erkannt werden, dass jeweils benachbarte Wellenleiter um eine halbe Periode ($0,5 \cdot \sqrt{3}a$) verschoben sind und sich somit die Spinwellen benachbarter Wellenleiter gegenseitig auslöschen (vgl. Abb. 4.4 (d)).

Die Moden für $\rho = 60^\circ$ und 90° zeigen entgegen der Erwartungen keine Übereinstimmung mit den Magnonen der 0° - und 30° -Spektren. Hier können zwar auch Moden angepasst werden, welche der gleichen Ausbreitungsrichtung entsprechen ($\mathbf{k} \parallel \vec{N}\vec{N}$), jedoch liefern die angepassten Wellenzahlen zugehörige Wellenlängen von $4,0(8)a$ und $5,4(11)a$. Da die Rotation um 60° bzw. 90° die Struktur wieder in die Symmetrie von $\rho = 0^\circ$ bzw. 30° überführt, wurden dementsprechende Ergebnisse (mit $\lambda = 3a$) erwartet. Die beobachteten Wellenlängen können nur für $\rho = 90^\circ$ anhand der Strukturperiodizität erklärt werden. Der Wert von $\lambda(\rho = 90^\circ) = 5,4(11)$ weicht nur um 10% von $6a$ ab, welches einer Wellenlänge von der doppelten Periodizität $2P = 6a$ entspricht.

Für die Maxima aus dem 60° -Spektrum zeigt sich dagegen die Wellenlänge der angepassten Spinwelle ($\lambda(\rho = 60^\circ) = 4,0(8)$) nicht als natürliches Vielfaches der Strukturperiodizität $P = 3a$. Daher wird die Abweichung für diesen Wert als größer angenommen, da die Struktur entlang $\vec{N}\vec{N}$ keine Periodizität von $4a$ aufweist und diese Länge somit keinen Ursprung der Magnonenquantisierung darstellt. Bei der Zuordnung dieser Spinwelle zur Strukturperiodizität von $3a$ ergibt sich eine Abweichung der angepassten Spinwelle von 32%.

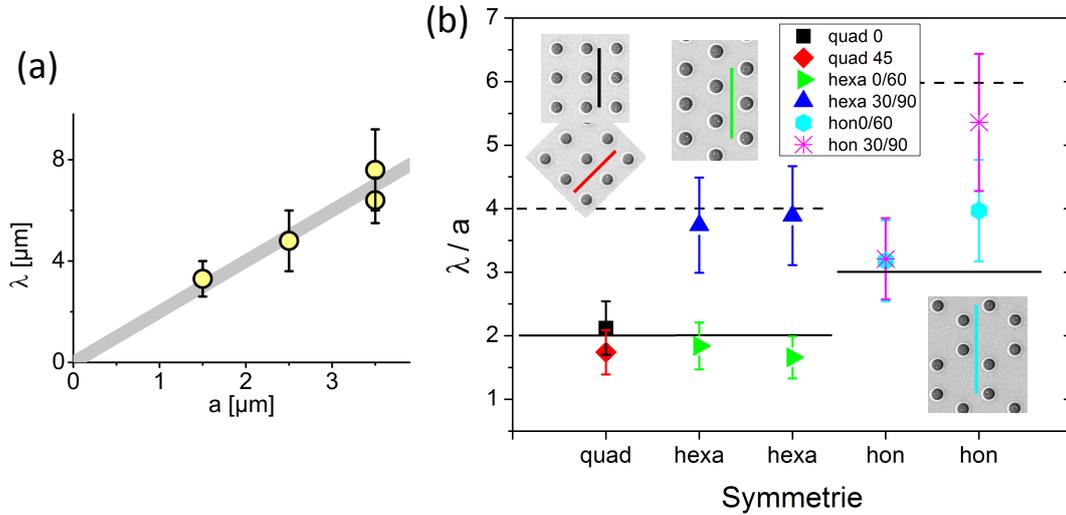


Abbildung 4.5.: Übersicht der angepassten Wellenlängen in CoFeB. (a) Wellenlänge der Magnonen im quadratischen Gitter für unterschiedliche Lochabstände (aus [ULM10]). (b) Übersicht der angepassten Wellenlängen. Für das quadratische und hexagonale Gitter wurde der charakteristische Abstand von $2a$ mit einer durchgezogenen Linie markiert, während im Fall des honigwabenförmigen Gitters die Markierung bei $P = 3a$ liegt. Gestrichelte Linien liegen jeweils auf der Höhe der doppelten Wellenlänge. Die bearbeiteten REM-Bilder der Strukturen als Einschübe dienen zur Veranschaulichung.

Für die Untersuchungen an der honigwabenförmigen Struktur kann somit festgehalten werden, dass die Spinwellen auch hier von der Symmetrie beeinflusst werden. So können ebenfalls Magnonen mit Wellenlängen von natürlichen Vielfachen des Gitterparameters und mit einer Ausbreitungsrichtung entlang nächster Nachbarlöcher beobachtet werden.

Abb. 4.5 bietet eine Übersicht aller aus den angepassten Wellenzahlen berechneten Wellenlängen. Die Grafik zeigt die meist gute Übereinstimmung der Werte mit den charakteristischen Abständen im Gitter. Insbesondere im quadratischen und hexagonalen Gitter, welche eine hohe Symmetrie aufweisen, passen die Werte zum Gitterparameter a . Lediglich im honigwabenförmigen Gitter weicht die Wellenlänge teilweise von den erwarteten Größen ab. Dieses könnte im niedrigeren Grad der Symmetrie begründet sein, denn diese Struktur lässt sich nicht durch Translation um a in sich selbst überführen. Die unterschiedlichen charakteristischen Abstände in der Struktur (Lochabstand a , Abstand benachbarter Sechsecke $\sqrt{3}a$ und Translationsperiodizität entlang NN $P = 3a$) könnten somit bei der Ausbildung von Magnonen zu verschiedenen Beiträgen der durch die Struktur definierten Wellenlängen führen.

Kapitel 5.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von symmetrischen Strukturen (quadratisch, hexagonal und honigwabenförmig) in magnetischen Schichten mit Fokus auf der Abhängigkeit vom Rotationswinkel um die Filmnormale untersucht. Die feldabhängigen Messungen der Spinwellen mit optischer Anregung und Detektion im TRMOKE-Aufbau erlauben sowohl Aussagen über die Phasenbeziehungen als auch über die Frequenzen der Spinwellen.

Auf den symmetrisch strukturierten Schichten wurden die Veränderungen gegenüber dem kontinuierlichen Film untersucht. So konnten Änderungen der kristallinen Anisotropie und der effektiven Sättigungsmagnetisierung beobachtet werden, welche aus den Löchern im Film resultieren. In den beiden untersuchten Materialien Nickel und CoFeB wurden auf Grund der entgegengesetzten Frequenzverschiebung der uniformen Präzession auf der Struktur der Einfluss der unterschiedlichen Ursachen auf diese Parameter festgestellt.

Durch den starken Unterschied der magnetischen Dämpfung beider Materialien konnten in diesen jeweils verschiedene Typen von Spinwellenmoden untersucht werden. Während in Nickel hauptsächlich die lokalisierten Moden vertreten sind, dominieren im schwach dämpfenden CoFeB die propagierenden Spinwellen das Frequenzspektrum.

In Nickel wurden feldunabhängige Moden gemessen, welche aus den inhomogenen Bereichen an den Lochrändern resultieren und dort lokalisiert sind. Durch die Untersuchung mit variablem Rotationswinkel ρ konnte bestätigt werden, dass diese Moden magnetischen Ursprungs sind und unmittelbar durch die Rotation beeinflusst werden. Des Weiteren zeigen diese Moden im honigwabenförmigen Gitter eine deutliche Rotationssymmetrie um 60° , sowie eine Entartung der Spinwellenzustände im Fall des maximalen Überlapps der Feldinhomogenitäten.

In CoFeB können die Strukturen dagegen propagierende Moden beeinflussen, so dass der Wellenvektor der ausgebildeten Spinwellen durch die Parameter der Lochstruktur definiert wird. Die Wellenlänge steht in direktem Zusammenhang

mit der Periodizität des Gitter und die Ausbreitungsrichtung wird durch die Richtung nächster Nachbarlöcher vorgegeben. Dieser Effekt konnte sowohl für das quadratische Gitter wiederholt, als auch erstmals für das hexagonale und das honigwabenförmige Gitter nachgewiesen werden. Die Messungen unter verschiedenen Rotationswinkeln bestätigen, dass sich die propagierenden Moden durch die Struktur beeinflussen lassen, da die Ausbreitung entlang nächster Nachbarlöcher in jedem Gittertyp erhalten bleibt. Außerdem treten die Moden im hexagonalen Gitter periodisch mit dem Rotationwinkel auf, so dass die Symmetrie der Struktur sich in den Messdaten widerspiegelt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit belegen, dass Spinwellen mit selektiertem Wellenvektor ausgebildet werden können. Um die Grundlagen dieses Effektes zu verifizieren, sind weitere Messungen an Strukturen mit weniger Löchern erforderlich. In Anlehnung an die Annahme, dass die Spinwellen auf Pfaden zwischen benachbarten Lochreihen propagieren, könnte eine Untersuchung an zwei Lochreihen zeigen, ob der Effekt an der quasi-eindimensionalen Struktur ebenfalls auftritt.

Alternativ könnte die Idee des Wellenleiters im Gitter durch fehlende Lochreihen realisiert werden. Unter der Annahme, dass ein zu kleiner Gitterparameter die Ausbildung propagierender Moden unterdrückt, während Lochabstände im Bereich der im kontinuierlichen Film auftretenden DE-Moden die Wellenlänge bestimmen, sollte der Gitterparameter der Struktur deutlich geringer als der periodische Abstand der seitlichen Begrenzung des Wellenleiters sein.

Literaturverzeichnis

- [Bar10] A. Barman, *Control of magnonic spectra in cobalt nanohole arrays: the effects of density, symmetry and defects*, Journal of Physics D-applied Physics **43** (2010), no. 19. Zitiert auf S. 55.
- [BDK⁺06] C. Bilzer, T. Devolder, J. V. Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso, and P. P. Freitas, *Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films*, Journal of Applied Physics **100** (2006), no. 5. Zitiert auf S. 37.
- [BSKB05] Ludwig Bergmann, Clemens Schäfer, Rainer Kassing, and Stefan Blügel, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6, Festkörper, 2. überarbeitete Edition*, de Gruyter, Berlin [u.a.], 2005. Zitiert auf S. 55.
- [CNS⁺09] A. V. Chumak, T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *A current-controlled, dynamic magnonic crystal*, Journal of Physics D-applied Physics **42** (2009), no. 205005. Zitiert auf S. 63.
- [DE61] R. W. Damon and J. R. Eshbach, *Magnetostatic modes of a ferromagnet slab*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **19** (1961), no. 3-4, 308–320. Zitiert auf S. 6.
- [Djo06] M. Djordjevic, *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-wave modes and spin-current damping*, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2006. Zitiert auf S. 3, 4, 5, 13, 20, 56.
- [DLM⁺06] M. Djordjevic, M. Lüttich, P. Moschkau, P. Guderian, T. Kampftrath, R. G. Ulbrich, M. Münzenberg, W. Felsch, and J. S. Moodera, *Comprehensive view on ultrafast dynamics of ferromagnetic films*, physica status solidi (c) **3** (2006), 1347–1358. Zitiert auf S. 28.
- [FBF⁺09] H. Fangohr, G. Bordignon, M. Franchin, A. Knittel, P. A. J. de Groot, and T. Fischbacher, *A new approach to (quasi) periodic boundary conditions in micromagnetics: The macrogeometry*, Journal of Applied Physics **105** (2009), no. 7. Zitiert auf S. 10.
- [Gil04] T. L. Gilbert, *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*, IEEE Transactions On Magnetics **40** (2004), no. 6, 3443–3449. Zitiert auf S. 4.
- [HK51] C. Herring and C. Kittel, *On the theory of spin waves in ferromagnetic media*, Physical Review **81** (1951), no. 5, 869–880. Zitiert auf S. 1, 3.

- [IAI⁺06] N. Inaba, H. Asanuma, S. Igarashi, S. Mori, F. Kirino, K. Koike, and H. Morita, *Damping constants of Ni-Fe and Ni-Co alloy thin films*, IEEE Transactions On Magnetics **42** (2006), no. 10, 2372–2374. Zitiert auf S. 13.
- [JDH⁺99] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, and E. Cambril, *Spin-wave quantization and dynamic coupling in micron-size circular magnetic dots*, Applied Physics Letters **75** (1999), no. 24, 3859–3861. Zitiert auf S. 7.
- [JDH⁺02] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Gusliencko, A. N. Slavin, D. V. Berkov, and N. L. Gorn, *Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements*, Physical Review Letters **88** (2002), no. 4. Zitiert auf S. 7, 55, 56.
- [KBW10] A. Khitun, M. Q. Bao, and K. L. Wang, *Magnonic logic circuits*, Journal of Physics D-applied Physics **43** (2010), no. 26. Zitiert auf S. 1.
- [KH50] C. Kittel and C. Herring, *Effect of exchange interaction on ferromagnetic microwave resonance absorption*, Physical Review **77** (1950), no. 5, 725–726. Zitiert auf S. 1.
- [KS86] B. A. Kalinikos and 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** (1986), no. 35, 7013–7033. Zitiert auf S. 5.
- [LEHM10] Benjamin Lenk, Gerrit Eilers, Jaroslav Hamrle, and Markus Mühlhölzenberg, *Spin-wave population in nickel after femtosecond laser pulse excitation*, Phys. Rev. B **82** (2010), no. 13, 134443. Zitiert auf S. 27.
- [Len08] B. Lenk, *Beobachtung von Damon-Eshbach-Moden mittels Femtosekunden-spektroskopie*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2008. Zitiert auf S. 3, 13, 19, 24, 29, 37.
- [Man10] A. Mann, *Determining the Spin Polarization of Heusler Compounds via Femtosecond Magnetization Dynamics*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2010. Zitiert auf S. 3.
- [MHB⁺97] C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Buettner, S. Riedling, B. Roos, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, A. Muller, B. Hoffmann, and U. Hartmann, *Anisotropic magnetic coupling of permalloy micron dots forming a square lattice*, Applied Physics Letters **70** (1997), no. 21, 2912–2914. Zitiert auf S. 7.
- [Mül07] G. M. Müller, *Laser-induzierte Magnetisierungsdynamik in Halbmetallen und ferromagnetischen Nanostrukturen*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2007. Zitiert auf S. 3, 20.

- [MMMG08] G. M. Muller, M. Munzenberg, G. X. Miao, and A. Gupta, *Activation of additional energy dissipation processes in the magnetization dynamics of epitaxial chromium dioxide films*, Physical Review B **77** (2008), no. 2. Zitiert auf S. 57.
- [MYL⁺07] O. N. Martyanov, V. F. Yudanov, R. N. Lee, S. A. Nepijko, H. J. Elmers, R. Hertel, C. M. Schneider, and G. Schoenhense, *Ferromagnetic resonance study of thin film antidot arrays: Experiment and micromagnetic simulations*, Physical Review B **75** (2007), no. 17. Zitiert auf S. 8, 29, 56.
- [NBB⁺08] S. Neusser, B. Botters, M. Becherer, D. Schmitt-Landsiedel, and D. Grundler, *Spin-wave localization between nearest and next-nearest neighboring holes in an antidot lattice*, Applied Physics Letters **93** (2008), no. 12. Zitiert auf S. 8.
- [NBG08] S. Neusser, B. Botters, and D. Grundler, *Localization, confinement, and field-controlled propagation of spin waves in Ni80Fe20 antidot lattices*, Physical Review B **78** (2008), no. 5. Zitiert auf S. 55.
- [NF94] G. Nunes and M. R.; Freeman, *Time resolved scanning probe microscopy: Investigations and applications of dynamic magnetostriction (invited)*, Journal of Applied Physics **75** (1994), no. 10, 6205–6210. Zitiert auf S. 28.
- [OWY⁺06] M. Oogane, T. Wakitani, S. Yakata, R. Yilgin, Y. Ando, A. Sakuma, and T. Miyazaki, *Magnetic damping in ferromagnetic thin films*, Japanese Journal of Applied Physics Part 1-regular Papers Brief Communications & Review Papers **45** (2006), no. 5A, 3889–3891. Zitiert auf S. 37.
- [PYC⁺05] M. J. Pechan, C. T. Yu, R. L. Compton, J. P. Park, and P. A. Crowell, *Direct measurement of spatially localized ferromagnetic-resonance modes in an antidot lattice (invited)*, Journal of Applied Physics **97** (2005), no. 10. Zitiert auf S. 8.
- [RW59] G. T. Rado and J. R. Weertman, *Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **11** (1959), no. 3-4, 315–333. Zitiert auf S. 1.
- [SAC76] C. G. Sykes, J. D. Adam, and J. H. Collins, *Magnetostatic wave-propagation in a periodic structure*, Applied Physics Letters **29** (1976), no. 6, 388–391. Zitiert auf S. 1.
- [SCH10] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *YIG magnonics*, Journal of Physics D-applied Physics **43** (2010), no. 26. Zitiert auf S. 61.
- [TMG⁺10] S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. Neusser, B. Botters, and D. Grundler, *Angular dependence of magnetic normal modes in nife antidot lattices with different lattice symmetry*, IEEE Transactions On Magnetics **46** (2010), no. 6, 1440–1443. Zitiert auf S. 8, 56, 60, 63.

- [ULM10] H. Ulrichs, B. Lenk, and M. Munzenberg, *Magnonic spin-wave modes in CoFeB antidot lattices*, Applied Physics Letters **97** (2010), no. 9. Zitiert auf S. 9, 65, 66.
- [Ulr10] H. Ulrichs, *Magnonische Metamaterialien aus CoFeB*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2010. Zitiert auf S. 3, 9, 19, 24, 37, 41, 42, 56, 62.
- [VDDP96] J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. DjafariRouhani, and H. Puzkarski, *Magnon band structure of periodic composites*, Physical Review B **54** (1996), no. 2, 1043–1049. Zitiert auf S. 2.
- [Wal07] J. Walowski, *Non-local/local gilbert damping in nickel and permalloy thin films*, Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2007. Zitiert auf S. 3.
- [WAS06] C. C. Wang, A. O. Adeyeye, and N. Singh, *Magnetic antidot nanostructures: effect of lattice geometry*, Nanotechnology **17** (2006), no. 6, 1629–1636. Zitiert auf S. 7.
- [WKL⁺08] J. Walowski, M. D. Kaufmann, B. Lenk, C. Hamann, J. McCord, and M. Munzenberg, *Intrinsic and non-local gilbert damping in polycrystalline nickel studied by *ti* : sapphire laser fs spectroscopy*, Journal of Physics D-applied Physics **41** (2008), no. 16. Zitiert auf S. 29.
- [WMMS99] J. Weissmuller, R. D. McMichael, A. Michels, and R. D. Shull, *Small angle neutron scattering by the magnetic microstructure of nanocrystalline ferromagnets near saturation*, Journal of Research (NIST JRES) **104** (1999), no. 3, 261–275. Zitiert auf S. 6.
- [YPM03] C. T. Yu, M. J. Pechan, and G. J. Mankey, *Dipolar induced, spatially localized resonance in magnetic antidot arrays*, Applied Physics Letters **83** (2003), no. 19, 3948–3950. Zitiert auf S. 29.

Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Markus Münzenberg bedanken, der mich freundlich in seine Arbeitsgruppe aufnahm und vorbildlich betreute. Seine Ideen und Hinweise zu meinen Untersuchungen und seine Erklärungen zu meinen Fragen brachten mich zu den Erkenntnissen, die ich schließlich erarbeiten konnte. Ein besonderer Dank geht an Benjamin Lenk, der mich in alle Einzelheiten des Experiments geduldig einweichte und mir stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Ihm verdanke ich auch die Strukturierung der Proben, welche so manche Stunde am FIB in Anspruch nahm. Natürlich danke ich auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für ihre ständige Hilfsbereitschaft, die gute Zusammenarbeit und die abendlichen Treffen, bei denen der Spaß nicht zu kurz kam, und dem gesamten I. Physikalischen Institut für die sehr gute Arbeitsatmosphäre.

Meinen Eltern und Geschwistern danke ich für ihre stetige Unterstützung in allen Bereichen, sei es das Übernehmen der großen finanziellen Mittel, die ein Studium fordert, oder der Schub an Motivation an Stellen, wo sie mir fehlte.

In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei meinen Freunden aus Dingelbe und Umgebung, meiner Handballmannschaft des TV Eiche Dingelbe und dem Fußballteam TuS Abschluss bedanken. Hier seien Ruben Labahn, Alexander Heiler, Christian Marschler, Arne Grimsel und Constantin Spille als einige von vielen erwähnt. Die gemeinsame Zeit mit euch war für mich mehr als nur eine willkommene Ablenkung zu der meist stressigen Unizeit. So gaben mir nicht nur die sportlichen Betätigungen, sondern auch die stets munteren und zur Abwechslung auch mal sinnfreien und eher spaßorientierten Unterredungen einen guten Ausgleich zur wissenschaftlichen Arbeit.

Zum Schluss danke ich meiner Freundin Constanze Thees, die während der ganzen Zeit immer hinter mir stand, mich stets ermutigte während nichts voranzugehen schien, und sehr geduldig mit mir war, wenn die Arbeit in der Uni mal wieder etwas länger dauerte.

Anhang A.

Anhang

A.1. Ergänzende Simulationen

Um die gezeigten Simulationen nachzuvollziehen, wird hier eine detailliertere Beschreibung der Arbeitsschritte gegeben.

Das Skript zur mikromagnetischen Simulation mit NMAG, welches in Phyton geschrieben ist, beinhaltet die Anordnung der Elementarzellen, die Parameter des Materials und die Anfangsbedingungen. Hier wird beispielhaft der Quelltext eines Simulationsskriptes aufgeführt; weite Teile davon wurden von H. Ulrichs übernommen und variiert:

Listing A.1: Beispiel-Quellcode

```
1 #Simulation: hexagonal antidot lattice; requires mesh file
2 import nmag, random, math
3 from nmag import SI, every, at
4
5 # define magnetic material
6 Ni = nmag.MagMaterial(name="Ni",
7                       Ms=SI(795775*0.659, "A/m"),
8                       exchange_coupling=SI(7.5e-12, "J/m"),
9                       llg_gamma_G=SI(234895, "m/s⊥A"),
10                      llg_damping = SI(0.02),
11                      do_precession=False) #Precession off
12
13 # size of simulation cell, plus extra spacing
14 # to avoid exchange interaction across interfaces
15 # between repeated copies of the simulation cell.
16 x_lattice = 3.501
17 y_lattice = 3.032
18 z_lattice = 0.00
```

```

19
20 # list to store the lattice points where the periodic
21 # copies will be placed
22 lattice_points = []
23 for xi in range(-3,4):
24     for yi in range(-3,4):
25         lattice_points.append([1.75*yi+xi*x_lattice ,
26                               yi*y_lattice ,0*z_lattice ])
27
28 # create data structure pbc for this macro geometry
29 pbc = nmag.SetLatticePoints(vectorlist=lattice_points ,
30                             scalefactor=SI(1e-6,'m'))
31 #unit of values in geometry file
32
33 #create simulation object , passing macro geometry data structure
34 sim = nmag.Simulation(periodic_bc=pbc.structure)
35
36 # load mesh
37 sim.load_mesh("parall.nmesh.h5" , [("matrix" , Ni)] ,
38                               unit_length=SI(1e-6,"m" ) )
39
40 # set initial magnetisation
41 #mu0Hext=100mT theta=30° rho=90°
42 sim.set_H_ext([0.1001*0.87,0.0001,0.1001*0.5] ,
43               SI(796178,"A/m" ))
44
45 #define time constant
46 ps = SI(1e-12,"s" )
47
48 #set field: 90 mT
49 sim.set_H_ext([0.09*0.866-0.0001,0-0.0001,0.09*0.5-0.0001] ,
50               SI(796178,"A/m" ))
51
52 #calculate until 5 ns and save fields every 1 ns
53 for k in range(0, 100):
54     sim.advance_time(k*50*ps)
55     sim.relax(save = [('averages' , every('time' , 250*ps)) ,
56                     ('fields' , every('time' , 1000*ps))])

```

Nicht im Quelltext enthalten sind die Befehle zum Auslesen des internen Feldes auf vorgegebenen Schnitten durch die Einheitszelle. Da in der Ausgabedatei der

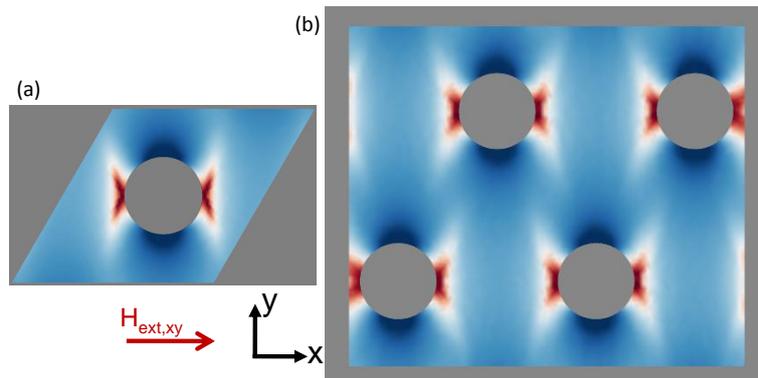


Abbildung A.1.: Vergleich der Einheitszellengröße. (a) Simulationsergebnisse der kleinst möglichen Einheitszelle des hexagonalen Gitters. (b) Ergebnisse der viermal größeren berechneten Einheitszelle. In beiden Fällen sind Lochabstand und -größe identisch und das externe Feld hat keinen Anteil in y -Richtung.

Simulation alle Felder zu jedem Segmentort und zu jeder Zeit gespeichert wurden, lassen sich auch nach der Simulation noch die Feldwerte finden, die am nächsten an jedem beliebigen Schnitt liegen. Für weitere Informationen sei auf das Handbuch für NMAG verwiesen (nmag.soton.ac.uk/nmag/0.1/manual/manual.pdf).

Vergleich: Auswahl der Einheitszelle

In Abschnitt 2.3 wurde erwähnt, dass das Ergebnis der Simulation unabhängig von der ausgewählten Einheitszelle ist. Belegende Daten dazu sind in Abb. A.1 aufgeführt. Es ist erkennbar, dass in beiden Fällen die Form und die Position der inhomogenen Bereiche gleich ist. Da bei der größeren Einheitszelle keine signifikant abweichenden Ergebnisse zu der kleinsten Einheitszelle auftreten, wird die interne Feldverteilung durch Simulationen an der kleinsten Einheitszelle durchgeführt, da somit die Segmentgröße kleiner gewählt werden kann bzw. der Rechenaufwand geringer ist.

A.2. Reflektivität

In Abb. A.2 sind die TRMOKE-Daten auf einer hexagonalen Struktur im Nickel-film abgebildet.

In Abb. A.3 sind die Wellenlängen der Phononen in Nickel und Silizium gegen deren Frequenzen aufgetragen. Unter der Annahme, dass sich in den Strukturen Phononen im Grundzustand ($\lambda = 2a = 7 \mu\text{m}$) ausbilden, entsprechen diese

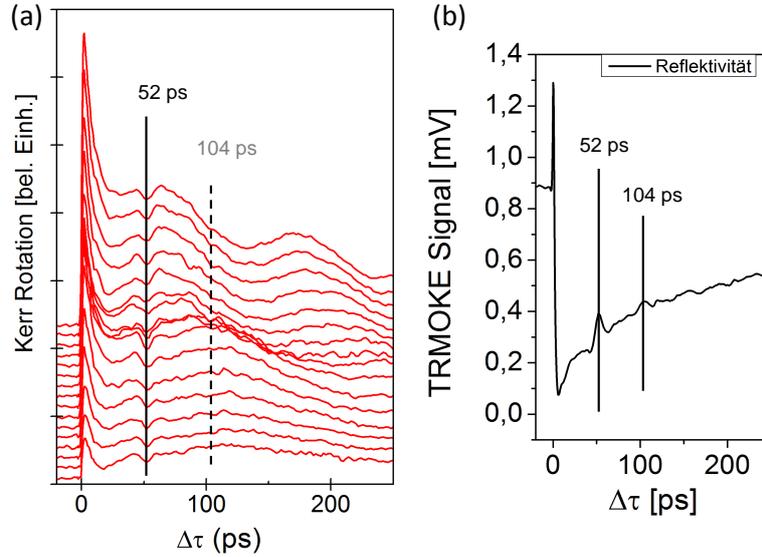


Abbildung A.2.: TRMOKE-Daten auf einer hexagonalen Struktur im Nickelfilm. Die Hilfslinien markieren das Auftreten der Phononensignale.

den Frequenzen unterhalb von 1 GHz im Nickelfilm. Für Phononen, welche sich im Substrat fortbewegen und ebenfalls durch die Löcher beschränkt sind, ist die zugehörige Frequenz 1,2 GHz.

Um dennoch Phononen und andere in der Reflektivität sichtbaren Effekte als Ursache für Moden konstanter Frequenz auszuschließen, sind hier die Reflektivitätsmessungen und deren fouriertransformierte Daten aufgeführt.

Für die Struktur Ni_{hex} zeigt Abb. A.4 die zugehörigen Frequenzdaten für vier Rotationswinkel, von denen zwei zu den Messungen aus Abschnitt 3.5.2 gehören und zusätzlich zwei weitere für Winkel nicht symmetrischer Ausrichtungen gemessen wurden. Aus allen vier Messungen geht hervor, dass die nichtmagnetischen Ursachen Frequenzen von 2,0(5) GHz aufweisen. Im Vergleich mit den Messungen des magnetischen Signals in Abb. 3.7 können dort alle Frequenzen oberhalb von 2,5 GHz als Moden magnetischen Ursprungs betrachtet werden.

Ähnliche Ergebnisse gehen aus den Untersuchungen der Struktur Ni_{hon} hervor. In Abb. A.5 sind die Reflektivitätsdaten des honigwabeförmigen Gitters zu sehen. Diese beinhalten die Messungen zu den in Kapitel 3 untersuchten Winkeln entlang der Symmetrierichtungen ($\rho = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$). In den fouriertransformierten Daten ist hier der Ursprung für Ausschläge bei 1 GHz zu erkennen. Für $\rho = 60^\circ$ stimmt die Anpassung des doppelt exponentiellen Hintergrundes nicht sehr gut mit der Kurve der Messdaten überein, diese Abweichungen verursachen

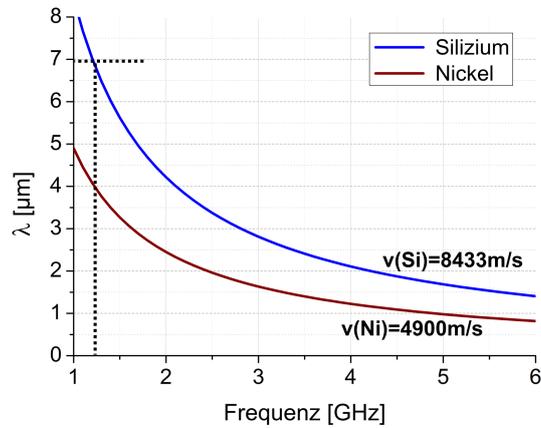


Abbildung A.3.: Frequenzabhängige Wellenlänge von Phononen in Nickel und Silizium.

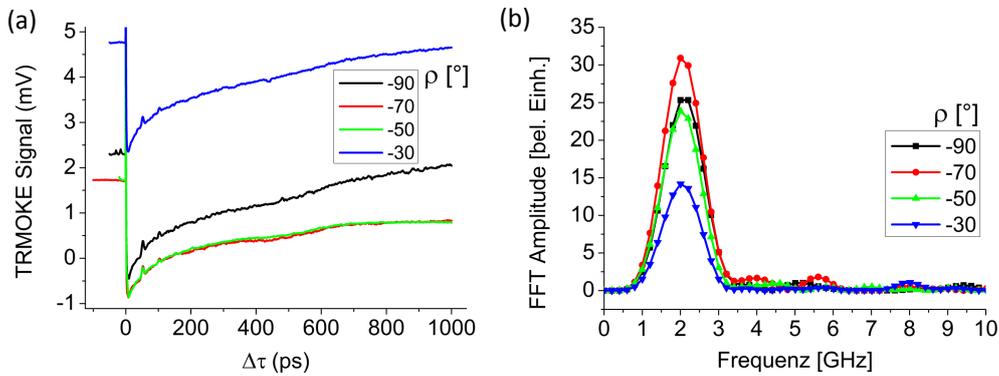


Abbildung A.4.: Reflektivität des hexagonalen Gitters in Nickel für vier Rotationswinkel. Die Nebenmaxima für $\nu > 3$ GHz sind um ein vielfaches kleiner als der Hauptausschlag bei 2 GHz, sodass Einflüsse der höheren Frequenzen vernachlässigbar sind.

den größten Ausschlag bei ca. 1 GHz. Damit kann bestätigt werden, dass für alle Ausschläge im Frequenzspektrum im Bereich um $\nu = 1$ GHz Artefakte der FFT als deren Ursache nicht ausgeschlossen werden können und somit nicht bestimmt werden kann, ob Spinwellen in diesem Frequenzbereich auftreten.

Es kann auch gezeigt werden, dass die beobachteten Frequenzen aus den Reflektivitätsmessungen nicht mit den Ausschlägen der TRMOKE-Messungen übereinstimmen, weshalb angenommen werden kann, dass die Reflektivität keinen großen Einfluss auf die Ergebnisse der Frequenzspektren in der Auswertung hat.

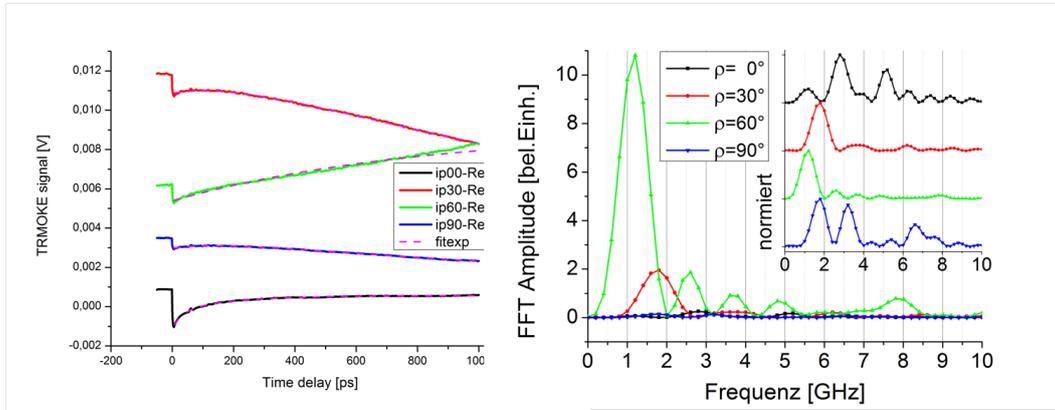


Abbildung A.5.: Reflektivität des Honigwabengitters in Nickel für vier Rotationswinkel. Ungenauigkeiten bei der Anpassung des Hintergrundes resultieren in Frequenzausschlägen um $\nu = 1$ GHz. Zusätzlich auftretende Oszillationen sind um ein Vielfaches schwächer ($\rho = 0^\circ, 90^\circ$), sodass deren Einfluss auf die Spinwellen in den TRMOKE-Spektren vernachlässigbar ist.

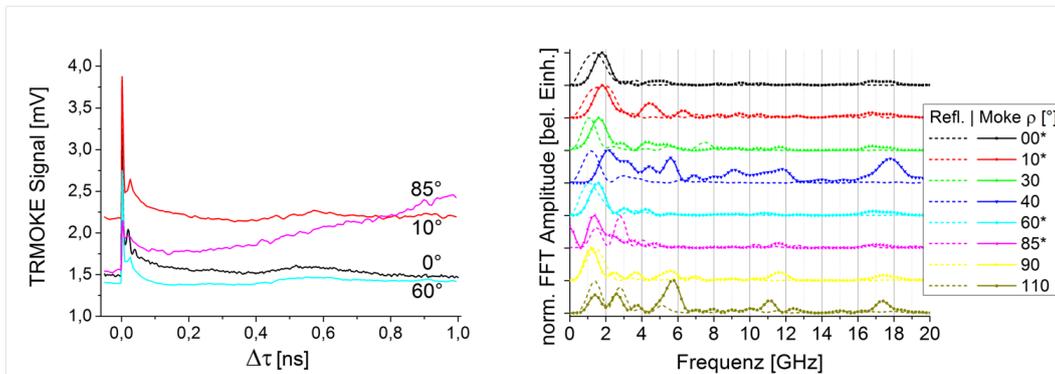


Abbildung A.6.: Reflektivität des hexagonalen Gitters in CoFeB für unterschiedliche Rotationswinkel. Die FFT-Daten der Reflektivitätsmessungen (gestrichelte Linien) zeigen zumeist nur im Frequenzbereich unter 2 GHz Übereinstimmungen mit denen der MOKE-Messungen. Für diese Struktur kann daher für alle beobachteten Frequenzen oberhalb von 2 GHz angenommen werden, dass diese magnonischen Ursprungs sind.