



Beobachtung von Damon-Eshbach-Moden mittels Femtosekundenspektroskopie

Diplomarbeit

vorgelegt von

Benjamin Lenk

aus Ilmenau

Georg-August-Universität zu Göttingen
IV. Physikalisches Institut – Halbleiterphysik

2008

Referent: Prof. Dr. Markus Münzenberg
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Felsch
Abgabedatum: 12. September 2008

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	1
Einleitung	2
1 Magnetische Präzession	4
1.1 Statischer Ferromagnetismus	4
1.1.1 Das effektive Feld	5
1.2 Magnetische Anregungen	7
1.2.1 Uniforme Oszillation	8
1.2.2 Stehende Spinwellen	8
1.3 Magnetische Moden in der Dipolnäherung	9
1.3.1 Oberflächenmoden	10
1.3.2 Existenzbereich und Zustandsdichte	12
1.3.3 Nicht-transversale Konfiguration	13
1.3.4 Winkelabhängigkeit	14
1.4 Magnonische Kristalle	15
2 Experimentelle Grundlagen	17
2.1 Das Lasersystem	17
2.2 Das Probensystem	20
2.2.1 Mikrostrukturierung	21
2.3 Induzierte magnetische Präzession	22
2.4 Der Messaufbau	23
2.4.1 Der magneto-optische Kerreffekt	24
3 Auswertung der Messdaten	27
3.1 Datenanalyse	27
3.1.1 Subtraktion des Hintergrundes	27
3.1.2 Fouriertransformation in die Frequenzdomäne	28
3.1.3 Bestimmung der Frequenzauflösung	30
3.2 Schichtdickenabhängigkeit der Präzessionsmoden	32

3.2.1	Senkrechte stehende Spinwellen für $40 \text{ nm} \leq d \leq 80 \text{ nm}$. . .	33
3.2.2	Magnetische Moden in dicken Schichten mit $d \geq 100 \text{ nm}$.	35
3.2.3	Magnetische Moden in sehr dicken Schichten und Auflösung der FFT	37
3.3	Abhängigkeit von $\phi(H_{\text{ext}})$	39
3.4	Magnetisierungsdynamik in mikrostrukturierten Nickelschichten .	42
3.4.1	Hysteresemessungen	43
4	Diskussion	45
4.1	Optische Eindringtiefe	45
4.2	Kittelmode	46
4.3	Senkrechte stehende Spinwellen	48
4.3.1	Oberflächenanisotropie	50
4.3.2	PSSW in Filmen mit $d \geq 100 \text{ nm}$	51
4.4	Dipoldominierte Oberflächenmoden	52
4.4.1	Einfluss der Winkel α und β	53
4.4.2	Die Wellenvektorkomponente k_y	54
4.4.3	Einfluss der Pumpgeometrie	57
4.4.4	Vergleich mit Daten aus BLS-Experimenten	58
4.5	Mikrostrukturen	59
5	Zusammenfassung und Ausblick	61
	Literaturverzeichnis	63

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema magnetischer Moden	11
1.2	Theoretische Dispersionen der DE-Moden	12
1.3	Modenspektrum der Oberflächenwellen	13
1.4	Winkelabhängigkeit von ω_{de}	15
2.1	Der Strahlengang im Ti:Sa-Oszillator	18
2.2	Das Lasersystem	19
2.3	Ortsaufgelöste Reflektivität	20
2.4	Mikrostrukturierte Probe	21
2.5	Induzierte Präzession	23
2.6	Messaufbau für TRMOKE	24
2.7	Geometrie des MOKE	25
3.1	Subtraktion des Hintergrundes	28
3.2	Überblick über die Auswertung	29
3.3	Farbcodierte Darstellung der Fourierspektren ($d = 40 \text{ nm}$)	31
3.4	Fourierspektrum bei $d = 20 \text{ nm}$	32
3.5	Mittlere Schichtdicken ($d = 60 \text{ nm}$ und $d = 80 \text{ nm}$)	33
3.6	Bestimmung der Austauschkonstanten	35
3.7	Fourierspektren bei dicken Schichten ($100 \text{ nm} \leq d \leq 140 \text{ nm}$)	36
3.8	Fourierspektren bei sehr dicken Schichten ($d \leq 200 \text{ nm}$)	38
3.9	Abhängigkeit vom Winkel ϕ	41
3.10	Fourierspektrum der Mikrostrukturen mit $D = 500 \text{ nm}$	42
3.11	Ergebnisse der Mikrostrukturen mit $D = 1 \mu\text{m}$	43
3.12	Hysterese der Mikrostrukturen	44
4.1	Asymmetrische Anregung	46
4.2	Effektive Anisotropie und Hysterese	47
4.3	Ordnung der PSSW	50
4.4	Damon-Eshbach-Wellenvektor	55
4.5	Spinwellenmoden bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}$	56
4.6	Brillouin-Lichtstreuung bei $d = 200 \text{ nm}$	58

Einleitung

Die anhaltend rasante Miniaturisierung magnetischer Speichermedien stellt hohe Anforderungen an die Forschung. So ist es nicht ausreichend, die Größe eines *Bits* sukzessive zu verringern, auch müssen Schreib- und Lesezyklen immer weiter verkürzt werden. Inzwischen sind Zeitskalen im Bereich von Nanosekunden erreicht und um weitere Verkürzungen zu ermöglichen, ist ein fundamentales Verständnis magnetischer Anregungen unabdingbar. Denn beim Schalten eines *Bits* muss entweder das Abklingen solcher Anregungen abgewartet oder ihre Erzeugung verhindert werden. Die Wichtigkeit dieses Forschungsgebietes spiegelt sich nicht zuletzt in der Verleihung des Nobelpreises für Physik an Albert Fert und Peter Grünberg im Jahr 2007 wieder.

Die vorliegende Arbeit untersucht im Schwerpunkt magnetische Anregungen in einem dünnen, ferromagnetischen Film. Theoretisch werden derartige Systeme seit Mitte des letzten Jahrhunderts behandelt und es finden sich denkbare magnetischen Moden in einem großen Wellenlängenbereich [DE61; HK51]. Experimentelle Daten stammen unter anderem aus Resonanzexperimenten oder Messungen mit der *Brillouin-Lichtstreuung* und sind gut verstanden [GMVG82; JDM⁺99; ST58]. Derartige Messungen finden in der Frequenzdomäne statt und mit hoher Ortsauflösung kann beispielsweise die Propagation von Spinwellenpaketen untersucht werden [DSA⁺04].

Im Jahr 1996 wurde erstmals die ultraschnelle Antwort eines magnetisierten Films auf die Absorption eines optischen Pulses gemessen und ein Rückgang der Magnetisierung innerhalb einiger hundert Femtosekunden festgestellt [BMDB96]. Daran schlossen sich unter anderem rein optische Messungen an, die mit sehr hoher Zeitauflösung von einigen zehn Femtosekunden die Magnetisierungsdynamik in dünnen Schichten oder Mikrostrukturen unterschiedlichster Komposition untersuchten [DEP⁺06; HMKB97; KvKKdJ00].

Hier wird dieses Feld um schichtdickenabhängige Messung an kontinuierlichen Filmen erweitert. Anders als bisher werden die Auswirkungen einer stark asymmetrischen Anregung untersucht, die aus dem rein-optischen Experiment resultieren: Mit einem Laserpuls deponierte Energie sollte in Schichten, deren Dicke die Ein-

dringtiefe des Lichtfeldes deutlich überschreitet, magnetische Moden mit ähnlich asymmetrischem Profil anregen. Es existieren jedoch nicht-lineare Wechselwirkungen zwischen unterschiedlichen Moden, die einen Energietransfer von Moden höherer Energie in Richtung solcher niedriger Energie ermöglichen. Im Extremum kann das zu einer Bose-Einstein-Kondensation bei Raumtemperatur führen [DDD⁺08].

Im Rahmen des Theorieteils ([Kapitel 1](#)) werden – neben theoretischen Grundlagen zur Magnetisierungsdynamik – verschiedene Moden behandelt, die auf unterschiedlichen Längenskalen oszillieren. Der Schwerpunkt liegt auf Moden, die an der Oberfläche lokalisiert sind und eine vertikale Asymmetrie aufweisen. Es handelt sich dabei um langwellige Moden, die unter Vernachlässigung der Austauschwechselwirkung beschreibbar sind und deren Theorie auf Damon und Eshbach zurückgeht [DE61].

Die Wichtigkeit der Asymmetrie hat ihren Ursprung in dem experimentellen Aufbau, der zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik Anwendung findet. Er wird in [Kapitel 2](#) beschrieben, wobei das Hauptaugenmerk auf einer qualitativen Darstellung liegt – detaillierte Beschreibungen finden sich in früheren Arbeiten [Djo06; Mü07; Wal07].

[Kapitel 3](#) vollzieht die Analyse der Messdaten und eine Kopplung unterschiedlicher Moden wird untersucht. Asymmetrische Moden dominieren bis zu einem kritischen Betrag des externen Magnetfeldes, wohingegen bei höheren Feldern bevorzugt volumenhomogene Moden angeregt werden. Durch Fouriertransformation der Daten in den Frequenzraum wird eine sehr anschauliche Darstellung der gefundenen Effekte ermöglicht, sodass diese im Detail in [Kapitel 4](#) diskutiert werden können. In dem ferromagnetischen Film werden sowohl austauschdominierte als auch dipolartige Spinwellen angeregt, deren Abhängigkeit von angelegtem Magnetfeld und Schichtdicke ausführlich untersucht wird. Daraus gewonnene Resultate werden anschließend ausgenutzt, um die Propagation der gefundenen magnetischen Moden durch Mikrostrukturierung der ferromagnetischen Schichten zu modulieren.

Abschließend fasst [Kapitel 5](#) die Ergebnisse zusammen und gibt eine übergreifende Einordnung der vorliegenden Arbeit. Weiterhin werden denkbare experimentelle Erweiterungen diskutiert – so entzog sich die Propagation von Spinwellen in Nickel wegen der starken Dämpfung bisher umfassenden Messungen. In diesem Zusammenhang ist eine hohe Ortsauflösung notwendig, um effektive Pumpmechanismen zu entwickeln, wie sie für die Implementierung logischer Bauteile unerlässlich sind [SSL⁺08].

1 Magnetische Präzession

Die Theorie magnetischer Präzession ist äußerst umfangreich und Gegenstand diverser Monographien und Lehrbücher. Unterschiedlichste Effekte führen zu magnetischen Oszillationen (vgl. Ref. [GM96]), genauso wie die jeweils betrachtete Geometrie bestimmenden Charakter hat (vgl. beispielsweise Ref. [HO02] und Bezüge darin).

Dementsprechend erfolgt im Rahmen dieses Theorieteils eine Betrachtung nur der direkt relevanten Zusammenhänge, sodass der Leser einen lückenlosen Überblick erhält. Die Tiefe der Darstellung ist durch den Umfang der vorliegenden Arbeit begrenzt und abschnittsweise so gewählt, dass wesentliche Ergebnisse aus den konstituierenden Gleichungen entwickelt werden. Hierbei finden sich magnetische Oszillationen in Form unterschiedlicher Moden, deren Abhängigkeiten von Parametern wie dem angelegten Feld oder der auftretenden Wellenvektoren untersucht werden.

Im Zuge dieses Kapitels erfolgt in [Abschnitt 1.1](#) zunächst eine Betrachtung der relevanten physikalischen Größen im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Erweiterung auf dynamische Aspekte wird in [Abschnitt 1.2](#) vollzogen, wobei es bei einer kurzen Zusammenfassung bisheriger Arbeiten an dünnen ferromagnetischen Filmen bleibt. Die für die vorliegende Arbeit wichtigsten magnetischen Oszillationen behandelt [Abschnitt 1.3](#) im Detail, bevor in [Abschnitt 1.4](#) Einschränkungen für nicht-kontinuierliche ferromagnetische Filme erläutert werden.

1.1 Statischer Ferromagnetismus

Die Gesamtheit aller Elemente lässt sich in *dia-* und *paramagnetische* Substanzen unterteilen. Letztere beinhalten elementare magnetische Momente, die sich mit einem externen Magnetfeld parallel ausrichten lassen, diese *Magnetisierung* ohne angelegtes Feld jedoch nicht aufrechterhalten. Bei einigen paramagnetischen Substanzen tritt jedoch eine spontane magnetische Ordnung auch ohne angelegtes Feld zu Tage, die im Fall der *Ferromagnete* aus der vorzugsweise parallelen Ausrichtung der magnetischen Momente besteht. Die resultierende – mitunter recht

große – spontane Magnetisierung ist stabil unterhalb der *Curietemperatur* T_C , bei $T = T_C$ findet ein Übergang zum reinen Paramagnetismus statt.

Implizit wird daran deutlich, dass die perfekte Ausrichtung aller Momente thermisch gestört wird. Hin zu höheren Temperaturen verringert sich die Magnetisierung \mathbf{M} , die als mittleres magnetisches Moment pro Volumen definiert ist,

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_{\Delta V} \mathbf{m}}{\Delta V}.$$

Schon an dieser Stelle lässt sich die erste Voraussage zur Antwort eines magnetisierten Systems auf die Absorption eines optischen Pulses treffen: Die um ΔT erhöhte Temperatur wird die Magnetisierung um den Betrag ΔM verringern, bevor der Ausgangszustand im Zuge der Abkühlung wieder hergestellt wird. Mögliche Dynamik in der Zwischenzeit wird in späteren Abschnitten des Theorieteils behandelt, zunächst soll im Folgenden die Magnetostatik bezüglich auftretender magnetischer Felder kurz konkretisiert werden.

1.1.1 Das effektive Feld

Die Richtung von \mathbf{M} ist nicht beliebig. Sie ist parallel zum *effektiven Feld* \mathbf{H}_{eff} in der Probe, das sich aus verschiedenen Beiträgen zusammensetzt,

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{ani}} + \mathbf{H}_{\text{ent}}. \quad (1.1)$$

Diese Darstellung ist sehr zweckmäßig und liefert die Gleichgewichtsorientierung von \mathbf{M} . Eine analoge Vorgehensweise besteht in der Minimierung der Gesamtenergie des Systems: Die thermodynamische Größe der *Freien Energiedichte* F liefert das effektive Magnetfeld gemäß [GM96, S. 33]

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}.$$

Im Folgenden sollen die physikalischen Ursachen der einzelnen Summanden in Gl. 1.1 beschrieben werden, wobei die Darstellung in Einheiten der Energie gewählt wurde.

Vorzugsweise wird sich die Magnetisierung parallel zu einem angelegten Feld \mathbf{H}_{ext} ausrichten, um die *Zeeman-Energie*

$$F_Z = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}$$

zu minimieren. Auch ohne externes Feld findet sich in ferromagnetischen Proben eine spontane Magnetisierung, die auf die *Austauschwechselwirkung* zurückzuführen ist und das zentrale Charakteristikum von Ferromagneten darstellt. Auf mikroskopischer Ebene richten sich benachbarte atomare Spins parallel aus und unter der Annahme, dass \mathbf{M} eine kontinuierliche, vektorielle Größe sei, führt eine räumliche Variation derselben auf die Dichte der *Austauschenergie* [O'H00, S. 275f]

$$F_{\text{ex}} = \frac{A}{|\mathbf{M}|^2} (\nabla \cdot \mathbf{M})^2.$$

Hier ist A die materialspezifische Austauschkonstante. Sieht man von externen Feldern ab, so existiert keine Vorzugsrichtung für die Spins. Aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert in einem Kristall jedoch eine *kristallographische Anisotropie*. Die Spins sind an die Kristallstruktur gekoppelt, sodass leichte oder harte magnetische Achsen existieren, die mit den kristallographischen Achsen übereinstimmen. Ein einfaches Beispiel sind Kristalle mit hexagonaler Struktur, die als ausgezeichnete Richtung die c -Achse enthalten. Es liegt uniaxiale Anisotropie vor und die *Anisotropieenergiedichte* F_{ani} lässt sich nach dem Winkel θ zwischen Magnetisierung und der c -Richtung entwickeln [Aha02, S. 85f]:

$$F_{\text{ani}} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta. \quad (1.2)$$

Die Vorzeichen der Anisotropiekonstanten K_{u1} und K_{u2} bestimmen, ob es sich um eine Achse leichter oder harter Magnetisierung handelt.

Bisherige Betrachtungen gingen von einem unendlich ausgedehnten, homogen magnetisierten Ferromagneten aus. Werden Grenzflächen und inhomogene Magnetisierung zugelassen, so ist eine Lösung der Maxwell-Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen notwendig. Es ergibt sich das sogenannte *Entmagnetisierungsfeld* \mathbf{H}_{ent} , das von der Form des Ferromagneten und der relativen Orientierung der Magnetisierung abhängt,

$$\mathbf{H}_{\text{ent}} = -N\mathbf{M}.$$

Der Entmagnetisierungstensor N spiegelt die Geometrie der Probe wider und kann nur für Ellipsoide analytisch berechnet werden. Im Grenzübergang $a, b \gg c$ ergibt sich für einen kontinuierlichen Film, dass nur eine Komponente von N ungleich null ist: $N_{zz} = 1$ (z sei die Koordinate senkrecht zur Filmebene). Damit einher geht die Entmagnetisierungsenergiedichte, die nur von der Magnetisierungskomponente M_z

abhängt [GM96, S. 34],

$$F_{\text{ent}} = \frac{1}{2} \mu_0 (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2.$$

Ähnlich zur kristallographischen Anisotropie gehen daraus Richtungen leichter und harter Magnetisierung hervor, was die Identifikation als *Formanisotropie* begründet.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass in diesem Abschnitt das effektive Feld als Resultat der Energieminimierung im thermodynamischen Gleichgewicht eingeführt wurde. Zwar wurde \mathbf{H}_{eff} als Summe anderer Feldbeiträge definiert, die Darstellung in Form von Energiedichten ist dazu allerdings äquivalent. Im Gleichgewicht ist $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$ und es ist abzusehen, dass eine Reduzierung der Magnetisierung um ΔM – wie sie schon kurz angedeutet wurde – nicht ausreichend ist, um Dynamik zu induzieren. Vielmehr ist es notwendig, das effektive Feld dahingehend zu variieren, dass ein definierter Nicht-Gleichgewichtszustand als Ausgangspunkt einer Relaxation erzeugt wird.

Der folgende [Abschnitt 1.2](#) behandelt die für die vorliegende Arbeit wichtigen Aspekte der Magnetisierungsdynamik unter der Voraussetzung $\mathbf{M} \nparallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$.

1.2 Magnetische Anregungen

In der Makrospinnäherung lautet die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung unter Vernachlässigung von Energiedissipation

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.3)$$

Die Magnetisierung präzediert somit um das effektive Feld und ihre potentielle Energie bezogen auf \mathbf{H}_{eff} bleibt konstant. Unter der Annahme $|\mathbf{M}| = \text{const}$ lässt sich ein Dämpfungsterm einführen, dessen Beitrag zur Dynamik durch den dimensionslosen Parameter α charakterisiert wird,

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right). \quad (1.4)$$

Diese Gleichung wird als *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* bezeichnet und in den folgenden Unterabschnitten werden Lösungen der Bewegungsgleichung diskutiert.

1.2.1 Uniforme Oszillation

Die zur Bewegungsgleichung 1.4 gehörende Resonanzfrequenz ω_k für die Magnetisierung lässt sich anhand der Freien Energiedichte F des Systems berechnen [Far98]. Unter Vernachlässigung von Austauschbeiträgen zu F ergibt sich mit der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$:

$$\left(\frac{\omega_k}{\gamma\mu_0}\right)^2 = H_x \left(H_x + M_S - \frac{2K_z}{\mu_0 M_S}\right). \quad (1.5)$$

Diese Gleichung heißt *Kittelformel* und beschreibt uniforme Präzession. Sie wird in Ref. [Djo06] hergeleitet, wobei der einzige freie Parameter K_z eine *effektive Anisotropie* senkrecht zur Filmebene darstellt und aus den experimentellen Punkten $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ ermittelt werden kann.¹

Der dünne, ferromagnetische Film liegt in der x - y -Ebene und das Feld ist in x -Richtung angelegt. Falls H_{ext} um den Winkel ϕ gegen die Filmebene verkippt ist, so geht in Gl. 1.5 die Projektion $H_x \equiv H_{\text{ext}} \cos \phi$ ein.

Von Bedeutung ist an dieser Stelle die genaue Unterscheidung relevanter Feldterme: In Gl. 1.5 rührt der zweite Summand auf der rechten Seite aus der Entmagnetisierung und weitere Beiträge zu \mathbf{H}_{eff} werden zu dem Parameter K_z geschlagen, sodass als unabhängige Variable das *angelegte Feld* verbleibt. Insbesondere wird sich in Abschnitt 4.2 der Diskussion die Schichtdickenabhängigkeit des *effektiven Feldes* in einer Änderung von K_z manifestieren.

1.2.2 Stehende Spinwellen

Werden Austauschsterme bei der Lösung von Gl. 1.4 herangezogen, so lässt sich analog zu Gl. 1.5 eine theoretische Dispersion für Magnonen berechnen [Djo06]. Weiterhin wird ausgenutzt, dass in einem dünnen Film in der Filmebene der k -Vektor nicht festgelegt ist, sodass nur senkrecht zur Filmebene ausgezeichnete Zustände existieren. Sie werden gebildet von propagierenden Magnonen, die an der Grenzfläche zum Substrat reflektiert werden und unter der Quantisierungsbedingung für den Wellenvektor senkrecht zur Filmebene,

$$k_{\perp} = n\pi d^{-1}, \quad (1.6)$$

¹ Im Experiment wird die Frequenz ν in Hz bestimmt. Die Notation in dieser Arbeit folgt dem üblichen Zusammenhang $\omega = 2\pi\nu$, sodass auf namentliche Unterscheidung dieser beiden Größen zu Gunsten der Lesbarkeit verzichtet wird.

senkrechte stehende Spinwellen formen (PSSW von *perpendicular standing spin waves*). In Gl. 1.6 ist n die Ordnung der PSSW und d die Schichtdicke. Der Zusammenhang zwischen der Frequenz ω_{pssw} und angelegtem Feld lautet

$$\left(\frac{\omega_{pssw}}{\gamma\mu_0}\right)^2 = \left(H_x + \frac{2A}{M_S} k_{\perp}^2\right) \left(H_x + M_S - \frac{2K_z}{\mu_0 M_S} + \frac{2A}{M_S} k_{\perp}^2\right). \quad (1.7)$$

Hier sind die Austauschkonstante A und der Parameter K_z wie oben. In der späteren Auswertung muss zunächst K_z nach Gl. 1.5 bestimmt werden, um Aussagen über den Einfluss des Summanden $2Ak_{\perp}^2 M_S^{-1}$ in Gl. 1.7 zu ermöglichen. Die Kittelmode stellt einen Spezialfall der Gl. 1.7 dar und wird deswegen auch als $k = 0$ Mode bezeichnet.

1.3 Magnetische Moden in der Dipolnäherung

Die Eigenschaften des Spinwellenspektrums hängen wesentlich von den berücksichtigten Wechselwirkungen ab. Für große Wellenvektoren k ist es ausreichend, die Austauschwechselwirkung zu betrachten, während für kleine k , also große Wellenlängen, die dipolare Wechselwirkung dominiert. Ein übliches Kriterium zur Abschätzung der dominanten Wechselwirkung ist neben dem Wellenvektor der Magnonen das Verhältnis aus Probengröße und sogenannter Austauschlänge l_H [Fer02]. Sie ist als

$$l_H = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S H_{\text{eff}}}} \quad (1.8)$$

definiert und liegt in der Größenordnung einiger zehn Nanometer [WMMS99]. PSSW sind somit erwartete Oszillationsmoden für $d \sim l_H$. In lateraler Richtung liegen in einem kontinuierlichen Film keine derartigen Einschränkungen vor, sodass die Näherung $\lambda \gg l_H$ gerechtfertigt ist. Dann besteht ein weiterer Ansatz zur Lösung von Gl. 1.3 (Reibung vernachlässigt) in der Annahme kleiner, zeitabhängiger Komponenten \mathbf{h} und \mathbf{m} von \mathbf{H}_{eff} bzw. \mathbf{M} (wie bisher liegt der ferromagnetische Film in der x - y -Ebene):

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_i \mathbf{e}_x + \mathbf{h} e^{i\omega t} \quad \text{und} \quad \mathbf{M} = M_S \mathbf{e}_x + \mathbf{m} e^{i\omega t}. \quad (1.9)$$

Der statische Anteil des effektiven Feldes, H_i , wird im Folgenden als *internes Feld* bezeichnet.

Mit Gl. 1.9 werden simultan Gl. 1.3 und die Maxwell-Gleichungen im magnetostatischen Grenzfall gelöst. Hierin liegt der tiefere Grund für die teils unter-

schiedliche Namensgebung der so erhaltenen Moden: Entsprechend der zugrunde liegenden Wechselwirkung wird der Terminus „*dipolare Moden*“ verwendet, wohingegen sich der Name „*magnetostatische Moden*“ auf die vereinfachten Maxwell-Gleichungen bezieht:

$$\nabla \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0 \quad \text{sowie} \quad \nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad (1.10)$$

Erlaubte Moden in der Dipolnäherung ergeben sich unter Berücksichtigung passender Randbedingungen für die Normalkomponente des B -Feldes und die Tangentialkomponente des H -Feldes. Sie stellen Lösungen der folgenden charakteristischen Gleichung dar [DE61]:

$$(1 + \eta^2) + 2 \left| \sqrt{1 + \eta^2} \right| \left(-\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} \right)^{1/2} (1 + \kappa) \times \\ \times \cot \left[|k_y| d \left(-\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \right] + (1 + \kappa)^2 \frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} - \chi^2 = 0. \quad (1.11)$$

Hier wurden die Abkürzungen

$$\kappa = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad \chi = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \\ \Omega_H = \frac{H_i}{M_S}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\gamma \mu_0 M_S}, \quad (1.12)$$

getroffen. Der Parameter $\eta = k_x/k_y$ beschreibt die Propagationsrichtung in der Filmebene.

1.3.1 Oberflächenmoden

Für $1 + \kappa > 0$ in Gl. 1.11 ist die Wellenvektorkomponente k_z^i senkrecht zur Probeebene innerhalb der Probe imaginär. Damit einher geht eine exponentielle Abhängigkeit der Modenamplitude von der Koordinate z und es finden sich Moden, die auf der Probenoberfläche lokalisiert sind [DE61]. Sie werden im Zuge dieser Arbeit als Damon-Eshbach-Oberflächenmoden (DE) bezeichnet und mit dem Index 'de' markiert. Analog zu den Dispersionen von Kittelmode und PSSW lässt sich aus Gl. 1.11 der Zusammenhang zwischen Frequenz und angelegtem Feld herleiten zu

$$\left(\frac{\omega_{de}}{\gamma \mu_0} \right)^2 = H_x \left(H_x + M_S - \frac{2K_z}{\mu_0 M_S} \right) + \frac{M_S^2}{4} \left(1 - e^{-2|k_y|d} \right). \quad (1.13)$$

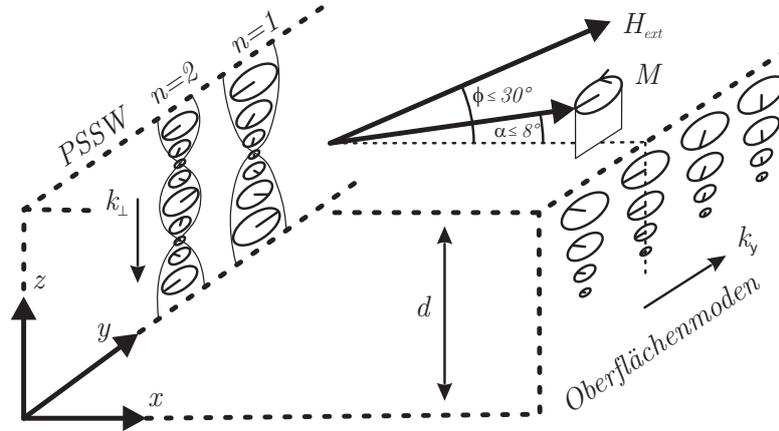


Abbildung 1.1: Magnetische Moden. Die räumliche Amplitudenverteilung der beschriebenen magnetischen Moden ist veranschaulicht. Links sind senkrechte stehende Spinwellen (PSSW) erster und zweiter Ordnung gezeichnet, rechts ist die exponentielle Abnahme der Amplitude der propagierenden DE-Mode veranschaulicht. Uniforme Oszillation ist nicht explizit gezeigt, sie bildet den Grenzfall der PSSW ($n = 0$) sowie der DE-Moden ($k_y = 0$).

Hierbei wurde von einer rein transversalen Konfiguration ausgegangen, in welcher Propagation nur in y -Richtung, senkrecht zu H_i , stattfindet ($k_x = 0 \Rightarrow \eta = 0$). Die Zahl $|k_y|$ stellt eine Verbindung zwischen Propagation in der Ebene und Dämpfung in der Tiefe her: Die Oszillationsamplitude klingt auf der charakteristischen Längenskala $1/|k_y|$ ab.

DE-Moden zeichnen sich durch einen Umlaufsinn um den ferromagnetischen Film aus [Hil93]. Dabei propagieren Oberflächenwellen mit positivem Wellenvektor k_y auf der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Luft, während sich Moden mit negativem k_y auf der Grenzfläche zum Substrat ausbreiten. Die Propagationsrichtungen sind jeweils präferentiell senkrecht zur Magnetisierung, allerdings antiparallel.

Abb. 1.1 zeigt grafisch die Moden, die den Gleichungen 1.7 (PSSW) und 1.13 (DE) entsprechen. Die lokalen Amplituden der oszillierenden Spins und deren Verlauf in z -Richtung sind symbolisiert, wobei auf die Darstellung uniformer Präzession verzichtet wurde. Der Leser beachte, dass die gezeigten Oszillationen auf unterschiedlichen Längenskalen stattfinden. Bestimmende Wechselwirkung für die PSSW ist die Austauschwechselwirkung benachbarter Spins, sodass die Dipolwechselwirkung bei Schichtdicken von einigen zehn Nanometern vernachlässigbar klein ist, wohingegen die charakteristische Längenskala bei den magnetostatischen Moden im Bereich weniger Mikrometer liegt. Die in Abb. 1.1 gezeigten Wellenvektoren k_\perp und k_y unterscheiden sich in ihrem Betrag somit um etwa zwei Größenordnungen.

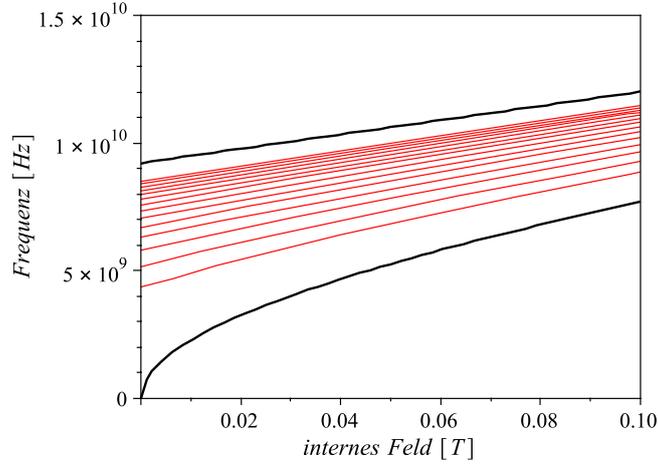


Abbildung 1.2: Theoretische Dispersionen. Die Existenz der DE-Oberflächenmoden ist auf das Frequenzintervall zwischen $\Omega = \sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_H}$ (Kittelmode, schwarz, unten) und $\Omega = \Omega_H + 0,5$ (schwarz, oben) beschränkt.

Entgegen der Annahme, dass das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} in der Probenebene liegt (Gl. 1.9), sind in Abb. 1.1 außerdem die Winkel zwischen angelegtem Feld \mathbf{H}_{ext} , der Magnetisierung $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$ und der Probenebene eingezeichnet. Dabei handelt es sich um eine experimentelle Notwendigkeit, die in Abschnitt 2.3 des Experimentaltails erläutert wird – die Auswirkungen auf das Verhalten der DE-Moden sind Gegenstand von Abschnitt 1.3.4.

1.3.2 Existenzbereich und Zustandsdichte

Zunächst soll jedoch das Frequenzspektrum der Oberflächenmoden dahingehend untersucht werden, welche Frequenzen auftreten. Dazu findet sich in Abb. 1.2 eine Auftragung der theoretischen Dispersion $\nu_{de}(\mu_0 H_i)$ in transversaler Konfiguration nach Gl. 1.13. Es zeigt sich, dass die Existenz von Oberflächenmoden auf das Frequenzintervall

$$\sqrt{H_i(H_i + M_S)} \leq \frac{\omega_{de}}{\gamma} \leq H_i + \frac{1}{2}M_S \quad (1.14a)$$

$$\stackrel{(1.12)}{\iff} \sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_H} \leq \Omega \leq \Omega_H + 0,5 \quad (1.14b)$$

beschränkt ist; die Untergrenze stimmt mit der Kittelmode überein ($k_y = 0$), die Obergrenze wird für $k_y d > \pi$ angestrebt. Gewählte Parameter $k_y d$ der rot gezeichneten Linien in Abb. 1.2 liegen äquidistant im Intervall $[\pi/25; 3\pi/10]$.

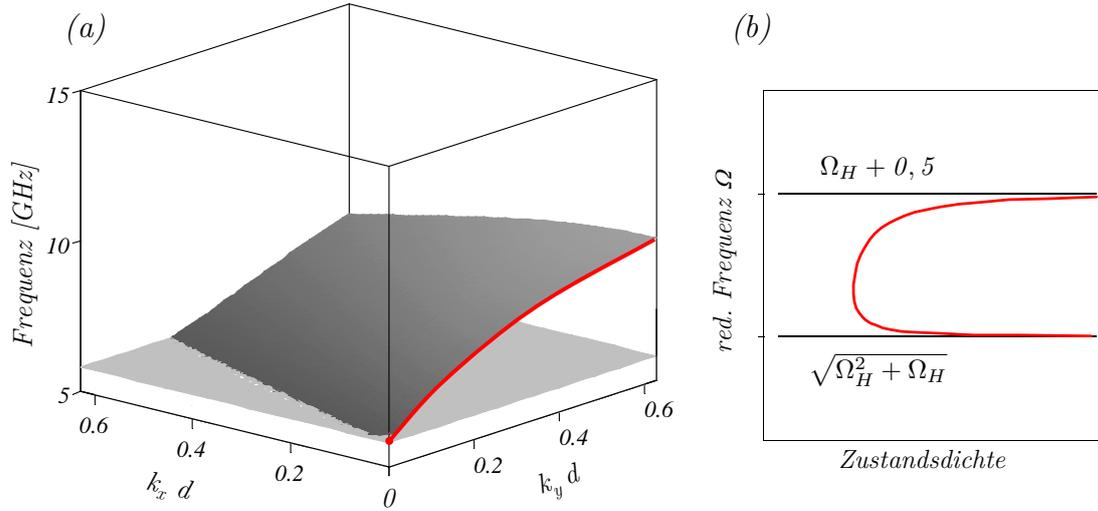


Abbildung 1.3: Modenspektrum der Oberflächenwellen. In (a) erstreckt sich die Dispersionsrelation $\nu_{de}(k_x, k_y)$ der Oberflächenmoden (dunkel, oben) in einem Frequenzbereich oberhalb der Kittelmode (hellgrau, unten) – numerische Parameter: $d = 100$ nm, $\mu_0 H_i = 60$ mT in-plane. Als rote Linie ist Gl. 1.13 eingetragen, sie kann bei bekannter Schichtdicke d zur Bestimmung des Wellenvektors k_y benutzt werden. Die Zustandsdichte in (b) zeigt zwei Pole bei den eingetragenen reduzierten Frequenzen.

Die Darstellung der Frequenz in gewohnter Form, ω_{de} , oder in Form der *reduzierten Frequenz* Ω ist beliebig und wird in den verbleibenden Abschnitten ohne weitere Bemerkungen so gewählt, dass Klarheit und Eindeutigkeit der untersuchten Sachverhalte gewährleistet sind.

Aus dem Verhalten in Abb. 1.2 lassen sich erste Schlüsse auf die Anzahl von Zuständen dN_s der Oberflächenmoden pro Frequenzintervall $d\Omega$ ziehen. Unter Annahme einer homogenen Verteilung von Moden auf der k_y -Achse ergibt sich eine Polstelle von dN_s bei der Frequenz $\Omega = \Omega_H + 0,5$, weil $\Omega \rightarrow \Omega_H + 0,5$ falls $k_y d > 1$. Eine genauere Untersuchung ist nur für das gesamte dipolare Modenspektrum $\omega_{de}(k_x, k_y)$ sinnvoll; die entsprechende Erweiterung auf den allgemeinen Fall $\eta \neq 0$ wird im nächsten Abschnitt vollzogen.

1.3.3 Nicht-transversale Konfiguration

Im allgemeinen Fall $\eta \neq 0$ wird Gl. 1.11 numerisch gelöst und die Frequenz der Oszillation gegen die Wellenvektorkomponenten in x - und y -Richtung aufgetragen (der Wellenvektor der DE-Moden sei $\mathbf{k}_{de} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$). Das Ergebnis in Abb. 1.3 (a) zeigt eine Fläche, die sich oberhalb der Frequenz der uniformen Mode erstreckt.

Bei Abweichungen von einer rein transversalen Propagation – der Winkel β zwischen DE-Wellenvektor und positiver y -Richtung ist größer als null – wird die Frequenz reduziert. Eine genaue, quantitative Betrachtung der Einflüsse der Winkel α und β auf ω_{de} geschieht im nächsten Abschnitt, an dieser Stelle soll zunächst eine Betrachtung des Spektrums in [Abb. 1.3 \(a\)](#) erfolgen.

Neben der Häufung von Zuständen bei $\Omega = \Omega_H + 0,5$, die im letzten Abschnitt diskutiert wurde, findet sich für jedes $k_y \neq 0$ ein k_x so, dass die Frequenz der entsprechenden Oberflächenwelle nahe bei derjenigen der Kittelmode liegt. Dieser Zusammenhang zeigt sich auch grafisch für hinreichend große β , wenn die DE-Fläche im ω, k_x, k_y -Raum in die Kittelfläche konstanter Frequenz übergeht. Man beachte, dass die Kittelmode in [Abb. 1.3 \(a\)](#) per Definition nur genau den Punkt $\omega_k = \omega(0, 0)$ einnimmt und die hellgraue Fläche lediglich einen direkten Vergleich mit ω_{de} ermöglichen soll.

In [Abb. 1.3 \(b\)](#) ist die Zustandsdichte der DE-Oberflächenmoden aufgetragen und die beiden Pole am Rand des Existenzbereichs treten wie erwartet zu Tage. Die Berechnung von [Abb. 1.3 \(b\)](#) erfolgte analytisch wie in Ref. [DE61, S. 319] unter der Annahme hinreichend großer k_y , sodass ω_{de} nur noch von β abhängt.

1.3.4 Winkelabhängigkeit

Der Winkel α sei eingeschlossen vom internen Feld H_i und der x - y -Ebene. Zusammen mit dem Winkel $\beta = \arctan(k_x/k_y)$ ergibt sich die charakteristische Gleichung zu [ED60]

$$(1 + \kappa \cos^2 \alpha) k_{zi}^i + (\chi \cos \alpha) k_y + k_z^e = 0. \quad (1.15)$$

Die Ersetzungen κ und χ sind wie in [Gl. 1.12](#) und k_{zi}^i ist der Imaginärteil des Wellenvektors senkrecht zur Filmebene innerhalb des Films:

$$\begin{aligned} k_z^i &= k_{zr}^i + i k_{zi}^i \\ &= -\frac{\kappa \sin \alpha \cos \alpha}{1 + \kappa \cos^2 \alpha} k_x + i \left| \sqrt{\frac{1 + \kappa}{1 + \kappa \cos^2 \alpha} \left(k_y^2 + \frac{1}{1 + \kappa \cos^2 \alpha} k_x^2 \right)} \right|. \end{aligned}$$

Als Lösung von [Gl. 1.15](#) ergibt sich die winkelabhängige Frequenz der DE-Moden zu [ED60]

$$\frac{\omega_{de}}{\gamma} = \frac{H_i}{2 \cos \alpha \cos \beta} + \frac{B_i}{2} \cos \alpha \cos \beta, \quad (1.16)$$

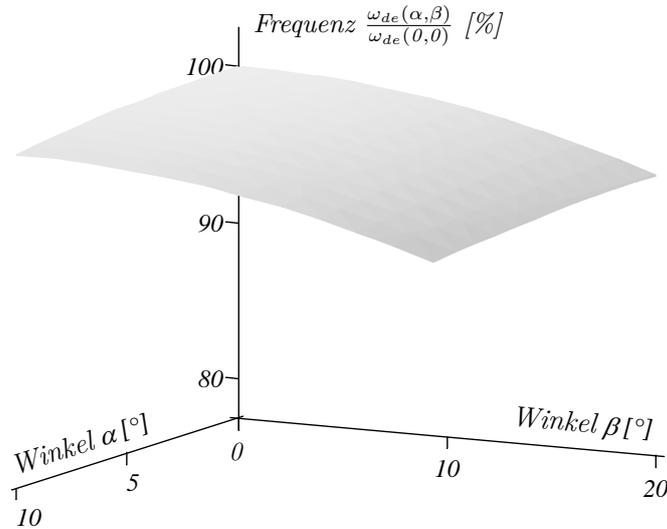


Abbildung 1.4: Winkelabhängigkeit von ω_{de} . Die Frequenz der Damon-Eshbach-Oberflächenmoden verringert sich, falls i) das externe Feld gegen die Filmebene verkippt wird oder ii) der Wellenvektor eine nicht-transversale Komponente hat.

mit der Flussdichte $B_i = \mu_0(H_i + M_S)$. Lösungen sind erlaubt im Intervall

$$1 \geq \cos \alpha \cos \beta \geq \sqrt{\frac{H_i}{B_i}}.$$

Das so zugängliche Frequenzintervall entspricht den Gleichungen 1.14, demnach wird ω_{de} sowohl vom Wellenvektor k_y als auch vom Wertepaar (α, β) vollständig parametrisiert. Das ist in Abb. 1.3 zu erkennen: Für jedes k_y existiert ein k_x , sodass $\omega_{de} = \omega_k$. Andererseits existiert eine theoretische Obergrenze für den Winkel β , die in Ref. [DE61] angegeben ist:

$$\tan \beta \leq \sqrt{\frac{M_S}{H_i}} \equiv \tan \beta_{\max}. \quad (1.17)$$

Mit wachsendem H_i wird die Propagation der Oberflächenwellen also auf einen engeren Kegel mit dem Öffnungswinkel 2β beschränkt.

1.4 Magnonische Kristalle

Schon 1951 wurde das Spinwellenspektrum kontinuierlicher ferromagnetischer Materialien berechnet [HK51]. Abhängig von den betrachteten Längenskalen und Wellenvektoren vereinfachen Dipolnäherung, d.h. die Vernachlässigung der Aus-

tauschwechselwirkung, oder der umgekehrte Fall – Vernachlässigung des Dipolfeldes – die analytischen Rechnungen [DE61]. Unabhängig, ob dipol- oder austauschdominiert – durch Strukturierung lässt sich das Spinwellenspektrum beispielsweise derart modifizieren, dass ausgehend von einem Kontinuum nur Spinwellen ausgewählter Wellenlänge in einem ferromagnetischen Medium propagieren können [GNZ⁺03].

Hier liegt die Analogie, in der die Namensgebung *magnonischer Kristalle* begründet ist: Es existiert ein periodisches Potential, das die wellenförmige Ausbreitung der Magnonen mitunter stark beeinflusst. Wie für Elektronen im Festkörper, erzeugt dieses Potential mit den Parametern *Periodizität* (\leftrightarrow Gitterkonstante) sowie *Beschaffenheit der Konstituenten* (\leftrightarrow Atome) Lücken im Spinwellenspektrum (\leftrightarrow Bandlücken im Festkörper) [JJWM08].

Zur Berechnung der Bandstruktur magnonischer Kristalle geht in die zu lösenden Gleichungen 1.4 und 1.10 die dem Material aufgeprägte Periodizität ein. Sie äußert sich in der variierenden Sättigungsmagnetisierung sowie – falls berücksichtigt – in der Austauschkonstanten:

$$M_S(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = M_S(\mathbf{r}) \quad \text{und} \quad A(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = A(\mathbf{r}),$$

wobei $\mathbf{r} = (x, y, z)$ der Orts- und \mathbf{a} der Gittervektor ist [VDDRP96]. Des Weiteren ist der Unterschied dieser beiden Größen zwischen Streuzentren X und Matrix Y zu berücksichtigen,

$$\begin{aligned} M_S(\mathbf{r}) &= M_{S,X} + (M_{S,X} - M_{S,Y})S(\mathbf{r}), \\ A(\mathbf{r}) &= A_X + (A_X - A_Y)S(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

Die Funktion $S(\mathbf{r})$ nimmt den Wert 0 in jedem Punkt in Material X an und 1 sonst.

Unter Ausnutzung des *Bloch Theorems* kann der oszillierende Anteil \mathbf{m} der Magnetisierung als amplitudenmodulierte *Ebene Welle* angesehen werden. Wie beim Festkörper ergibt sich damit die (jetzt magnonische) Bandstruktur in zwei oder drei Dimensionen und es treten Bandlücken auf, deren Position und Größe von der Geometrie der Strukturierung bestimmt werden [KP08].

Maßgeblich ist der *Füllfaktor* f , der den Anteil der Streuzentren am Gesamtvolumen des magnonischen Kristalls bezeichnet (in Analogie zum Modell der harten Kugeln in der Festkörperphysik [AM73]).

2 Experimentelle Grundlagen

Die Experimente, die dieser Arbeit zugrunde liegen, werden mit ultrakurzen Laserpulsen durchgeführt. Dabei findet ein stroboskopisches Prinzip Anwendung, dessen temporale Auflösung nur durch die zeitliche Breite der einzelnen Pulse begrenzt ist. In den Referenzen [Djo06] und [Lüt04; Mül07; Wal07] wird das Experiment ausführlich und mathematisch stringently beschrieben, sodass an dieser Stelle eine lediglich qualitative Darstellung erfolgt, die dem Leser ein anschauliches Verständnis vermitteln soll. Nachfolgend wird zum Einen in [Abschnitt 2.1](#) die Erzeugung und anschließende Verstärkung der Laserpulse behandelt, zum Anderen werden die damit untersuchten Probensysteme in [Abschnitt 2.2](#) vorgestellt. Die optische Anregung magnetischer Oszillationen in einer dünnen Schicht ist Gegenstand des [Abschnitts 2.3](#), bevor zuletzt in [Abschnitt 2.4](#) das Pump-Abfrage-Experiment beschrieben wird, an dem die Messungen der Magnetisierungsdynamik erfolgen.

2.1 Das Lasersystem

Ausgangspunkt für die Messung der Magnetisierungsdynamik sind möglichst kurze Pulse kohärenten Lichts. Sie werden in einem selbstgebauten Laser erzeugt, dessen schematischer Aufbau in [Abb. 2.1](#) gezeigt ist [Fre94]. Zentrales Bauteil ist ein Al_2O_3 -Kristall, der mit Titan dotiert ist. Wegen seines breiten Emissionsbandes um $\lambda = 790$ nm (FWHM = 200 nm) kann dieser Kristall als Lasermedium viele Moden bedienen und findet daher vor allem in Systemen mit durchstimmbarer Wellenlänge Anwendung [WS90].

Betrieibt man einen derartigen Laser am Rand des Stabilitätsbereichs des kontinuierlichen Modus, so reicht eine kleine Störung des Systems, um es in den Pulsbetrieb zu bringen. Dann werden unterschiedliche Moden in der Kavität so gekoppelt, dass ihre Phasenbeziehung während der Propagation konstant null bleibt. Daraus resultiert eine Superposition derart, dass ein einzelner Puls zwischen den Endspiegeln umläuft. Der Zusammenhang zwischen dessen Breite in Frequenz- und Zeitdomäne ist über die Fouriertransformation gemäß $\Delta\nu\Delta t \geq \text{const}$ gegeben (vgl. Ref. [LK03]) und erst eine Überlagerung von $\geq 10^5$ Lasermoden ergibt Puls-

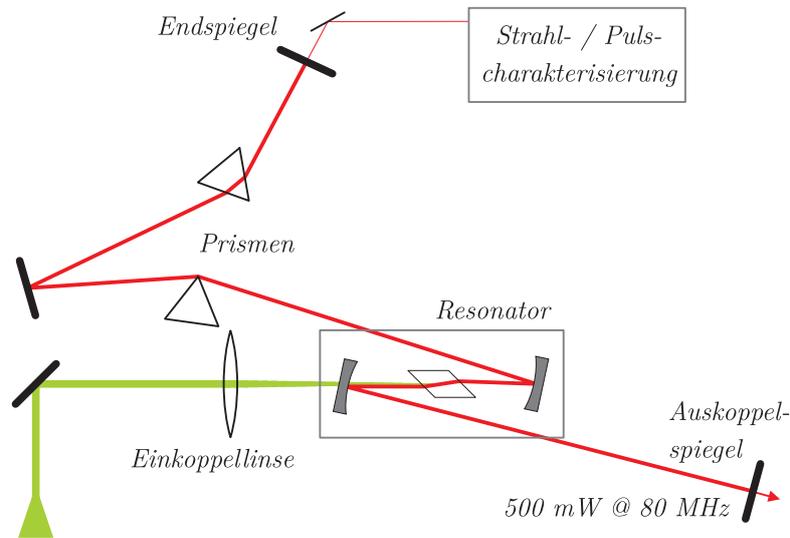


Abbildung 2.1: Der Strahlengang im Ti:Sa-Oszillator. Gezeigt ist u. a. der Pumplaser in grün sowie das Prismenpaar zur Kompensation der Dispersion im Kristall.

dauern Δt im Bereich einiger zehn Femtosekunden [Lüt04]. Die spektrale Breite der in unserem Fall erzeugten Pulse beträgt etwa 30 nm (FWHM) bei der zentralen Wellenlänge $\lambda_c = 830$ nm.

Bei jedem Durchlauf durch den Kristall erfahren die Pulse aufgrund dessen Dispersion eine zeitliche Streckung. Wie Fork und Martinez 1984 belegten, lässt sich diese mit Hilfe zweier Prismen im Strahlengang kompensieren: Die Pulse werden spektral aufgeteilt und ein entsprechend gewählter Weglängenunterschied für die verschiedenfarbigen Anteile führt zu einer zeitlichen Stauchung der Pulse [FM84]. Mittels Einbau der Prismen unter dem Brewsterwinkel lassen sich Leistungsverluste durch Reflexion an den Grenzflächen minimieren.

Die Leistung des Ti:Sa-Lasers im Pulsbetrieb beträgt in unserem Fall etwa 500 mW. Bei einer Frequenz von $f = 80$ MHz, die durch die Oszillatorlänge l gemäß $f = c(2l)^{-1}$ bestimmt wird, hat ein einzelner Puls folglich eine Energie von ungefähr 6 nJ.

Verstärkung der Pulse

Ein Überblick über das gesamte Lasersystem ist in Abb. 2.2 (a) gezeigt. Der grüne Pumplaser *Verdi V18* ($\lambda = 532$ nm) der Firma *Coherent* wird bei einer Leistung von 16,5 W betrieben, von denen $30\% \cong 5$ W zum Pumpen des gepulsten Ti:Sa-Lasers benutzt werden. Die verbleibende Leistung wird in einen zweiten, kommerziellen Ti:Sa-Oszillator eingekoppelt, der als regenerativer Verstärker fungiert

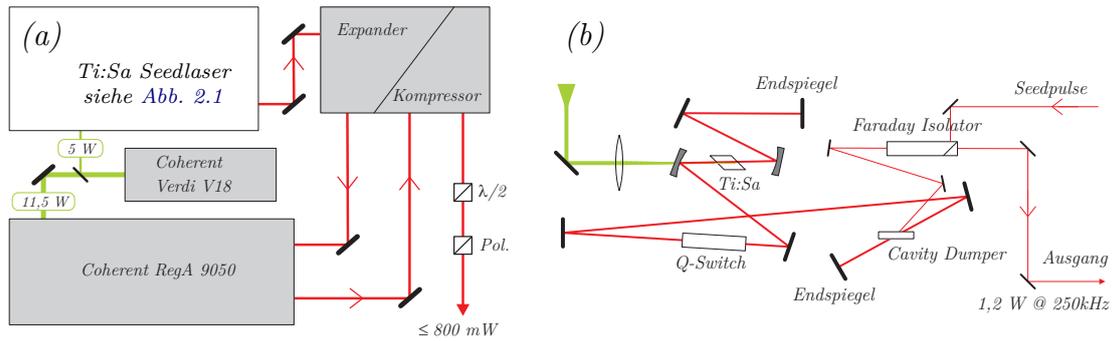


Abbildung 2.2: Das Lasersystem. Aufbau und Ausrichtung der verschiedenen Komponenten (a) sowie eine Detailskizze der verstärkenden Kavität im RegA 9050 (b).

(RegA 9050 von Coherent).

In der Kavität des RegA, wie sie in Abb. 2.2 (b) gezeigt ist, befindet sich unter anderem ein akusto-optischer Güteschalter (*Q-Switch*), der spontanes Lasing verhindert. Die metastabilen Zustände im Lasermedium werden somit bis zur Sättigung besetzt und erst, wenn mit einem zweiten akusto-optischen Bauteil, dem *Cavity Dumper* (CD), ein einzelner Puls aus dem Ti:Sa Seedlaser eingekoppelt wird, erlaubt der *Q-Switch* (QS) den Laserbetrieb. Im Anschluss durchläuft der Puls den Oszillator mehrfach und wird bei jedem Durchgang im Ti:Sa-Kristall durch stimulierte Emission verstärkt. Nach etwa 25 Umläufen erfolgt die Auskopplung mit dem CD und der QS verhindert das Lasing erneut, sodass die vom Pumpstrahl eingebrachte Energie wieder im Kristall gespeichert werden kann.

Die Frequenz, mit der *Cavity Dumper* und *Q-Switch* betrieben werden, beträgt 250 kHz. Effektiv findet im RegA also eine Verstärkung der Pulse zu Lasten der Wiederhohlratenrate statt, wobei die Energie der ausgekoppelten Pulse etwa $5 \mu\text{J}$ beträgt, was einer mittleren Leistung von 1,2 W entspricht.

Wie in Abb. 2.2 (a) gezeigt, befindet sich im Aufbau außerdem ein Expander und Kompressor der Firma Coherent. Zum Einen ist es notwendig, die Pulse vor der Verstärkung zunächst zeitlich zu strecken um die optischen Elemente im RegA zu schonen, zum Anderen muss nach der Verstärkung zusätzlich die Dispersion von Ti:Sa-Kristall und QS des RegA kompensiert werden.

Die Pulse, die schließlich den Kompressor verlassen, haben eine bandbreitenbegrenzte Autokorrelationslänge zwischen 50 und 70 fs, wobei die mittlere Leistung von maximal 800 mW mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens in Kombination mit einem Polarisator in *p*-Richtung für das Experiment reduziert werden kann.

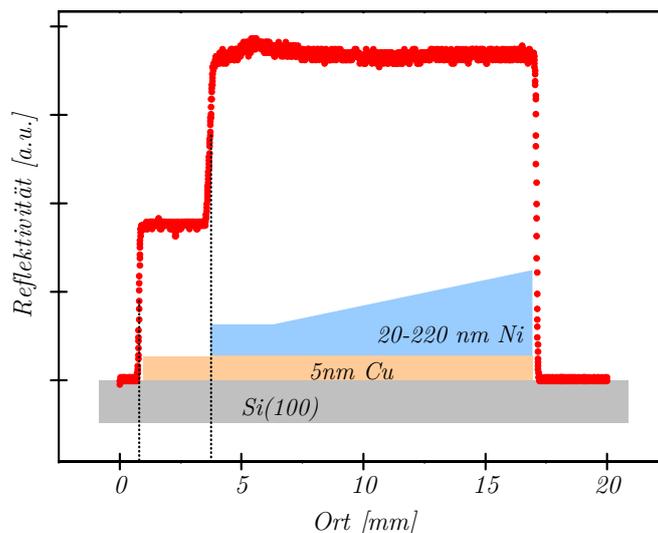


Abbildung 2.3: Ortsaufgelöste Reflektivität. Eine genauen Bestimmung des Keilanfangs auf der Probe erfolgt mittels einer Reflektivitätsmessung (rote Punkte). Das entsprechende Schema der Probe ist in die Grafik eingetragen – nicht gezeigt ist die Deckschicht bestehend aus 2 nm Kupfer.

2.2 Das Probensystem

Gegenstand dieser Arbeit ist die Magnetisierungsdynamik in Nickel nach optischer Anregung. Im [Theorieteil](#) wurde die Frequenzabhängigkeit magnetischer Moden vom externen Magnetfeld behandelt und als Parameter ging unter anderem die Dicke d der betrachteten Schicht ein (siehe Gl. 1.7 und 1.13). Um zuverlässige Aussagen zu der auftretenden Abhängigkeit von d treffen zu können, wurde eine Keilprobe präpariert, sodass der Einfluss von Wachstumsbedingungen und Verunreinigungen in der Probe für alle Schichtdicken als konstant anzusehen ist.

Die Präparation erfolgte in *UHV* bei einem Basisdruck von $p \approx 5 \times 10^{-10}$ mbar und bei Wachstumsraten von etwa $0,1 \text{ nm s}^{-1}$ wurden die Materialien elektronenstrahlverdampft. Auf Si(100) wurden zunächst 5 nm Kupfer und anschließend ein Nickelkeil mit einer Steigung von 20 nm mm^{-1} aufgebracht – zugänglich ist schließlich das Intervall $20 \text{ nm} \leq d \leq 220 \text{ nm}$. Als Antioxidationsschicht dienen zwei weitere Nanometer Kupfer, die eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften der Probe außerhalb des Vakuums für mindestens ein Jahr unterbinden [O’H00, S. 643].

Eine schematische Darstellung der Probe findet sich in [Abb. 2.3](#). Sie ist einer ortsaufgelösten Reflektivitätsmessung $R(x)$ hinterlegt, anhand derer der Anfang des Ni-Keils sehr genau bestimmt werden kann.

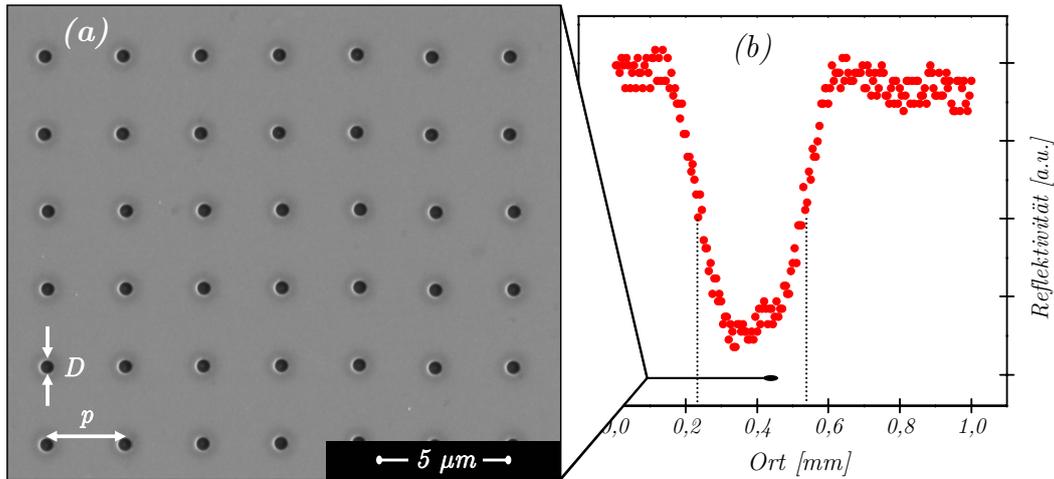


Abbildung 2.4: Mikrostrukturierte Probe. Elektronenmikroskopische Aufnahme periodisch angeordneter Löcher in einem Ni-Film der Dicke $d = 140$ nm (a) und ortsaufgelöste Reflektivität zur Positionierung des strukturierten Bereiches mit den Ausmaßen $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ (b).

2.2.1 Mikrostrukturierung

Propagierende Moden, denen ein bestimmter k -Vektor zugeordnet wird, sollten sich mit einer periodisch strukturierten Oberfläche verbieten lassen. Um entsprechende Änderungen der Oszillationsspektren zu untersuchen, wurde eine Probe präpariert, deren Aufbau dem im letzten Abschnitt vorgestellten Ni-Keil entspricht. Die Dicke wurde zu 140 nm gewählt und nach dem Aufdampfen der Schichten (5 nm Cu | 140 nm Ni | 3 nm Cu) auf Si(100) wurden an zwei unterschiedlichen Stellen Störungen in Form quadratisch angeordneter, kreisrunder Löcher mit dem Durchmesser $D = 500$ nm (1 μm) und einer Periodizitätslänge von $p = 3 \mu\text{m}$ (3, 5 μm) in das System eingebracht. Bei der Auswertung der Messdaten und der Diskussion der Ergebnisse (Abschnitte 3.4 sowie 4.5) werden die verschiedenen strukturierten Bereiche anhand ihrer Parameter unterschieden, um Verwechslungen auszuschließen.

Die Strukturierung erfolgte mit einem fokussierten Strahl aus Ga-Ionen (*focused ion beam*, FIB [Mel87]) und Abb. 2.4 (a) zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der so erzeugten Löcher. Die Größe der strukturierten Bereiche beträgt jeweils $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ und analog zur Keilprobe wurde anhand einer ortsaufgelösten Reflektivitätsmessung $R(x)$ die Position der Strukturen bestimmt. Der Abstand der Stellen maximaler Steigung, welche in Abb. 2.4 (b) durch zwei senkrechte, gepunktete Linien gekennzeichnet sind, beträgt 304 μm und der zur Messung benutzte Laserspot (Durchmesser 60 μm) kann exakt in der Mitte positioniert wer-

den.

Insgesamt basieren die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse auf Messungen an zwei Proben: Die Schichtdickenabhängigkeit ist zugänglich anhand des Nickelkeils und der Einfluss von Mikrostrukturierung wird an einem lokal strukturierten, sonst jedoch kontinuierlichen Nickelfilm der Dicke $d = 140$ nm untersucht.

2.3 Induzierte magnetische Präzession

Beaurepaire und Mitarbeiter untersuchten 1996 die optische und magneto-optische Antwort eines magnetisierten Nickelfilms auf die Absorption eines optischen Femtosekundenpulses [BMDB96]. Sie fanden eine ultraschnelle Demagnetisierung innerhalb einiger hundert fs und konnten ihre Ergebnisse mit dem Drei-Temperatur-Modell erklären, das Elektronen, deren Spins und Phononen als getrennte, aber gekoppelte Systeme mit verschiedenen Temperaturen T_i ($i = el, sp, ph$) betrachtet.²

Der Laserpuls pumpt Energie in das Elektronensystem, die wegen der Kopplung von Elektronen und Spins ($\tau_{el-sp} \sim 80$ fs) zu einer Erhöhung der Spintemperatur führt. Makroskopisch wird so die Magnetisierung um typischerweise 10% reduziert, wobei die Kopplung der Elektronen an das Phononensystem innerhalb weniger ps zu einer Erhöhung auch der Gittertemperatur führt. In dünnen Filmen bedeutet das eine Änderung des Anisotropiefeldes, sodass sich die Gleichgewichtslage der Magnetisierung ändert und diese ausgelenkt wird. Nach der Relaxation des Phononensystems zeigt das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} in die alte Richtung und wegen der vorherigen Auslenkung präzidiert \mathbf{M} um die alte Gleichgewichtslage. Die in [Abschnitt 1.2](#) des Theorieteils vorausgegangene Annahme $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$ ist damit erfüllt.

Der gesamte Vorgang ist in [Abb. 2.5](#) veranschaulicht, wobei sich die prinzipielle Gültigkeit nicht auf ferromagnetisches Nickel beschränkt. Implizit wird vorausgesetzt, dass das externe Feld unter einem Winkel angelegt wird, sodass \mathbf{H}_{eff} nicht in der Probenebene liegt. Andernfalls fände sich keine Änderung der Anisotropie nach der Absorption des Pumpimpulses und ohne jegliche Oszillation würde die Probe lediglich remagnetisiert. Falls nicht abweichend benannt, wurden die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen bei dem Winkel $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}}) = 30^\circ$ aufgezeichnet.

² Der Vorschlag, Elektronen und Gitter zwei unterschiedliche Temperaturen zuzuordnen, wurde zuerst 1974 gemacht [AKP74]. Notwendige Annahmen eines thermodynamischen Gleichgewichtes in einem starken Nichtgleichgewichtszustand machen eine Erweiterung um nicht-thermalisierte Elektronen sinnvoll [vK03].

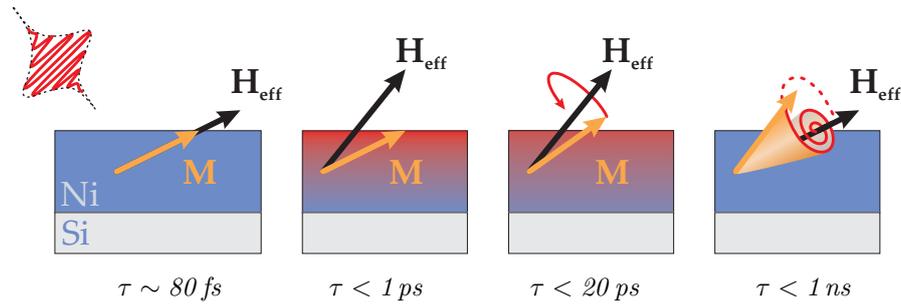


Abbildung 2.5: Induzierte Präzession. Auf ultrakurzen Zeitskalen demagnetisiert der Pumpimpuls die Probe und innerhalb einer ps wird auch das Phononensystem aufgeheizt. Das Anisotropiefeld ändert sich, wodurch die Magnetisierung \mathbf{M} aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt wird. Nach dem Abkühlen der Probe präzidiert \mathbf{M} um die ursprüngliche Richtung von \mathbf{H}_{eff} .

2.4 Der Messaufbau

Die Magnetisierungsdynamik wird mit dem in Abb. 2.6 gezeigten Aufbau unter Ausnutzung des magneto-optischen Kerreffekts (MOKE) gemessen. Zunächst wird der einfallende Strahl, der von ultrakurzen Pulsen mit der Frequenz 250 kHz gebildet wird, im Leistungsverhältnis 95 : 5 aufgeteilt. Der intensivere Anteil (Pumpstrahl) wird über eine variable Strecke zur Zeitverzögerung geführt und mit einem Durchmesser von 60 μm auf die Probe fokussiert. Diese befindet sich in einem externen Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{ext}} \leq 150 \text{ mT}$, das um den Winkel $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}}) \leq 35^\circ$ aus der Probenebene gedreht werden kann. Im Strahlengang befindet sich außerdem ein *Chopper*, der mit einer Frequenz von $\nu_2 = 800 \text{ Hz}$ die Intensität mechanisch moduliert.

Die weniger intensiven Abfragepulse durchlaufen einen Polarisator in p -Richtung und werden mit einem $\lambda/4$ -Plättchen rechts zirkular polarisiert, bevor sie einen photoelastischen Modulator (*PEM*) passieren. Dieser besteht aus einem isotropen Quarzkristall, der in einer Richtung periodisch durch ein piezo-elektrisches Element gestaucht wird. Die so induzierte maximale Phasendifferenz A zwischen den s - und p -Komponenten des Lichts beträgt $\pi/2$ und innerhalb des Jones-Formalismus wird der *PEM* durch die Matrix

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} e^{iA \sin \omega_1 t} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

beschrieben, wobei die Modulationsfrequenz $\nu_1 = \omega_1 (2\pi)^{-1} = 50 \text{ kHz}$ beträgt. Anschließend werden die Tastpulse unter einem Winkel von 25° zur Senkrechten mit einem Punktdurchmesser von etwa 40 μm auf die Probe fokussiert und das reflek-

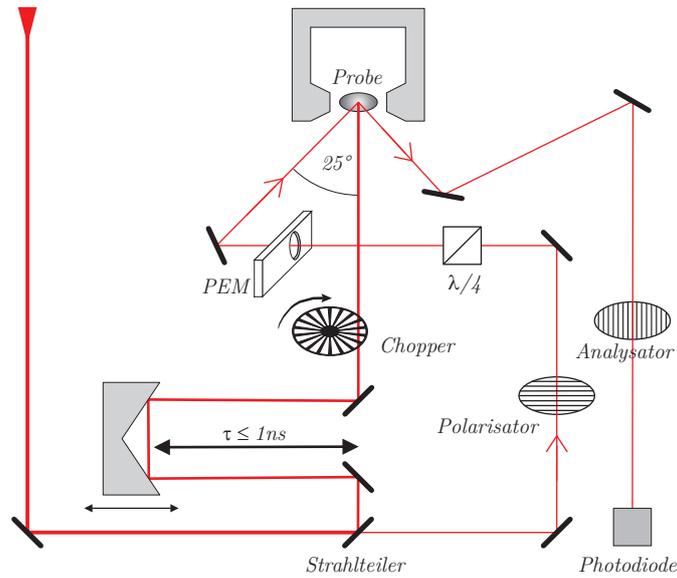


Abbildung 2.6: Messaufbau für TRMOKE. Die einfallenden Pulse werden in Pump- und Abfragepulse aufgeteilt und mittels einer variablen zeitlichen Verzögerung ist die zeitabhängige Magnetisierung nach optischer Anregung zugänglich.

tierte Licht hinter einem Analysator, der in s -Richtung steht, in einer Photodiode gesammelt.

In dem Aufbau zur Messung des zeitaufgelösten MOKE (TRMOKE) ist die Zeitverzögerung τ zwischen Pump- und Abfragepuls variabel, $\tau \in [-100 \text{ ps}, 1 \text{ ns}]$, sodass Oszillationen mit Frequenzen $\nu > 1 \text{ GHz}$ beobachtet werden können.³

2.4.1 Der magneto-optische Kerreffekt

Bei der Reflexion von der (magnetisierten) Probe dreht sich die Polarisation der Pulse um den Kerrwinkel θ_K . Diese Tatsache hat ihren Ursprung in der Spin-Bahn-Wechselwirkung, aus der die nicht-diagonalen Elemente des dielektrischen Tensors ϵ resultieren:

$$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} 1 & iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix}.$$

³ Die Zeitverzögerung zwischen Pump- und Tastpuls wird in der vorliegenden Arbeit durchgängig mit τ bezeichnet. Charakteristische Zeitskalen (Relaxation, Wechselwirkung) werden durch einen Index am Buchstaben τ gekennzeichnet; Die Zeit als Parameter der Bewegung wird mit t identifiziert, Pulsbreiten mit Δt .

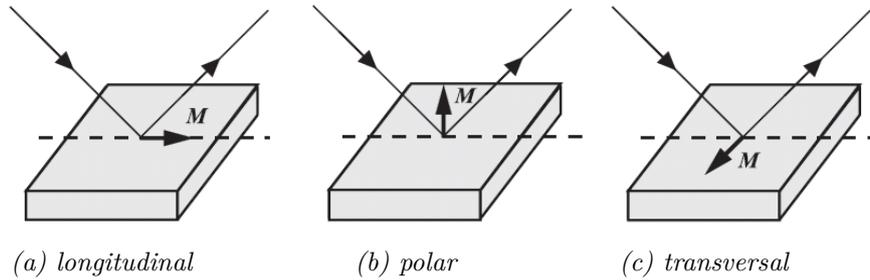


Abbildung 2.7: Geometrie des MOKE. Der magneto-optische Kerreffekt lässt sich, bezogen auf die Orientierung des Magnetisierungsvektors, in verschiedenen Geometrien messen. (Grafik aus [Djo06])

Hier ist Q die Voigt-Konstante und $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z) = \mathbf{M} M_S^{-1}$ die Magnetisierung [Vol99]. Die beiden Eigenwerte von ϵ für rechts bzw. links polarisiertes Licht sind [Gre02, S. 280ff.]

$$\begin{aligned}\epsilon_R &= 1 - Q \mathbf{m} \cdot \mathbf{k}, \\ \epsilon_L &= 1 + Q \mathbf{m} \cdot \mathbf{k},\end{aligned}$$

wobei die Differenz $\epsilon_R - \epsilon_L$ für magneto-optische Effekte wie den Faraday- und Kerreffekt verantwortlich ist. Für $\mathbf{m} \cdot \mathbf{k} = 0$ verschwindet $\epsilon_R - \epsilon_L$ und man erwartet keine Kerrdrehung. Diese Situation ist in Abb. 2.7 (c) veranschaulicht und wird als der transversale Kerreffekt bezeichnet; Hier liegt die Magnetisierung senkrecht zur Ein- und Ausfallsebene des Lichtes in der Probenebene.

Für die longitudinale und polare Geometrie (Abb. 2.7 (a) und (b)) gilt ein linearer Zusammenhang zwischen Kerrdrehung und Magnetisierung, sodass sich aus einer Änderung des Kerrwinkels direkt auf die Magnetisierung schließen lässt.⁴

Doppelte Modulation des Kerrsignals

In Abb. 2.6 sind mit *PEM* und *Chopper* die beiden Bauteile eingezeichnet, die das Messsignal mit den Frequenzen $\nu_1 = 50 \text{ kHz}$ und $\nu_2 = 800 \text{ Hz} \ll \nu_1$ modulieren. Die Vorteile und der mathematische Rahmen dieser Technik werden in den Referenzen [Djo06], [Mül07] und [Wal07] ausführlich dargelegt, sodass an dieser Stelle nur ein kurzer Hinweis erfolgt: Zwei Lock-In-Verstärker der Firma *Stanford Research Systems (SR830 DSP)* zusammen mit der variablen Zeitverzögerung τ

⁴ In Strenge besteht nur eine Proportionalität zum Gyrationvektor \mathbf{g} mit $|\mathbf{g}| = Q$, dieser kann aber als proportional zur Magnetisierung \mathbf{M} angenommen werden, sodass gilt: $\theta_K \sim M$, vgl. [Vol99]

2 Experimentelle Grundlagen

zwischen Pump- und Abfragepuls machen eine sehr rauscharme Messung der vom Pumpstrahl induzierten Änderung des Kerrwinkels $\Delta\theta_K(\tau)$ möglich.

3 Auswertung der Messdaten

Dieses Kapitel behandelt die numerische Auswertung der Messkurven und stellt grundlegende Zusammenhänge zwischen den einzelnen Messreihen her. Zunächst wird in [Abschnitt 3.1](#) die Vorgehensweise bei der Analyse behandelt, bevor in [Abschnitt 3.2](#) damit erhaltene Ergebnisse gezeigt werden. Der Schwerpunkt liegt auf der Abhängigkeit von der Schichtdicke d , wobei ausgehend von dünnen Schichten (d.h. $d = 20$ nm bzw. $d = 40$ nm) die Entwicklung und Veränderung der wesentlichen Charakteristiken hin zu dicken Schichten bis $d = 200$ nm untersucht wird. Die Auswirkungen einer Variation des Winkels $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ auf die magnetischen Oszillationen wurden im letzten Kapitel in [Abschnitt 2.3](#) bereits angedeutet und sollen im [Abschnitt 3.3](#) dieses Kapitels systematisch untersucht werden. Zuletzt zeigt [Abschnitt 3.4](#) Messungen, die an einer periodisch strukturierten Probe erfolgten.

3.1 Datenanalyse

Das Zeitintervall, in dem die Verzögerung zwischen Pump- und Abfragepulsen eingestellt werden kann, beträgt $-100 \text{ ps} \leq \tau \leq 1 \text{ ns}$. In dieser Zeit ändert sich nicht nur die Magnetisierung der Probe, auch und vor allem findet sich ein Reflektivitätseinbruch, der zu einem exponentiell abfallenden Hintergrund führt, auf dem die magnetische Oszillation beobachtet wird [[DLM⁺06](#); [KUL⁺02](#)].

3.1.1 Subtraktion des Hintergrundes

Die Trennung der Beiträge von Reflektivität und magnetischer Oszillation zum Messsignal erfolgt durch Anpassung und Subtraktion einer Summe aus zwei exponentiell abfallenden Funktionen an die Messwerte,

$$\Delta\theta_K^{\text{back}} = \Delta\theta_{\text{mag}} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{\text{mag}}}\right) + \Delta\theta_{\text{refl}} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{\text{refl}}}\right). \quad (3.1)$$

Der erste Term, dem der Faktor $\Delta\theta_{\text{mag}}$ vorangestellt ist, berücksichtigt hierbei Magnonen mit hohem k -Vektor, die nicht kohärent zum Signal beitragen und auf

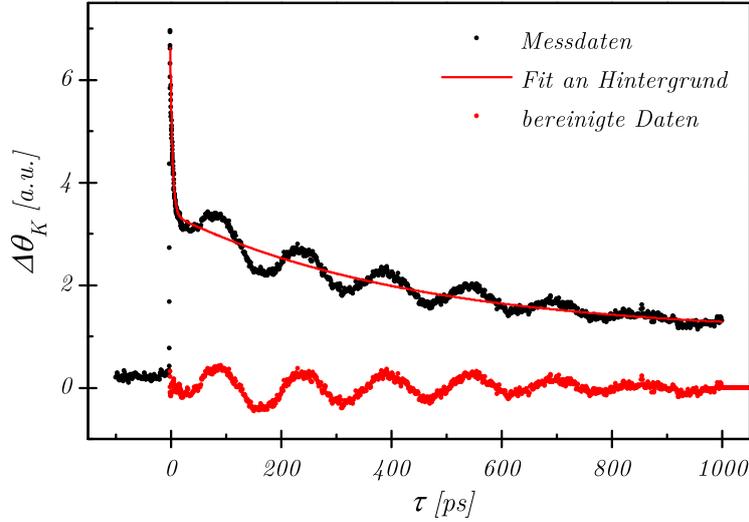


Abbildung 3.1: Subtraktion des Hintergrundes. Vor weiteren Analysen wird eine doppelt exponentielle Funktion (Gl. 3.1, rote Linie) an die Messdaten (schwarz) angepasst. Der so erfasste Hintergrund rührt aus Reflektivitätsänderungen und inkohärenten Magnonen und wird von den Rohdaten subtrahiert (rot).

Zeitskalen $\tau_{\text{mag}} \sim 5$ ps abklingen. Auf deutlich längeren Zeitskalen $\tau_{\text{refl}} \sim 500$ ps findet eine Remagnetisierung statt, die mit der Wiederherstellung der ursprünglichen Reflektivität $R_0 = R(\tau < 0)$ einhergeht. Eine detaillierte Untersuchung der verschiedenen Zeitskalen findet sich in Ref. [DM07], wo vor allem die Abhängigkeit von der Energie der anregenden Pulse eine Rolle spielt.

In Abb. 3.1 ist die numerische Trennung von Hintergrund und magnetischer Oszillation anhand einer Messung bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 100$ mT und $d = 20$ nm gezeigt: Zum Zeitpunkt $\tau = 0$ findet innerhalb einiger zehn Femtosekunden eine Demagnetisierung statt, woran sich eine Relaxation mit den genannten charakteristischen Zeitskalen τ_{mag} und τ_{refl} anschließt. Nach der Subtraktion des Hintergrundes verbleibt der oszillierende Anteil der Kerrdrehung, der nach dem Abklingen durch angehängte Nullen ergänzt wird (ansatzweise zu erkennen in Abb. 3.1 für $\tau > 1$ ns). Diese Ergänzung ist in den Eigenschaften einer diskreten Fouriertransformation begründet und wird in Abschnitt 3.1.3 genauer erläutert werden.

3.1.2 Fouriertransformation in die Frequenzdomäne

Mit den Pumpimpulsen werden unterschiedliche magnetische Moden in der Probe angeregt, deren Oszillationsfrequenzen sich unterscheiden (vgl. Abschnitt 1.2 des Theorieteils). Die Fouriertransformation der Messdaten liefert diese Frequenzen

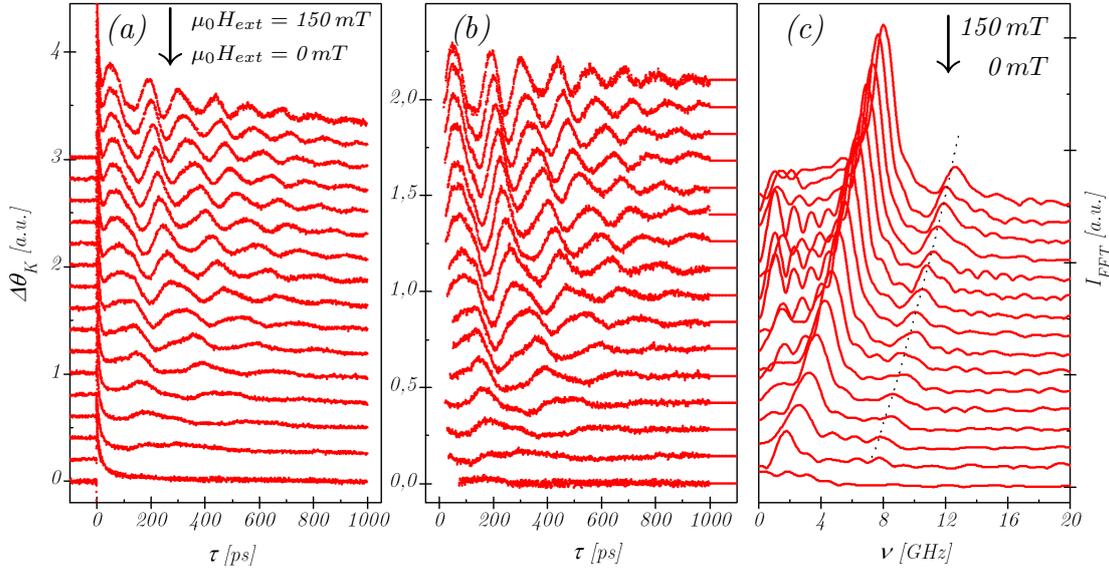


Abbildung 3.2: Überblick über die Auswertung. Von den Rohdaten (a) wird der inkohärente Hintergrund subtrahiert (b) und eine Fouriertransformation in den Frequenzraum (c) zeigt Amplitude und Frequenz der Oszillation. Eine zweite, weniger intensive Mode ist bereits in (a) und (b) auszumachen, in den Fourierspektren ist sie durch eine gepunktete Linie markiert. (Daten aufgezeichnet bei $d = 40$ nm)

und die experimentellen Dispersionen $\nu^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ der einzelnen Moden können somit abgebildet werden, wenn das angelegte Magnetfeld variiert wird.

Abb. 3.2 gibt einen Überblick über den Verlauf der Auswertung: Bei einer gegebenen Schichtdicke d werden die zeitaufgelösten Spektren für $0 \leq \mu_0 H_{\text{ext}} \leq 150$ mT mit einer Schrittweite von 10 mT gemessen, die Hintergründe subtrahiert und die Fouriertransformationen gebildet. Wie in Abb. 3.2 (c) gut zu erkennen ist, spiegeln sich die Änderungen von Frequenz und Amplitude der beobachteten Oszillationen in den Fourierspektren wider und lassen sich somit quantifizieren. Des Weiteren kann zur Interpretation der Spektren das Verhältnis der Oszillationsamplituden der beobachteten Moden herangezogen werden.

Die Ausschläge, die in Abb. 3.2 (c) bei kleinen Frequenzen $\nu \approx 1$ GHz auftreten, resultieren aus einer eventuell verbleibenden Krümmung der TRMOKE-Spektren nach der Subtraktion des Hintergrundes (Abb. 3.2 (b)). Dann findet die residuale Oszillation nicht um die Nullauslenkung statt und die Fouriertransformation erzeugt die genannten Artefakte. Effektiv verringert sich die Intensität der real vorhandenen Frequenzpeaks, was die Identifikation als *Leck-Effekt der Fouriertransformation* nahelegt (von engl. *leakage*).

Die in Abb. 3.2 (c) verhältnismäßig gering ausgeprägten Modulationen bei Fre-

quenzen $\nu > 12$ GHz sind auf den gleichen Effekt zurückzuführen. Allerdings zeichnet hier nicht die Gestalt des gesamten TRMOKE-Spektrums verantwortlich, lediglich die Ränder bei $x(t_k = 0)$ und $x(t_k = 1 \text{ ns})$ sind relevant (zur Notation siehe [Abschnitt 3.1.3](#)). Falls an diesen Stellen Abweichungen von $x(t_k) = 0$ auftreten, kommt erneut der beschriebene Effekt zum Tragen – lediglich die Intensität der Artefakte ist reduziert, da das Verhältnis aus Abweichung von null am Rand des Spektrums und maximaler Amplitude der magnetischen Oszillation sehr klein ist. Die mathematische Grundlage bildet die Fouriertransformation einer Dreieckschwingung, die ebenso zu auf der Frequenzachse äquidistanten Anteilen führt.

3.1.3 Bestimmung der Frequenzauflösung

Die Berechnung der Fourierspektren $F(\nu)$ erfolgt mit Standardsoftware, der eine diskrete Transformation gemäß

$$F(\nu_n) = \sum_{k=0}^N x(t_k) \exp\left(-2\pi i \frac{nk}{N}\right), \quad n = 0 \dots N - 1$$

zugrunde liegt. Hierbei bestehen die Messkurven aus N Datenpunkten $x(t_k)$, die auf der Zeitachse äquidistant sind. Ihr Abstand $\Delta t = t_{k+1} - t_k$ heißt das Abtastintervall (von engl. *sampling interval*) und bestimmt zusammen mit N die Dichte der Punkte auf der Frequenzachse:

$$\nu_n = \frac{n}{N\Delta t} \implies \Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{1}{N\Delta t} = \frac{1}{\tau_{\max}}.$$

An dieser Stelle kommt die erwähnte Erweiterung der Datensätze über $\tau_{\max} = 1$ ns hinaus zum Tragen. Sie erfüllt bei der anschließenden Fouriertransformation den Zweck der Erhöhung der Punktdichte auf der Frequenzachse, die in einer glatteren Darstellung der Fourierspektren resultiert. Innerhalb der zugänglichen Verzögerungszeit zwischen Pump- und Tastpuls klingen die beobachteten Oszillationen ab, sodass das Hinzufügen von Punkten $x(t_k > 1 \text{ ns}) = 0$ zulässig ist. Die Zeit, bis zu der die magnetischen Spektren erweitert werden, beträgt 10 ns, wobei ein Einfluss der Verlängerung des zu transformierenden Zeitintervalls auf die Frequenzanteile und Peakpositionen der Fourierspektren $F(\nu_n)$ im direkten Vergleich ausgeschlossen wurde. Die Anpassung gedämpfter Sinusfunktionen an die Messungen $x(t_k)$ liefert zudem die gleichen Oszillationsfrequenzen, wie sie auch als Peakpositionen in $F(\nu_n)$ auftreten.

Die Auflösung der Fourierspektren, d.h. der minimale Frequenzabstand zweier

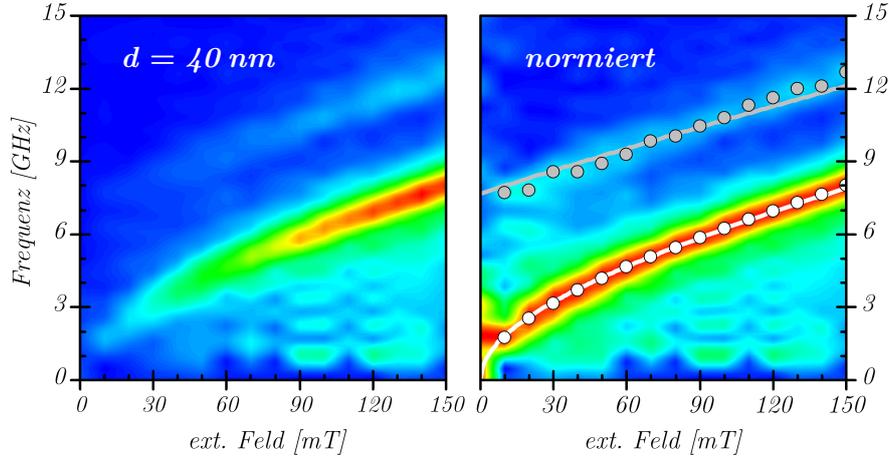


Abbildung 3.3: Farbcodierte Darstellung der Fourierspektren. Frequenz und Amplitude der beobachteten Oszillationen wachsen mit $\mu_0 H_{\text{ext}}$ (links). Nach Normierung aller Fourierspektren zeigt sich, dass das Verhältnis der Amplituden ungefähr konstant ist und die beobachteten Dispersionen $\nu^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ mit Hilfe der Gleichungen (1.5) und (1.7) verschiedenen magnetischen Moden zugeordnet werden können (rechts).

Oszillationsmoden, sodass sie in den Kurven $F(\nu_n)$ noch als zwei verschiedene Peaks zu trennen sind, ist bestimmt durch die Länge des zu transformierenden Signals $x(t_k)$. Mit $t_k \leq \tau_{\text{max}} = 1 \text{ ns}$ folgt, dass Moden, deren Oszillationsfrequenzen sich um weniger als 1 GHz unterscheiden, nicht getrennt werden können. Dieser Zusammenhang bleibt von der Erweiterung der Messdaten unbeeinflusst und äußert sich unter anderem in der minimalen Breite der Peaks, wie sie z.B. in den Abbildungen 3.2 (c) und 3.3 beobachtet werden.

Farbcodierte Darstellung der Fourierspektren

Ein Großteil der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse liegt als Auftragung der Frequenz gegen das externe Feld vor. Auf diese Weise lassen sich die beobachteten magnetischen Oszillationen den erwarteten Moden sehr gut zuordnen und eine Auswertung bezüglich auftretender Anisotropien (Gl. 1.5) oder Wellenvektoren (Gl. 1.13) durchführen. Die Fourierspektren aus Abb. 3.2 (c) liefern allerdings zusätzliche Informationen, die sich optimal farbcodiert darstellen lassen.

Eine entsprechende Auftragung findet sich in Abb. 3.3, wobei für den rechten Teil der Grafik jedes einzelne der Fourierspektren auf das Intervall $[0, 1]$ normiert wurde, um den Verlauf für kleine Felder $\mu_0 H_{\text{ext}} \leq 40 \text{ mT}$ aufzuzeigen. Rechts sind als Punkte außerdem die Positionen der Peaks eingetragen, wie sie in Abb. 3.2 (c) auftreten: Neben einer dominanten Mode (weiße Punkte) findet sich eine weitere

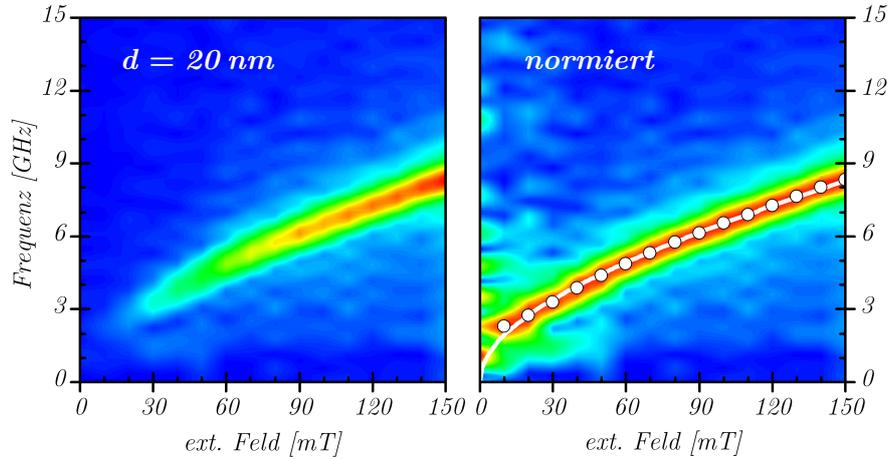


Abbildung 3.4: Fourierspektrum bei $d = 20$ nm. Genau eine magnetische Mode wird beobachtet, deren Frequenz und Amplitude mit dem Feld anwachsen. Die experimentell gefundenen Punkte $\nu^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ können sehr gut mit der Kittelformel Gl. 1.5 angepasst werden, alle Spins präzidieren also in Phase. (angepasster Parameter: $K_z = 30300 \pm 7300 \text{ J m}^{-3}$)

Mode mit höherer Oszillationsfrequenz, deren Intensität deutlich kleiner ist (graue Punkte). Ferner enthält die Grafik als durchgezogene Linien bereits die die verschiedenen Moden beschreibenden Dispersionen. Dabei handelt es sich um die Kittelformel (Gl. 1.5), die die Präzession aller Spins in Phase beschreibt (weiß), sowie Gl. 1.7, die senkrechte stehende Spinwellen repräsentiert (grau). Die angepassten Parameter in Abb. 3.3 betragen $K_z = 45700 \pm 7000 \text{ J m}^{-3}$ sowie $A = 5,3(1) \text{ J m}^{-1}$ und werden schichtdickenübergreifend im nächsten Kapitel diskutiert. Als Sättigungsmagnetisierung wurde für Nickel $\mu_0 M_S = 659 \text{ mT}$ benutzt.

3.2 Schichtdickenabhängigkeit der Präzessionsmoden

Im letzten Abschnitt wurde anhand einer Messreihe bei $d = 40$ nm die numerische Auswertung beschrieben. Es zeigten sich Oszillationen unterschiedlicher Frequenz, die verschiedenen magnetischen Moden zugeordnet werden konnten.

Hin zu dünneren Schichten mit $d = 20$ nm ergibt sich eine Änderung, wie sie in Abb. 3.4 zu erkennen ist. Nur eine Mode tritt auf, die mittels Gl. 1.5 als uniforme Präzession zu identifizieren ist. Die Mode, die bei $d = 40$ nm noch mit Frequenzen $8 \text{ GHz} \leq \nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}} \leq 12 \text{ GHz}$ auftrat, ist nicht mehr zu beobachten und im nächsten Kapitel 4 wird dieser Effekt im Zusammenhang mit der optischen Eindringtiefe des Laserfeldes diskutiert.

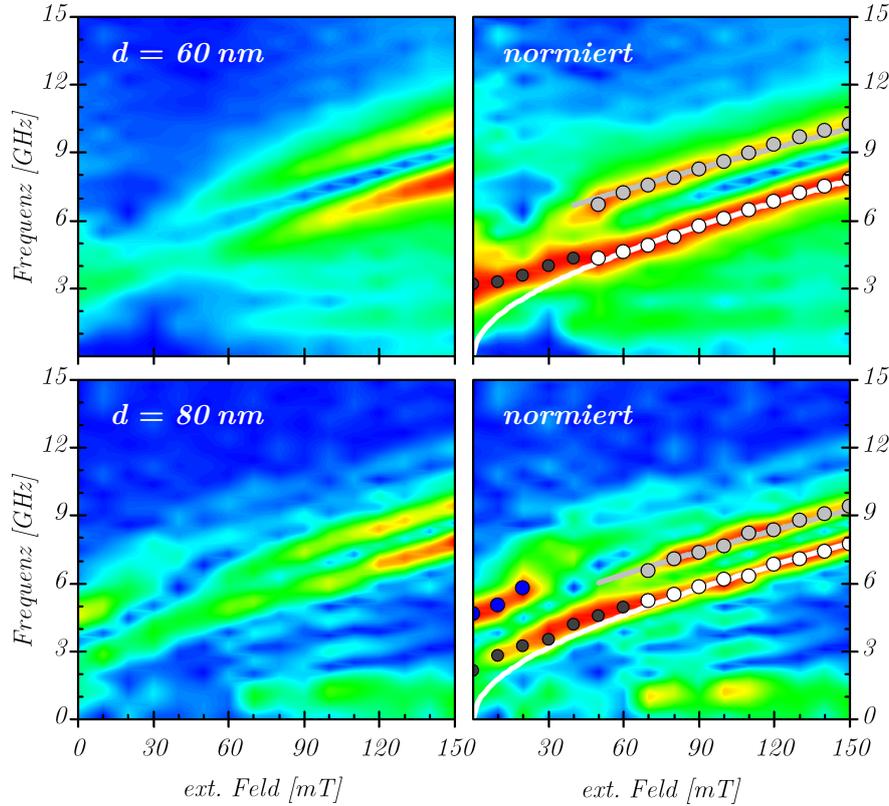


Abbildung 3.5: Mittlere Schichtdicken. Ähnliche Spektren wie schon bei $d = 40$ nm zeigen oberhalb eines Schwellenwertes sowohl senkrechte stehende Spinwellen (grau) als auch uniforme Präzession (weiß), die bei kleinen Feldern unterdrückt ist. Der Leser beachte die Oszillationen bei kleinen Feldern im Fall $d = 80$ nm (blaue Punkte), die schon im nicht-normierten Spektrum hervortreten.

3.2.1 Senkrechte stehende Spinwellen für $40 \text{ nm} \leq d \leq 80 \text{ nm}$

In der Auswertung der Schichtdicke $d = 40$ nm wurde die Existenz senkrechter stehender Spinwellen bereits vorweggenommen, so konnten die Vorteile der Fouriertransformation der zeitaufgelösten MOKE-Spektren sehr gut belegt werden. Das Präzessionsspektrum für $d = 40$ nm ist in Abb. 3.3 gezeigt und die angepassten Gleichungen 1.5 und 1.7 sind eingetragen. Die Fourierspektren für $d = 60$ nm und $d = 80$ nm sind in Abb. 3.5 eingefügt und weisen für $\mu_0 H_{\text{ext}} \geq 50$ mT die gleiche Charakteristik auf: Zwei Moden treten zu Tage, deren Dispersionen quasi parallel verlaufen, wobei sich der Frequenzabstand $\Delta\nu^{\text{exp}}$ der Moden mit wachsendem d verringert.

Ein deutlicher Unterschied zu $d = 40$ nm tritt in Abb. 3.5 bei kleinen Feldern zu

Tage: Die beobachtete Oszillationsfrequenz der Kittelmode folgt nicht mehr der Dispersion nach Gl. 1.5, weswegen die einzelnen Peaks mit einer anderen Farbe markiert wurden (dunkelgraue Punkte in Abb. 3.5). Erst oberhalb eines kritischen Feldes separieren Kittelmode und PSSW – unterhalb führt eine Überlagerung der beiden zu einer Vergrößerung der beobachteten Fourier-Linienbreite.

Die blauen Punkte im Spektrum zu $d = 80$ nm stellen eine neuartige Eigenschaft dar: Bei sehr kleinen Feldern $\mu_0 H_{\text{ext}} \leq 20$ mT haben nicht mehr die Kittelmode oder PSSW die größte Amplitude, sondern eine Mode tritt auf, die in dünneren Schichten nicht angeregt wurde. Sie wird bei den im folgenden Abschnitt 3.2.2 betrachteten Schichtdicken an Gewicht gewinnen, der verbleibende Teil dieses Abschnitts widmet sich der numerischen Auswertung der bisher beobachteten Modenverläufe.

Eine Auswertung der Spektren bezogen auf die PSSW ist dahingehend möglich, dass die Ordnung n und die Austauschkonstante A in Gl. 1.7 eingehen. Mit der Quantisierungsbedingung $k_{\perp} = n\pi d^{-1}$ für den Wellenvektor in der Richtung senkrecht zur Probenebene folgt nach Anpassung von Gl. 1.7 an die Messpunkte unter der Annahme $n = 1$ sofort A . Die Ergebnisse für die bereits gezeigten Schichtdicken sind in Tab. 3.1 eingetragen.

Dicke d	$A_{\text{disp}} [10^{-12} \text{ J m}^{-1}]$
40 nm	5,3(1)
60 nm	6,3(1)
80 nm	6,9(2)

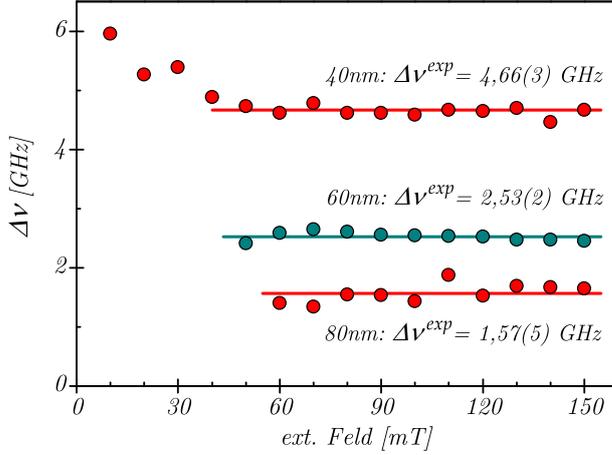
Tabelle 3.1: Zahlenwerte für A ermittelt aus der Anpassung von Gl. 1.7.

Des weiteren lassen sich die Frequenzen von Kittelmode und PSSW unmittelbar zueinander in Beziehung setzen. Mit der Spinwellensteifigkeit $D = 2A M_S^{-1}$ und der Näherung $Dk_{\perp}^2 \gg \mu_0 M_S$, ergibt sich [Hil93]

$$\omega_{\text{pssw}} = \omega_k + \gamma D k_{\perp}^2 = \omega_k + \frac{2A\gamma}{M_S} k_{\perp}^2. \quad (3.2)$$

Diese Gleichung wurde bereits 1958 von Seavey und Tannenwald benutzt, um aus mit *Spinwellenresonanz* bestimmten Frequenzunterschieden $\Delta\omega = \omega_{\text{pssw}} - \omega_k$ die Austauschkonstante A von Permalloy zu ermitteln [ST58]. Analog kann aus den Fourierspektren bei $d = 40, 60, 80$ nm somit unter Ausnutzung der Quantisierungsbedingung 1.6 (eingesetzt in Gl. 3.2) A berechnet werden.

Abb. 3.6 zeigt den Hergang der Auswertung. Zunächst werden für alle zugänglichen Werte des externen Feldes die Differenzen $\Delta\nu^{\text{exp}}$ gebildet (Punkte), anschließend wird der Mittelwert für jede Schichtdicke berechnet (Linien) und daraus die



Dicke d	A_{Δ} [10^{-12} J m $^{-1}$]
40 nm	7,08(5)
60 nm	8,65(6)
80 nm	9,5(3)

Tabelle 3.2: Zahlenwerte von A ermittelt aus $\Delta\nu^{exp}$.

Abbildung 3.6: Bestimmung der Austauschkonstanten. Die Differenzen $\Delta\nu^{exp}$ zwischen Kittelmode und senkrechten stehenden Spinwellen werden für mittlere Schichtdicken bestimmt und damit die Austauschkonstante A anhand Gl. 3.2 berechnet.

in Tab. 3.2 enthaltenen A_{Δ} ermittelt. Bei kleinen Feldern und $d = 40$ nm werden die Grenzen deutlich, in denen Gl. 3.2 gültig ist. Die benutzte Näherung ist nicht mehr zulässig, sodass Punkte bei $\mu_0 H_{ext} \leq 30$ mT in Abb. 3.6 von der Auswertung ausgeschlossen werden.

Eine weitergehende Diskussion der bisherigen Ergebnisse sowie der minimalen systematischen Abweichungen zwischen experimentellen Punkten ν_{pssw}^{exp} und der Dispersion 1.7 (vor allem sichtbar in Abb. 3.3) erfolgt in Abschnitt 4.3 des nächsten Kapitels. Hierbei sind vor allem die Austauschlänge l_H , sowie Anisotropien und Randbedingungen zu berücksichtigen.

3.2.2 Magnetische Moden in dicken Schichten mit $d \geq 100$ nm

Der vorangegangene Abschnitt behandelte senkrechte stehende Spinwellen, die in Schichten $40 \text{ nm} \leq d \leq 80 \text{ nm}$ zusammen mit der Kittelmode auftreten. Für $d = 80$ nm zeigte sich in Abb. 3.5 in Ansätzen eine bis dahin noch nicht beobachtete Charakteristik: Bei kleinen externen Feldern ging die gemessene Oszillationsamplitude nicht gegen null, sondern es fand sich eine dominante Mode mit $\nu \approx 5$ GHz. Dieser Abschnitt zeigt deren Entwicklung hin zu dickeren Schichten $d \leq 200$ nm und bildet so den experimentellen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit.

In Abb. 3.7 ist ein Überblick über die Fourierspektren bei Schichtdicken $d = 100, 120, 140$ nm gegeben. Sie werden unterhalb eines kritischen Feldes $90 \text{ mT} \leq \mu_0 H_{krit} \leq 110 \text{ mT}$ von einer Mode mit Frequenzen $5 \text{ GHz} \leq \nu \leq 8 \text{ GHz}$ dominiert

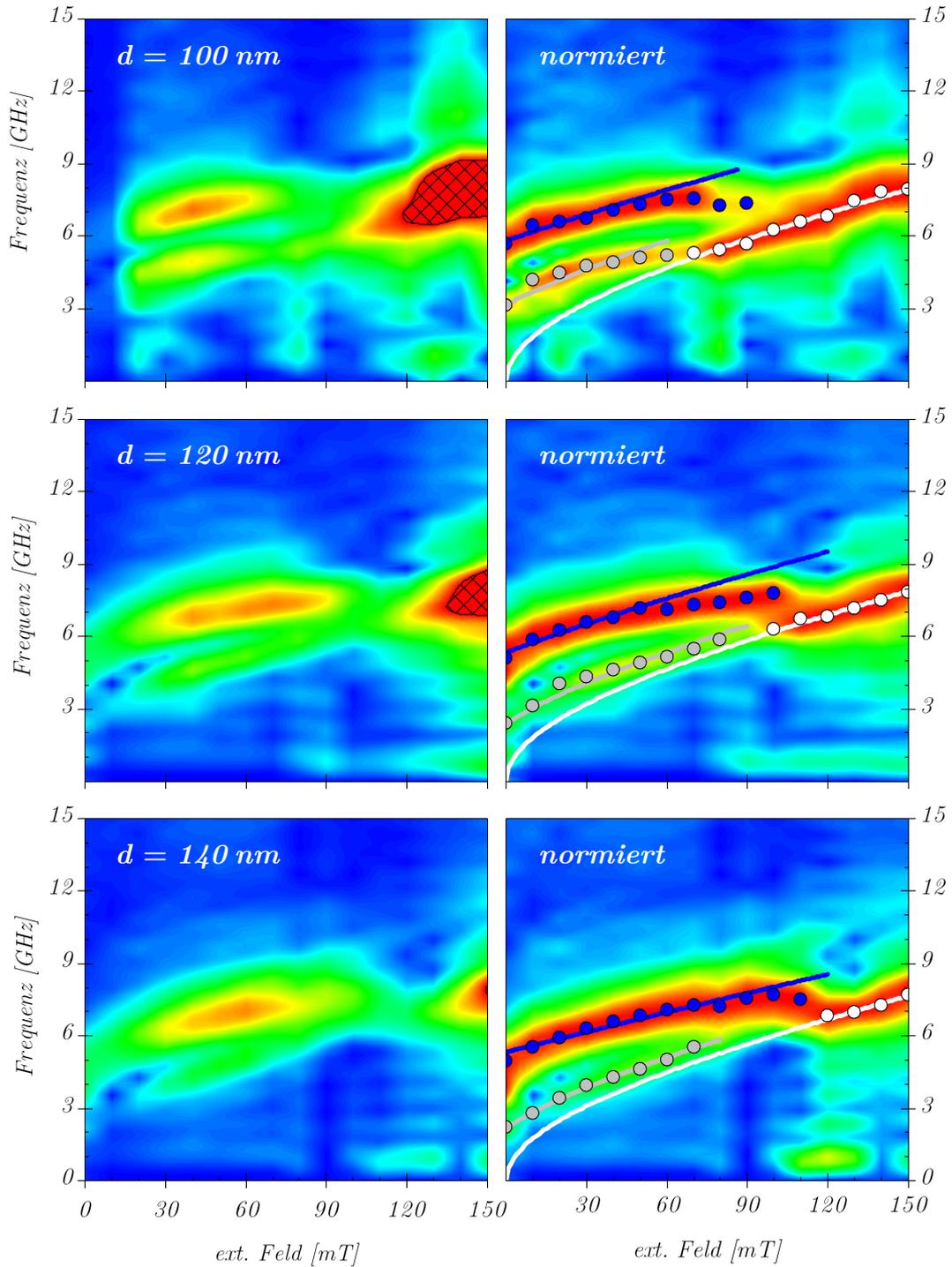


Abbildung 3.7: Fourierspektren bei dicken Schichten. Erst bei großen Feldstärken wird uniforme Präzession in der Probe angeregt (weiß), zuvor dominieren DE-Oberflächenmoden die Spektren (blau). Abweichungen von Gl. 1.13 führen zu resonanten Peaks, die links schraffiert gekennzeichnet sind und deren Intensität mit steigender Dicke kleiner wird. Außer dipolartigen Oberflächenmoden werden weiterhin PSSW angeregt (grau), deren Intensität bei großen d mehr und mehr abnimmt.

(blaue Punkte), bis bei $H_{\text{ext}} > H_{\text{krit}}$ kittelartige Präzession beobachtet wird (weiße Punkte). Hierbei steigt die Amplitude der Oszillation stark an, was sich in einem großen Maximum in den nicht-normierten Spektren äußert. Die schraffierten Bereiche in der linken Spalte von [Abb. 3.7](#) übersteigen die gewählte Farbskala, sodass außerdem sichtbar wird, dass die Intensität des beobachteten Peaks für wachsende d abnimmt. Die Festlegung der Farbskala erfolgte anhand der breiten Maxima bei mittleren Feldstärken, um die Vergleichbarkeit der Spektren zu gewährleisten.

Die für $H_{\text{ext}} < H_{\text{krit}}$ dominante Mode kann mit Hilfe von [Gl. 1.13](#) als Damon-Eshbach-Oberflächenmode identifiziert werden. Die Anpassungen der [Gl. 1.13](#) an die Daten bei $d = 100, 120, 140$ nm sind als blaue, durchgezogene Linien in der rechten Spalte von [Abb. 3.7](#) eingetragen, wobei Abweichungen bei mittleren bis großen Feldern zu Tage treten: Die beobachtete Frequenz der Oberflächenmode weicht dahingehend von der theoretischen Dispersion ab, dass sie mit der Frequenz der Kittelmode übereinstimmt und resonante Oszillationen für große Feldstärken auftreten. Die Normierung der Fourierspektren macht diesen Übergang deutlicher sichtbar und eine teils sprunghafte Entwicklung hin zu uniformem Charakter tritt zu Tage.

Eine weitere Mode ist in [Abb. 3.7](#) grau gekennzeichnet. Wie schon bei $d \leq 80$ nm handelt es sich hierbei um senkrechte stehende Spinwellen, deren Existenz jetzt allerdings nur bei kleinen Feldern aufgelöst werden kann. Zudem zeigt sich an den normierten Fourierspektren eine mit steigendem d verringerte Intensität der PSSW, die als Betonung oder bevorzugte Anregung der DE-Oberflächenmode zu deuten ist.

3.2.3 Magnetische Moden in sehr dicken Schichten und Auflösung der FFT

[Abb. 3.8](#) zeigt die Fourierspektren für Schichtdicken $d = 150, 180, 200$ nm. Ein Vergleich mit bereits untersuchten Spektren ([Abb. 3.7](#)) ergibt die Fortsetzung der beschriebenen Trends: i) die Amplitude der PSSW wird kleiner, bis schließlich keine PSSW mehr angeregt werden und ii) die Intensität des Peaks bei großen Feldstärken sinkt mit steigendem d . Dennoch hat die dominante Oszillationsmode bei großen externen Feldern weiterhin uniformen Charakter.

In den Abbildungen [3.7](#) und [3.8](#) sind die angepassten Gleichungen [1.5](#) (Kittel), [1.7](#) (PSSW) sowie [1.13](#) (DE) eingezeichnet. Deren Parameter K_z , A und k_y können also in Abhängigkeit von d untersucht und diskutiert werden. Dies bleibt dem nächsten [Kapitel 4](#) vorbehalten, an dieser Stelle erfolgt ein weiterer Kommentar

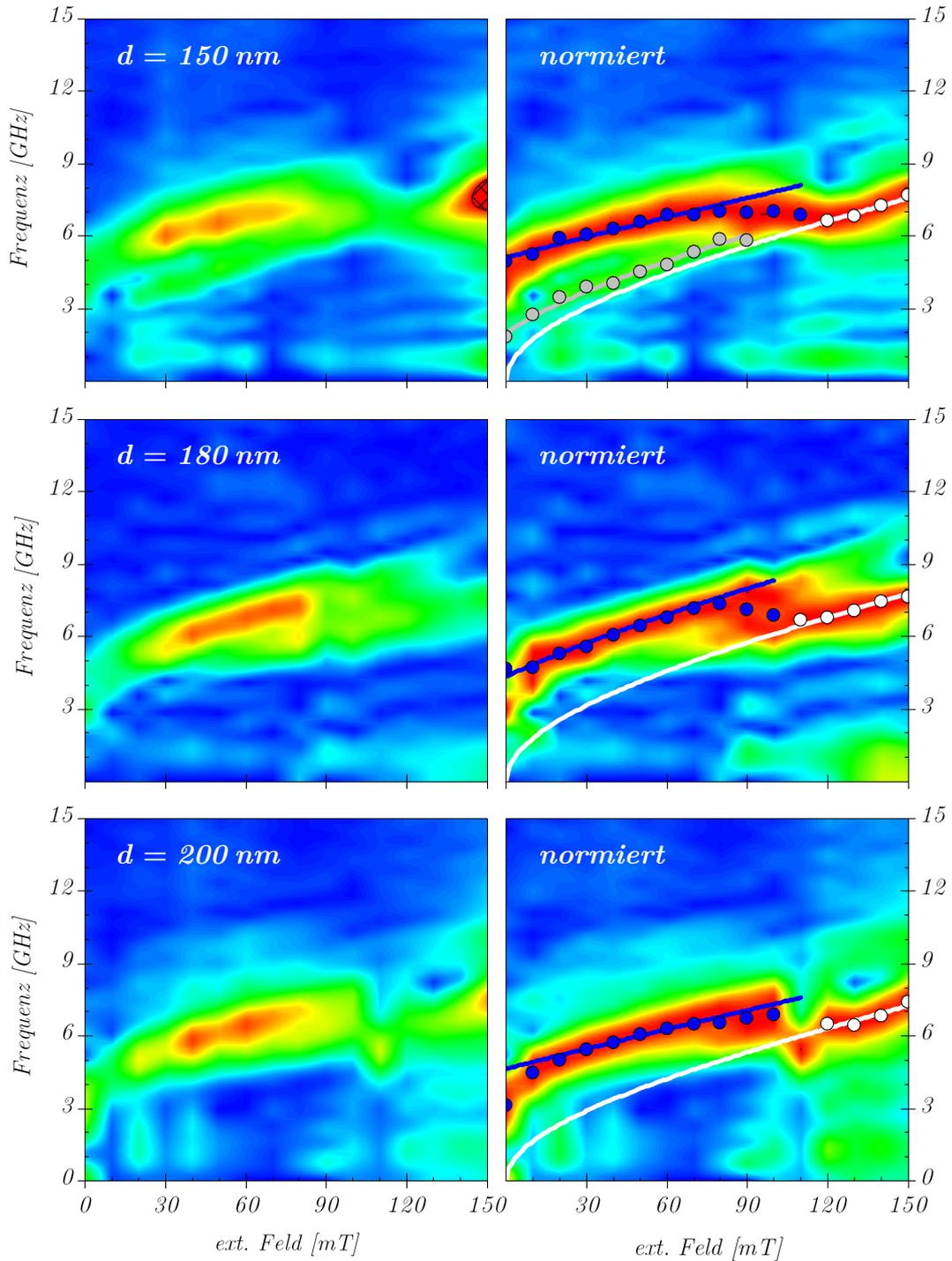


Abbildung 3.8: Fourierspektren bei sehr dicken Schichten. Für $d \geq 180$ nm sind PSSW unterdrückt und bei kleinen bis mittleren Feldstärken werden nur DE-Oberflächenmoden beobachtet. Auch hier findet ein Übergang an einem kritischen Feld $\mu_0 H_{\text{krit}} \approx 110$ mT von oberflächen- zu volumenartiger Oszillation statt. Die unterschiedlichen Moden sind konsistent zu den bisherigen Abbildungen farblich unterschieden.

Dicke	80 nm		100 nm	120 nm	140 nm	180 nm	220 nm
	PSSW	Kittel					
FWHM	0,97	1,03	2,93	2,31	1,88	1,71	1,65

Tabelle 3.3: Experimentelle Linienbreiten. Die Gauss'sche Breite der Fourierpeaks in GHz bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ mT}$ verringert sich mit wachsendem d . Die Auflösungsgrenze der Fouriertransformation wird an den Linienbreiten bei $d = 80 \text{ nm}$ deutlich, die Separation von PSSW und Kittelmode ist bei dickeren Schichten nicht mehr möglich.

zum Auflösungsvermögen der Fouriertransformation sowie im nächsten Abschnitt die Auswertung von Messreihen, die unter Variation des Winkels $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ aufgezeichnet wurden.

Die senkrechten stehenden Spinwellen, die bis $d = 80 \text{ nm}$ noch um $\Delta\nu$ oberhalb der Kittelmode beobachtet wurden, treten bei $d \geq 100 \text{ nm}$ nicht mehr auf; Präziser formuliert ist die erwartete Frequenzdifferenz hier $\Delta\nu \leq 1 \text{ GHz}$, sodass der Peak an der entsprechenden Stelle im Fourierspektrum nicht mehr aufgelöst werden kann. Dieser Zusammenhang zeigt sich grafisch in der rechten Spalte von [Abb. 3.7](#) bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ mT}$: Die Linienbreite nimmt mit steigendem d graduell ab. Hierin besteht ein sehr anschaulicher Beleg für die in [Abschnitt 3.1.3](#) zur Fouriertransformation getroffenen Aussagen über die Trennung zweier Moden. Die Breite der Fourierpeaks ist in [Tab. 3.3](#) gegeben.

3.3 Abhängigkeit von $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}})$

In [Kapitel 1](#) wurde die Geometrie der dipolartigen Oberflächenwellen skizziert ([Abb. 1.1](#)). Der Winkel α zwischen effektivem Feld und Probenebene wurde eingeführt und darauf bezogene Abhängigkeiten behandelt. Für $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}}) = 30^\circ$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Formanisotropie der maximale Winkel, um den das effektive Feld und damit die Magnetisierung gegen die Probenebene verkippt ist, zu $\alpha_{\text{max}} = 8^\circ$ bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ mT}$. In diesem Winkelbereich gilt in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen $\mu_0 H_{\text{ext}}$ und α bei konstantem ϕ .

[Abschnitt 2.3](#) identifizierte einen Anisotropiefeldpuls als zugrunde liegenden Mechanismus bei der Induzierung magnetischer Präzession mit einem optischen Pumpimpuls. Als Voraussetzung ging eine Verkipfung des externen Feldes gegen die Probenebene ein, sodass notwendigerweise Abweichungen von [Gl. 1.13](#) entstehen. Um diese zu quantifizieren, erfolgten auf einem kontinuierlichen Nickelfilm der Dicke $d = 140 \text{ nm}$ Messungen unter verschiedenen Winkeln ϕ . Die ausgewer-

teten Spektren (Subtraktion des Hintergrundes, Fouriertransformation, siehe [Abschnitt 3.1](#)) sind in [Abb. 3.9](#) eingefügt und enthüllen deutliche Kontraste zwischen Kittelmode, PSSW und den Oberflächenwellen.

Während sowohl die Frequenzen ν_k^{exp} und $\nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}}$ als auch deren Abhängigkeit von $\mu_0 H_{\text{ext}}$ für die gewählten Winkel ϕ nur wenig variieren, zeigt sich die Abhängigkeit der Damon-Eshbach-Oberflächenmode von der Winkelkonfiguration sehr deutlich: Kleine Verkippungen des externen Feldes erzeugen erhebliche Abweichungen von [Gl. 1.13](#), sodass die Dispersion der DE-Mode abknickt. Zum Vergleich ist die bei $\phi = 10^\circ$ angepasste DE-Dispersion in den Spektren unter $\phi = 20^\circ$ und 30° wiedergegeben. Bei sehr kleinen externen Feldern gilt eine gute Übereinstimmung, während schon bei $\mu_0 H_{\text{ext}} \approx 30$ mT deutliche Diskrepanzen entstehen.

An den nicht normierten Spektren ([Abb. 3.9](#), linke Spalte) wird eine weitere Charakteristik deutlich. Die Effektivität, mit der die asymmetrischen Moden PSSW und DE angeregt werden, ist bei kleinen Winkeln größer; Die Amplitude der entsprechenden Oszillationen ist bei $\phi = 30^\circ$ merklich reduziert und die Intensität der Kittelmode am größten.

Quantitativ lassen sich Änderungen bezüglich der Kittelmode beobachten. So reduziert sich die Frequenz bei fixem $\mu_0 H_{\text{ext}}$ mit steigendem Winkel ϕ . Dieses Ergebnis entspricht im Wesentlichen der Erwartung, die sich aus der Projektion des externen Feldes auf die x -Achse ergibt: Mit $\phi \neq 0$ findet effektiv eine Stauung der Kitteldispersion entlang der Feldachse statt.

Winkel ϕ	K_z [J m ⁻³]
10°	30700 ± 5700
20°	27400 ± 6000
30°	21800 ± 6300

Tabelle 3.4: Winkelabhängige effektive Anisotropie aus [Gl. 1.5](#).

In [Tab. 3.4](#) sind die mit [Gl. 1.5](#) angepassten Parameter K_z eingetragen. Da K_z die Anisotropie in senkrechter Richtung zum Film darstellt, sollte hier keine Abhängigkeit von ϕ vorliegen. Entsprechend zeigt sich keine bedeutende Veränderung, im Rahmen der absoluten Fehler ist die abnehmende Tendenz vernachlässigbar.

Nicht explizit gezeigt sind in [Abb. 3.9](#) die Messungen bei $\phi = 0$. Hier treten keine Oszillationen auf, sodass numerische Artefakte die Fouriertransformationen dominieren. Das steht in Einklang mit dem in [Abschnitt 2.3](#) beschriebenen Anregungsmechanismus, dem eine Verkippung des externen Feldes zugrunde liegt. Durch das Fehlen von Oszillationen haben von Randeffekten erzeugte Peaks die höchsten Intensitäten in $F(\nu_n)$ – der Leck-Effekt dominiert die Transformation [[ZGY01](#)].

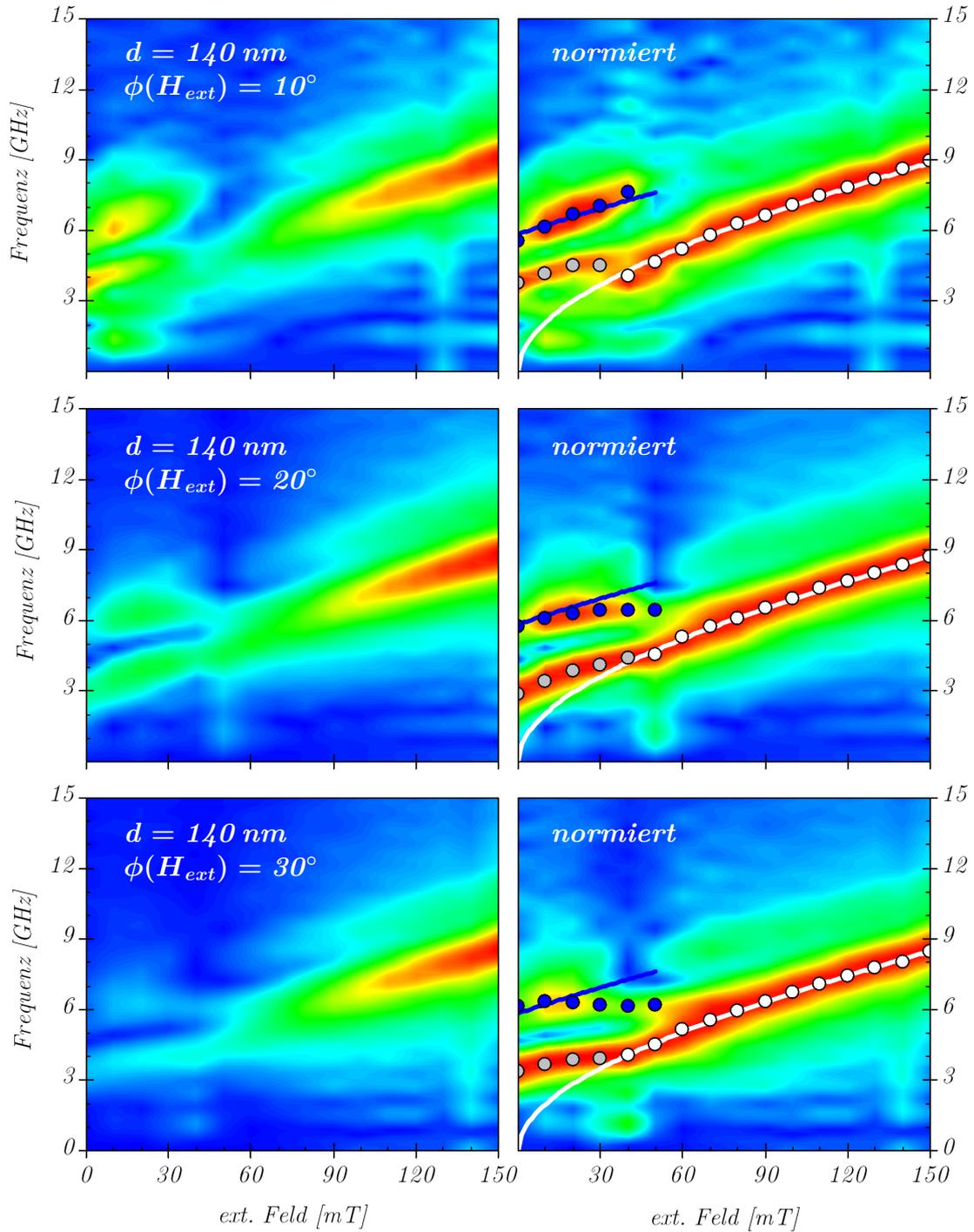


Abbildung 3.9: Abhängigkeit vom Winkel ϕ . Sowohl uniforme Präzession (weiß), als auch PSSW (grau) sind invariant gegen Verkipfung des externen Feldes. Bei den Damon-Eshbach-Oberflächenmoden zeigt sich eine starke Abhängigkeit, die sich einerseits in einer kleiner werdenden Amplitude mit steigendem ϕ äußert (Intensität der Fourierspektren). Andererseits ändert sich der Verlauf $\nu_{de}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ merklich.

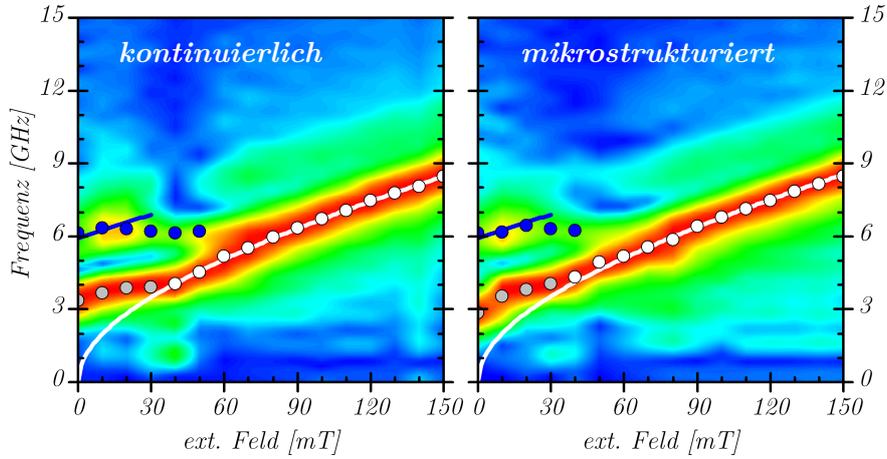


Abbildung 3.10: Fourierspektrum der Mikrostrukturen mit $D = 500$ nm. Die normierten Fourierspektren abseits und auf den Mikrostrukturen offenbaren keine signifikanten Unterschiede, denn sowohl relative Amplitude als auch Frequenz der unterschiedlichen Moden bleiben gleich. Die angepassten Parameter aus Gl. 1.5 sind $K_z = 21800 \pm 6200 \text{ J m}^{-3}$ im kontinuierlichen Film sowie $K_z = 18400 \pm 7800 \text{ J m}^{-3}$ auf der Mikrostruktur.

3.4 Magnetisierungsdynamik in mikrostrukturierten Nickelschichten

Die bisher gezeigten Fourierspektren geben einen Überblick über schichtdickenabhängige Eigenschaften der auftretenden Moden. Mit Hilfe einer periodischen Struktur lässt sich ein Potential aufprägen, das in Analogie zu phononischen Kristallen die (hier magnonische) Zustandsdichte ändern sollte (vgl. Abschnitt 1.4). Zur Überprüfung wurde ein kontinuierlicher Nickelfilm der Dicke $d = 140$ nm mit quadratisch angeordneten, kreisförmigen Löchern versehen (vgl. Abschnitt 2.2.1) und die TRMOKE-Spektren wie gehabt für $0 \leq \mu_0 H_{\text{ext}} \leq 150$ mT aufgezeichnet.

Die ausgewerteten Spektren für die Strukturierungsparameter $D = 500$ nm und $p = 3$ μm , sind in Abb. 3.10 den Messungen auf dem kontinuierlichen Film gegenübergestellt. Dabei zeigen sich keine deutlichen Unterschiede zwischen den Spektren. Lediglich bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50$ mT scheint die DE-Mode von der Strukturierung beeinflusst – die beobachtete Änderung ist allerdings nicht signifikant.

Insgesamt kann also davon ausgegangen werden, dass die Störung der magnetischen Zustandsdichte in diesem Fall zu klein ist, um die Frequenz der auftretenden Moden zu beeinflussen. Der Parameter k_y aus der Anpassung der Gl. 1.13 ist $1,8(1) \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, was einer Wellenlänge von $\lambda_{de} = 3,4(2) \mu\text{m}$ entspricht.

Eine stärkere Störung der DE-Zustände in der Probe wird durch die Struktur

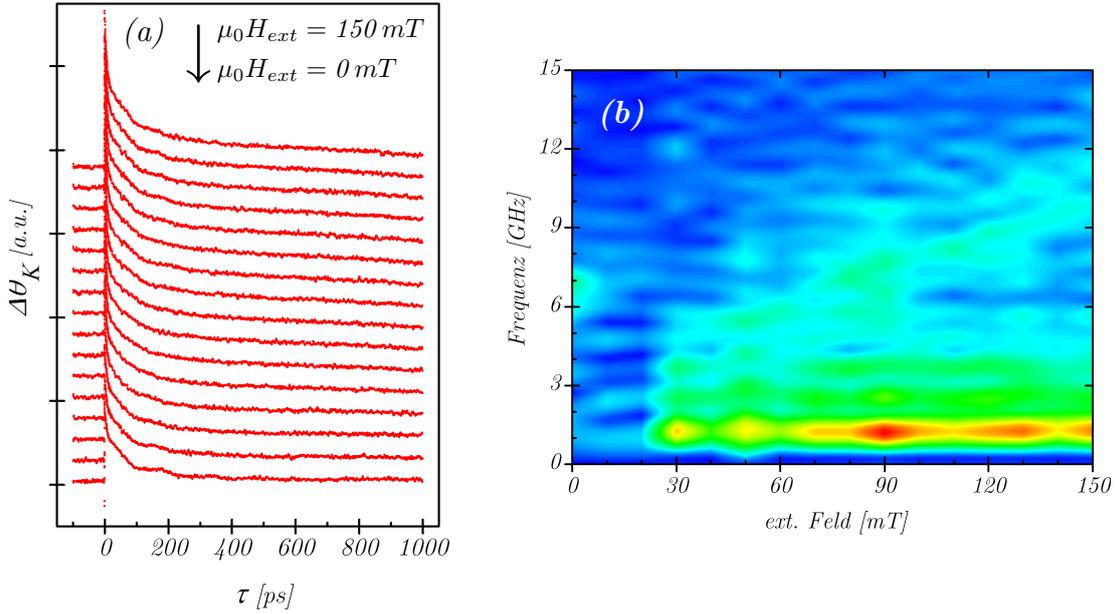


Abbildung 3.11: Ergebnisse der Mikrostrukturen mit $D = 1 \mu\text{m}$. Schon in den zeitaufgelösten MOKE-Spektren (a) des strukturierten Bereiches mit $D = 1 \mu\text{m}$ und $p = 3, 5 \mu\text{m}$ sind – abgesehen von $\mu_0 H_{ext} = 0 \text{ mT}$ – keine Oszillationen zu beobachten. Folglich dominieren Artefakte bei $\nu = (\tau_{max})^{-1}$ das Fourierspektrum (b).

bestehend aus Löchern mit $D = 1000 \text{ nm}$ und $p = 3, 5 \mu\text{m}$ erzeugt – dann ist die Übereinstimmung mit λ_{de} dieser Probe zudem besser. Hier zeigen sich keinerlei magnetischen Oszillationen, wie an Abb. 3.11 (a) deutlich wird. Eingetragen sind die Spektren $\Delta\theta_K(\tau) \sim \Delta M(\tau)$, ohne dass der vorhandene Hintergrund abgezogen wurde. Unmittelbar zu erkennen ist das Fehlen magnetischer Präzession, sodass die weitere Auswertung nach Abschnitt 3.1 im Wesentlichen Fourierartefakte erzeugt (Abb. 3.11 (b)).

3.4.1 Hysteresemessungen

Der Einfluss von Domänenwänden auf propagierende Spinwellen ist teils erheblich [HWK04]. In Zusammenhang mit der Unterdrückung magnetischer Oszillationen durch die Strukturierung mit $D = 1 \mu\text{m}$ ist deswegen eine genauere magnetische Charakterisierung der Mikrostrukturen notwendig. Diese erfolgt anhand einiger Hysteresekurven, die in Abb. 3.12 eingefügt sind.

Wichtigstes Kriterium für die Bewegung von Domänenwänden oder die Drehung der Magnetisierung ganzer Domänen ist das Koerzitivfeld H_c [O’H00, S. 20f]. In Abb. 3.12 zeigt sich kein Einfluss der Strukturierung auf diese Größe, wohingegen

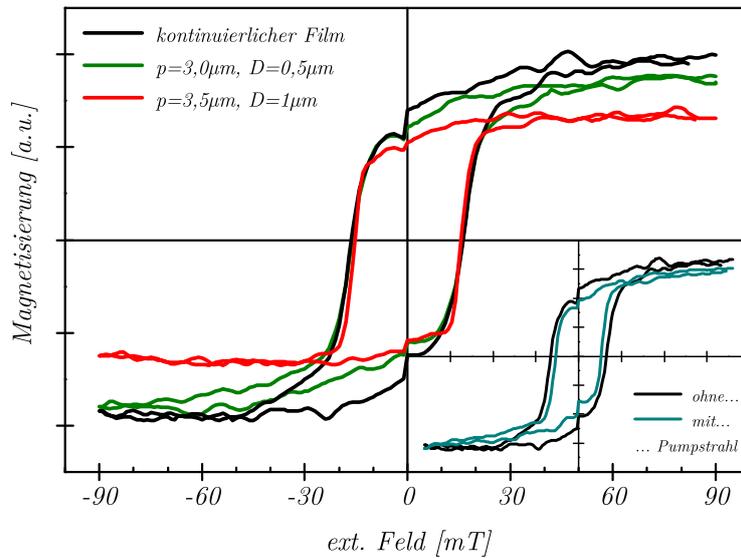


Abbildung 3.12: Hysterese der Mikrostrukturen. Zwar wird die Sättigungsmagnetisierung deutlich herabgesetzt, das Koerzitivfeld ist jedoch im kontinuierlichen Film (schwarz), sowie auf beiden strukturierten Bereichen gleich (grün bzw. rot). Einbettung: Einfluss des Pumpstrahls auf die Hysteresekurven. Bei $\tau = 100$ fs ist die Probe um 15% demagnetisiert.

die Kerrrotation in Sättigung in den strukturierten Bereichen geringer ist.

Die Konstanz von H_c legt nahe, dass sich keine zusätzlichen magnetischen Domänen in der Probe ausbilden, während die Reduktion der maximalen Kerrdrehung auf den Messvorgang zurückzuführen ist: Die Messung der Magnetisierung findet integrativ statt und das Volumen, das zur Kerrdrehung beiträgt, ist in den strukturierten Bereichen schlicht kleiner, so dass auch θ_K sinkt.

Eingebettet in Abb. 3.12 sind zwei Hysteresekurven, die auf dem kontinuierlichen Film aufgezeichnet wurden. Sie zeigen den Einfluss des Pumpstrahls und lassen eine quantitative Bestimmung des Grades der Demagnetisierung zu. Es ergibt sich für diese Schichtdicke eine Reduktion der Magnetisierung um etwa 15% bei der im Rahmen dieser Arbeit benutzten Pumpfluenz von 40 mJ cm^{-2} . Wie eingangs von Kapitel 2 erwähnt, finden sich detaillierte Untersuchungen zu den experimentellen Parametern in Ref. [Djo06], sodass es an dieser Stelle bei der bloßen Benennung der relevanten Größen bleibt.

4 Diskussion

Im letzten [Kapitel 3](#) wurden die Einzelmessungen analysiert und erste Bezüge zum Theorieteil hergestellt. Nun erfolgt eine übergreifende Auswertung derart, dass die gefundenen Effekte nicht nur beschrieben, vielmehr auch verstanden und erklärt werden.

In [Abschnitt 4.1](#) wird das Auftreten unterschiedlicher Moden in Zusammenhang mit dem asymmetrischen Anregungsmechanismus diskutiert, bevor in den darauf folgenden Abschnitten [4.2](#), [4.3](#) und [4.4](#) die jeweilige Entwicklung dieser Moden mit der Schichtdicke behandelt und begründet wird. Der letzte [Abschnitt 4.5](#) untersucht die Auswirkungen der Mikrostrukturierung auf die dipolaren Moden, die auf der Filmoberfläche propagieren.

4.1 Optische Eindringtiefe

Die optische Eindringtiefe für Strahlung bei Wellenlängen um 800 nm beträgt in Nickel $\lambda_{\text{opt}} \approx 18 \text{ nm}$ [[Hec01](#), S. 199]. Es kann somit angenommen werden, dass eine Schicht mit $d = 20 \text{ nm} \sim \lambda_{\text{opt}}$ zwar inhomogen, aber als Ganzes von einem Pumpuls angeregt wird. Für mögliche stehende Spinwellen in senkrechter Richtung existieren keine Knotenpunkte, sodass unter der Randbedingung an den Grenzflächen zu Substrat und Luft, $\partial \mathbf{m} / \partial z = 0$, die Anregung von PSSW unterdrückt ist. Als Oszillationsmode verbleibt die volumenhomogene Kittelmode, bei der alle Spins in Phase präzidieren (siehe [Abb. 3.4](#)).

Hin zu dickeren Schichten ($d = 40 \text{ nm} > \lambda_{\text{opt}}$) werden Spins, die zu weit von der Oberfläche entfernt sind, nicht initial angeregt. Es findet allerdings Energietransfer in Form von Magnonen statt und unter der Quantisierungsbedingung in [Gl. 1.6](#) bilden sich – neben der Kittelmode – in senkrechter Richtung stehende Spinwellen aus, die kohärent zur Oszillation nach der optischen Anregung beitragen (siehe [Abb. 3.3](#)).

Für $d \geq 100 \text{ nm} \gg \lambda_{\text{opt}}$ ist die Ausgangssituation nach der Anregung hoch asymmetrisch: Das Laserfeld regt nur oberflächennahe Spins an und es bilden

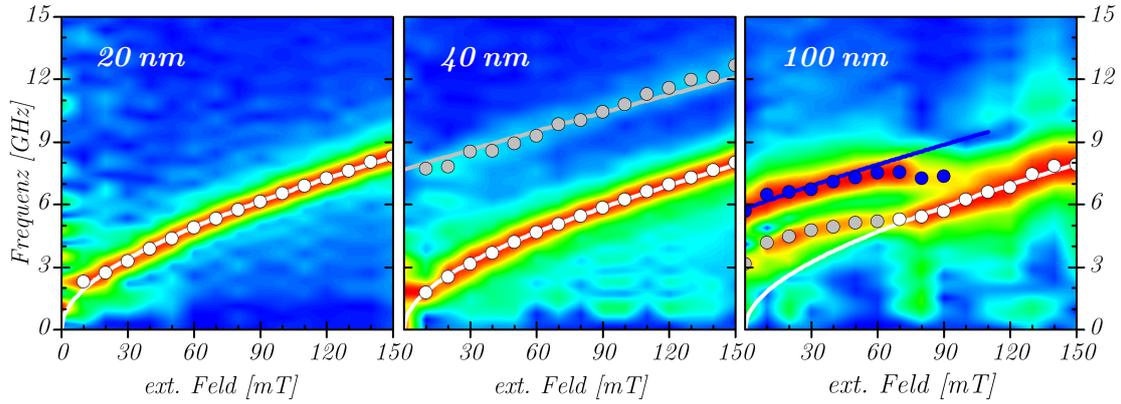


Abbildung 4.1: Asymmetrische Anregung. Die normierten Fourierspektren zeigen die alleinige Anregung der homogenen Kittelmode in dünnen Schichten (weiß, links). In dickeren Schichten (Mitte: $d \approx 2\lambda_{\text{opt}}$) bilden sich außerdem PSSW aus (grau), die für $d \gg \lambda_{\text{opt}}$ von DE-Moden dominiert werden (blau, rechts). Erst bei großen externen Feldern findet dann Energietransfer zur Kittelmode statt.

sich Moden aus, deren Amplitudenprofil dem Anregungsprofil entspricht. Bevorzugt werden daher lokalisierte Moden, deren Amplitude exponentiell mit der Tiefe abklingt, weswegen DE-Oberflächenmoden die Oszillationsspektren in den Abbildungen 3.7 und 3.8 dominieren. In Abb. 4.1 findet sich ein graphischer Überblick über die soeben beschriebenen Zusammenhänge – die verschiedenen Moden sind wie im letzten Kapitel farblich unterschieden.

Eine zunächst unerwartete Eigenschaft der Spektren bei dicken Schichten ist die Anregung der Kittelmode. Bei $d \gg \lambda_{\text{opt}}$ sollten nur asymmetrische Moden angeregt werden, die Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigen für große Felder jedoch eindeutig Oszillationen, die uniformen Charakter haben. Im folgenden Abschnitt 4.2 werden die Ergebnisse der Anpassungen der Kittelgleichung (1.5) an die experimentell gefundenen Dispersionen $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ betrachtet, die Erklärung zum Auftreten der Kittelmode bei hohen Feldern wird erst in Verbindung mit der Damon-Eshbach-Mode in Abschnitt 4.4 entwickelt.

4.2 Kittelmode

In die Abhängigkeit der Frequenz der uniformen Mode vom angelegten Feld geht die effektive Anisotropiekonstante K_z ein (siehe Kapitel 1, Seite 8). Mit dem externen Feld $H_x = H_{\text{ext}} \cos \phi$ und der Sättigungsmagnetisierung von Nickel $\mu_0 M_S = 659 \text{ mT}$ ergab sich die Kittelgleichung

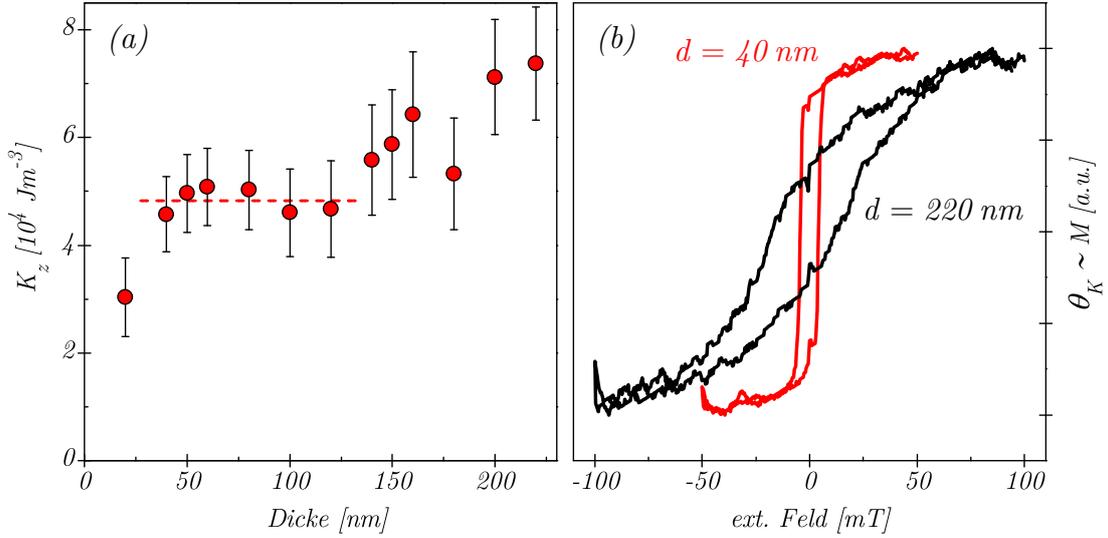


Abbildung 4.2: Effektive Anisotropie und Hysterese. Ergebnis der Anpassungen von Gl. 1.5 an die experimentellen Dispersionen $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$. Ein starker Anstieg kennzeichnet den Einfluss der Schichtdicke (a). Die Scherung der (normierten) Hysteresekurve für $d = 220 \text{ nm}$ ist auf die geänderte Formanisotropie zurückzuführen (b). Der Winkel $\phi = 30^\circ$, unter dem das externe Magnetfeld angelegt ist, führt zu einer Drehung der Magnetisierung aus der Probenebene heraus, was für dickere Schichten leichter möglich ist.

$$\left(\frac{\omega_k}{\gamma\mu_0}\right)^2 = H_x \left(H_x + M_S - \frac{2K_z}{\mu_0 M_S} \right). \quad (1.5)$$

Aus der Anpassung von (1.5) an die $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ resultiert die in Abb. 4.2 (a) gezeigte Entwicklung der effektiven Anisotropie mit d . Charakteristisch ist der Anstieg von $30300 \pm 7300 \text{ Jm}^{-3}$ auf $73700 \pm 10500 \text{ Jm}^{-3}$, der gleichbedeutend mit einer Reduktion der Frequenz $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ mT})$ um 1 GHz von $d = 20 \text{ nm}$ nach $d = 220 \text{ nm}$ ist. Es scheinen in der Auftragung zwei Stufen bei $d \approx 40 \text{ nm}$ und $d \approx 150 \text{ nm}$ zu existieren, an denen K_z sprunghaft steigt.

Die eingetragenen Fehlerbalken stellen eine Obergrenze im Sinne der Genauigkeit der Fouriertransformation dar. Zwar lassen sich die Positionen der Peaks in den Fourierspektren $F(\nu_n)$ mit Standardsoftware sehr genau bestimmen, jedoch unterliegt die Transformation der zeitaufgelösten MOKE-Spektren in die Frequenzdomäne der in Abschnitt 3.1.3 (Seite 30) und Abschnitt 3.2.3 (Seite 37) genannten Ungenauigkeit, die sich aus der Länge des zu transformierenden Signals ergibt. Die minimalen experimentellen Linienbreiten der Fourierspektren betragen laut Tab. 3.3 in Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen etwa 1 GHz, sodass die Punkte $\nu_k^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ mit genau diesem absoluten Fehler

ausgestattet und anschließend die Kittelgleichung 1.5 daran angepasst wurde.

Zum besseren Verständnis von $K_z(d)$ sind in Abb. 4.2 (b) zwei Hysteresemessungen bei $d = 40$ nm und 220 nm gezeigt. Einerseits findet die Drehung der Magnetisierung bei $d = 220$ nm nicht mehr sprunghaft statt, andererseits ist die remanente Magnetisierung deutlich kleiner. Damit einher geht die Scherung der Hysteresekurve, die einen reduzierten Beitrag der Formanisotropie zum effektiven Feld (d.h. zur Richtung der Magnetisierung) bedeutet.

Übertragen auf Gl. 1.5 und deren Anpassung an die experimentellen Dispersionen heißt das: Der Summand $\mu_0 M_S$, der die Formanisotropie repräsentiert, ist für die untersuchten Schichtdicken nicht konstant. Vielmehr wurde d in den Experimenten um bis zu eine Größenordnung variiert, sodass sich eine Verminderung des Entmagnetisierungsfeldes einstellt und der angepasste Parameter K_z diese Änderung widerspiegelt.

Die Anisotropiekonstante K_{u1} der kristallographischen Anisotropie (Gl. 1.2) in Nickel ist $K_{u1} = 5700 \text{ J m}^{-3}$ [Blu03, S. 129]. Aus Abb. 4.2 (a) ergibt sich für mittlere Schichtdicken die in dieser Arbeit beobachtete effektive Anisotropie im Mittel zu $K_z = 48300 \pm 3100 \text{ J m}^{-3}$ (rote, gestrichelte Linie). Die Abweichung um eine Größenordnung geht auf *magnetostruktive Effekte* zurück und ist gut verstanden [O'H00, S. 644f]. So besteht eine Kopplung zwischen magnetischer Anisotropie und kristallographischem Verzerrungsfeld (*magneto-elastische Kopplung*), die in dünnen Filmen zu einer Erhöhung der Anisotropieenergie führen kann, falls im Gegenzug mehr Verzerrungsenergie gewonnen wird.

4.3 Senkrechte stehende Spinwellen

In Abschnitt 3.2.1 der Auswertung wurde die Austauschkonstante auf zwei unterschiedlichen Wegen bestimmt. Zum einen als Parameter der Anpassung der theoretischen Dispersion 1.7, zum anderen aus dem Frequenzabstand zwischen Kittelmode und PSSW, $\Delta\nu = \nu_{pssw} - \nu_k$. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

In der Literatur finden sich Werte zwischen $A = 7,5 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$ aus Messungen zur Spinwellenresonanz (Ref. [Nos61]) sowie $A = 8,2 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$ und $A = 7,6 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$ aus Kleinwinkel-Neutronenstreuung an poly- bzw. nanokristallinem Nickel [MWWB00]. Die Abweichungen betragen maximal 40% und sind im Mittel so gering, dass davon ausgegangen werden kann, dass die Zuordnung der gefundenen magnetischen Moden zu austauschdominierten PSSW korrekt erfolgte.

Dicke d	$A_{\text{disp}} [10^{-12} \text{ J m}^{-1}]$	$A_{\Delta} [10^{-12} \text{ J m}^{-1}]$
40 nm	5,3(1)	7,08(5)
60 nm	6,3(1)	8,65(6)
80 nm	6,9(2)	9,5(3)

Tabelle 4.1: Austauschkonstante via PSSW. Zusammengefasste Ergebnisse zur Austauschkonstanten, ermittelt aus der theoretischen Dispersion (Gl. 1.7, A_{disp}) sowie der Frequenzdifferenz zwischen PSSW und Kittelmode (Gl. 3.2, A_{Δ}).

Die ermittelten Werte für A variieren systematisch mit der Schichtdicke und eine ausführliche Diskussion dieses Verhaltens ist nicht zielführend. Im Folgenden wird stattdessen die Ordnung n der PSSW betrachtet, anhand derer ein sehr anschauliches Verständnis der gefundenen Effekte entwickelt werden kann. Unter Benutzung von $A = 7,5 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$ bei der Anpassung von Gl. 1.7 an die Dispersionen $\nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ ergibt sich das in Abb. 4.3 aufgetragene Verhalten $n(d)$.⁵ Die Fehler resultieren wie im letzten Abschnitt aus der Annahme, dass die Position der beobachteten Peaks in $F(\nu_n)$ bedingt durch die Fouriertransformation mit 1 GHz Ungenauigkeit behaftet ist.

In dünnen Schichten $40 \text{ nm} \leq d \leq 80 \text{ nm}$ gilt zunächst $n < 1$, bis für größere d die Tendenz $n \rightarrow 1$ deutlich wird. Sie ist in Abb. 4.3 durch eine rote, gestrichelte Linie markiert, wobei Abweichungen von der idealen Symmetrie ($n = 1$) aus zwei Effekten resultieren. Erstens kann die notwendige Länge zur Phasenumkehr größer sein als die Schichtdicke, zweitens wird das Amplitudenprofil der PSSW in z -Richtung von der Grenzflächenanisotropie moduliert. Letzteres wird im folgenden Abschnitt 4.3.1 quantifiziert, an dieser Stelle soll eine Diskussion der Austauschlänge l_H erfolgen.

Diese Größe ist abhängig von H_{eff} (siehe Gl. 1.8) und zeichnet deswegen verantwortlich für das Kreuzen der experimentellen Punkte $\nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}}$ mit der theoretischen Dispersion 1.7 in Werteintervallen weniger Prozent in den Abbildungen 3.3 ($d = 40 \text{ nm}$) und 3.5 ($d = 60, 80 \text{ nm}$). Die Ordnung n als Parameter von Gl. 1.7 bleibt nicht konstant, sondern steigt – aufgrund der Verringerung von l_H mit H_{ext} – minimal mit dem externen Feld an. Mit anderen Worten erhöht sich die Symmetrie der stehenden Spinwellen, weil l_H klein genug wird, um eine vollständige Phasenumkehr innerhalb der Schicht zu ermöglichen.

⁵ Der verwendete Wert für A stammt aus Resonanzexperimenten in denen der Frequenzabstand selektiv angeregter, magnetischer Moden vermessen wurde, sodass er als zuverlässigste Literaturangabe anzusehen ist [Nos61].

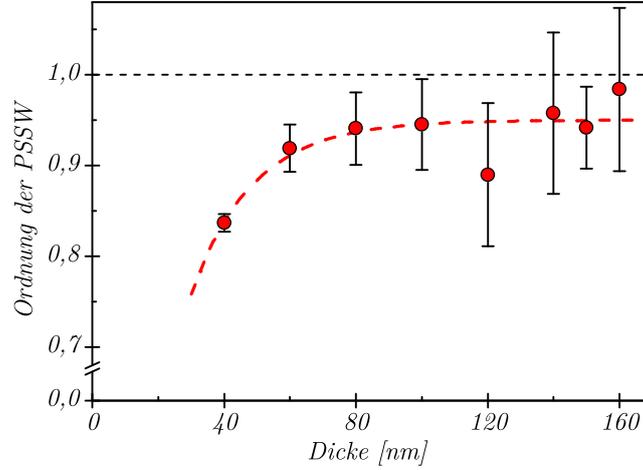


Abbildung 4.3: Ordnung der PSSW. Der Einfluss der Austauschlänge l_H auf die Symmetrie der PSSW sinkt mit wachsendem d . Damit einher geht die Annäherung an $n = 1$, die durch die Rado-Weertman-Randbedingungen (Gl. 4.1) begrenzt ist, sodass sich für $d \gg l_H$ eine Sättigung einstellt.

Diese Argumentation wird von der Auftragung $n(d)$ in Abb. 4.3 insofern gestützt, als mit zunehmender Dicke die Ordnung n als anzupassender Parameter von Gl. 1.7 ansteigt. Die Näherung $d \gg l_H$ beschränkt Abweichungen von der Konfiguration $n = 1$ auf Anisotropien an den Grenzflächen zwischen ferromagnetischem Nickel und oberer bzw. unterer Kupferschicht.

4.3.1 Oberflächenanisotropie

Eine Quantisierung dieser Abweichung lässt Rückschlüsse auf die Oberflächenanisotropiekonstante K_{surf} zu. Denn falls $K_{\text{surf}} \neq 0$, gilt für die Oszillationsamplitude der PSSW an der Grenzfläche die nach Rado und Wertman benannte Randbedingung [RW59, S. 322]

$$A \frac{\partial m_z}{\partial z} - K_{\text{surf}} m_z = 0, \quad (4.1)$$

die im isotropen Limit in $\partial \mathbf{m} / \partial z = 0 \iff n = 1$ übergeht (A ist wie gehabt die Austauschkonstante). In Abb. 4.3 ist als gestrichelte Linie die Anpassung folgender Gleichung eingetragen,

$$n(d) = n_\infty - a \exp(-bd).$$

Im Grenzfall großer Schichtdicken $d \gg l_H$ ergibt sich daraus $n_\infty = 0,95(2)$ und das Amplitudenprofil $m_z(z)$ der PSSW in senkrechter Richtung kann abgeschätzt

werden. Unter der Annahme, dass die PSSW einen Knoten genau in der Filmmitte hat und um diesen Punkt symmetrisch ist, ergibt sich

$$m_z(z) = m_z^0 \sin\left(\frac{n\pi}{d}z - \frac{n\pi}{2}\right).$$

Diese Funktion ist in [Abb. 1.1](#) des Theorieteils für $n = 1$ skizziert. Eingesetzt in die Rado-Wertman-Randbedingung ([Gl. 4.1](#)) erhält man mit dem Grenzwert n_∞ von oben $K_{\text{surf}} d = 8,59 \times 10^{-10} \text{ J m}^{-1}$. Bei $d = 160 \text{ nm}$, wo die Sättigung $n \rightarrow n_\infty$ erreicht ist, gilt schließlich

$$K_{\text{surf}} = 5,37 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}.$$

Aus dem Verhalten der PSSW kann somit auf die wachstumsbedingte Oberflächenanisotropie der Keilprobe geschlossen werden, wohingegen die effektive Volumenanisotropie K_z anhand der Kittelmode zugänglich ist. Die Auflösung dieses Kontrastes resultiert aus der Anregung von sowohl homogenen als auch amplitudenmodulierten magnetischen Moden in der untersuchten Probe.

Mit der soeben benutzten Dicke kann ein qualitativer Vergleich der beiden Anisotropiekonstanten erfolgen. Bei $d = 160 \text{ nm}$ ist $K_z = 64300 \text{ J m}^{-3}$ und das Produkt liegt in der gleichen Größenordnung wie K_{surf} :

$$K_z d = 10,3 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}.$$

4.3.2 PSSW in Filmen mit $d \geq 100 \text{ nm}$

Die bisherige Auswertung und Diskussion der senkrechten stehenden Spinwellen erfolgte allein anhand der experimentellen Dispersionen $\nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$. Keine Rolle spielte hingegen die *Fourierintensität* in den Abbildungen [3.7](#) und [3.8](#). Hier nimmt das Gewicht der PSSW mit steigendem d ab, bis bei $d = 180 \text{ nm}$ keine austauschdominierten Spinwellen mehr auftreten.

Für diesen Effekt ist die Tatsache verantwortlich, dass nur eine dünne Schicht an der Oberfläche des Films angeregt wird ($\lambda_{\text{opt}} \approx 18 \text{ nm}$), und dass das Amplitudenprofil $m_z(z)$ der PSSW einen zweiten Bauch an der Grenzfläche zum Substrat aufweist. Das steht im Gegensatz zu den dipolaren DE-Moden, deren Amplitude an der Filmoberfläche maximal ist und in die Schicht hinein abklingt. Eine Erklärung der Anregung von PSSW kann also nur ausgehend von Magnonen sehr kurzer Wellenlänge erfolgen, die senkrecht zur Filmebene propagieren und auch Spins an der Grenzfläche zum Substrat aus ihrer Gleichgewichtslage auslenken.

Im Zuge der Remagnetisierung des angeregten Bereichs werden Spinwellen hoher k -Vektoren in die Schicht emittiert und in mikromagnetischen Simulationen fanden Djordjević und Münzenberg einen Energietransfer von Moden hoher nach Moden niedriger Energie [DM07]. Übertragen auf den in dieser Arbeit gefundenen Effekt, bedeutet das eine Relaxation eines Kontinuums von Magnonen in einen Zustand, der die Quantisierungsbedingung (1.6) für k_{\perp} erfüllt. Diese Kondensation findet innerhalb weniger ps statt und ist mit der Abklingzeit τ_{mag} in Gl. 3.1 verknüpft. Sie ist auch für die zweite Ordnung der PSSW denkbar, kann jedoch in keinem der Fourierspektren in den Abbildungen 3.3, 3.5, 3.7 oder 3.8 aufgelöst werden. Dazu trägt auch bei, dass theoretische Berechnungen einen Anteil der PSSW zweiter Ordnung von lediglich 3% an der magnetischen Oszillation voraussetzen [vKJK⁺02].

Aus der Phasengeschwindigkeit $v_{\text{pssw}}^{\text{Ph}}$ der Magnonen, die mittels der experimentell gefundenen Frequenzen $\nu_{\text{pssw}}^{\text{exp}}$ und den mit Gl. 1.7 angepassten Wellenvektoren k_{\perp} zugänglich ist, kann die Zeitskala bestimmt werden, auf der die Ausbildung einer stehenden Welle erfolgt. Bei $d = 100$ nm und $\mu_0 H_{\text{ext}} = 40$ mT ergibt sich die Zeit t_{prop} , die für die Propagation zum Substrat und zurück benötigt wird:

$$t_{\text{prop}} = \frac{2d}{v_{\text{pssw}}^{\text{Ph}}} = \frac{2d k_{\perp}}{\omega_{\text{pssw}}^{\text{exp}}} = \frac{2d \cdot 5,34 \times 10^7 \text{ m}^{-1}}{2\pi \cdot 4,91 \text{ GHz}} \approx 350 \text{ ps}.$$

In dieser Größenordnung ($\tau_{\alpha} \approx 320$ ps) liegt auch die Zeitskala, auf der die magnetische Oszillation abklingt.⁶ Die Amplitude der PSSW ist in Abb. 3.7 bei $d = 100$ nm entsprechend gering und wird mit steigender Schichtdicke weiter reduziert. Es findet ein Übergang nach $t_{\text{prop}} \gg \tau_{\alpha}$ statt, sodass die Dämpfung schließlich die Ausbildung der PSSW unterdrückt.

4.4 Dipoldominierte Oberflächenmoden

Dominant treten bei Dicken $d \geq 80$ nm und Feldern $\mu_0 H_{\text{ext}} \leq 100$ mT Moden auf, die in Abschnitt 3.2.2 als Oberflächenwellen identifiziert wurden. In Abschnitt 4.1 dieses Kapitels wurde als Ursache für die Dominanz der DE-Moden die hoch asymmetrische Anregung identifiziert: Der Pumpimpuls deponiert Energie in der Oberfläche des Films, entsprechend bleiben magnetische Momente im Volumen davon unberührt.

⁶ $\tau_{\alpha} \neq \tau_{\text{refl}}$. Gl. 3.1 mit den Zeitskalen τ_{mag} und τ_{refl} stellt den Hintergrund dar, auf dem die magnetischen Oszillationen beobachtet werden. Die Größe τ_{α} wurde durch Anpassung einer gedämpften Schwingungsgleichung an die vom Hintergrund bereinigten Messdaten ermittelt.

In den Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigt sich allerdings eine Kopplung von Oberflächenmoden und Kittelmode derart, dass oberhalb eines kritischen externen Feldes Energietransfer in Richtung der uniformen Präzession stattfindet. Dann folgt die beobachtete Oszillationsfrequenz dem Verlauf, der durch die Kittelgleichung (1.5) beschrieben wird. Laut Kapitel 1 existieren unterschiedliche Mechanismen als Ursache dieses Effektes und in den folgenden Abschnitten wird ihr tatsächlicher Einfluss untersucht.

4.4.1 Einfluss der Winkel α und β

In Abschnitt 1.3.1 des Theorieteils wurde der Existenzbereich der Oberflächenmoden untersucht. In Einheiten der Frequenz erstreckt er sich oberhalb der Kittelmode innerhalb eines Intervalls, das in Gl. 1.14 und Abb. 1.2 angegeben ist. Parametrisierende Größen sind sowohl der Wellenvektor k_y als auch die Winkel α und β .

Betrachtet man α und β allein, so ist denkbar, dass eine Erhöhung derselben zu einer Reduktion der Frequenz ν_{de}^{exp} führt, bis bei den kritischen Winkeln gilt: $\nu_{de}^{\text{exp}} \rightarrow \nu_k$ (vergleiche Abb. 1.4 sowie Ref. [ED60]).

Der Winkel α ist in dem benutzten Aufbau mit $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}}) = 30^\circ$ beim kritischen Feld $\mu_0 H_{\text{krit}} \approx 110$ mT allerdings nicht größer als 8° , sodass er zu einer Reduktion der Frequenz um nicht mehr als 5% führt.⁷ Andererseits ist eine Propagation der DE-Wellen in Richtungen nahe das maximalen Winkels β_{max} laut Gl. 1.17 denkbar. Jedoch existiert keine Anisotropie zwischen x - und y -Richtung, wie durch Drehung der Probe um die z -Achse überprüft werden kann. Somit gibt es keine Vorzugsrichtung für die Propagation der DE-Wellen und eine Feldabhängigkeit von β kann ausgeschlossen werden. Des weiteren sind β und d voneinander unabhängig, sodass – entgegen der Beobachtung – das kritische Feld für alle d konstant bliebe. Insgesamt liegt demnach präferenziell eine transversale Propagation mit $\beta \approx 0$ vor, wie sie bei kleinen externen Feldern gegeben ist und in der Literatur vorhergesagt wird [DE61].

Demzufolge lässt sich ein Einfluss von α und β zwar nicht ausschließen, es wurde jedoch gezeigt, dass er zu klein ist, als dass der gefundene Übergang zwischen den Moden daraus resultieren könnte. Ein sehr anschaulicher Indikator für diesen Sachverhalt ist die sprunghafte Änderung von oberflächen- zu volumenartiger Oszillation, denn ein von α oder β induzierter Effekt sollte kontinuierlich und monoton verlaufen. Beispielhaft sei vor allem auf die Fourierpektren bei $d = 100$ nm

⁷ vergleiche Abb. 1.4 der Theorie, wo $\omega_{de}(\alpha_{\text{max}} = 8^\circ, \beta = 0) / \omega_{de}(0, 0) \geq 95\%$

und 180 nm verwiesen, die Bestandteil der Abbildungen 3.7, 3.8 bzw. 4.1 sind.

Die Daten, die auf dem kontinuierlichen Film mit $d = 140$ nm unter Variation des Winkels $\phi(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ aufgezeichnet wurden, runden das Bild ab (Abb. 3.9). Zwar beeinflusst der Winkel α zwischen \mathbf{H}_{eff} und \mathbf{M} die Spektren deutlich, jedoch ändert sich das kritische Feld nicht merklich.

4.4.2 Die Wellenvektorkomponente k_y

Als Parameter zur Beschreibung des Übergangs verbleibt die Wellenzahl k_y , die einerseits die Propagation in positiver y -Richtung mit der Phasengeschwindigkeit $v_{de}^{\text{Ph}} = \omega_{de} k_y^{-1}$ beschreibt und andererseits die charakteristische Abklinglänge in z -Richtung gemäß $1/k_y$ bestimmt. Die Anpassungen der theoretischen DE-Dispersion 1.13 an $\nu_{de}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ offenbaren gute Übereinstimmung bis zu externen Feldern nahe H_{krit} . Dann jedoch zeigen sich deutliche Abweichungen, die einer Reduktion von k_y entsprechen. Innerhalb eines Intervalls der Breite 30 mT um $\mu_0 H_{\text{krit}}$ vollzieht sich der Übergang $\nu_{de}^{\text{exp}} \rightarrow \nu_k$ wegen $k_y \rightarrow 0$.

Eine anschauliche Interpretation dieses Vorgangs ist anhand der Abklingtiefe der DE-Amplitude möglich: Sie wächst kontinuierlich an, bis die Oszillationsamplitude in z -Richtung nicht mehr gedämpft wird und im gesamten Film (d.h. unter dem Pumpspot) gleich ist. Diese Konfiguration entspricht genau der Kittelmode.

Die bevorzugte Anregung uniformer Präzession bei hohen Feldern kann in Zusammenhang mit \mathbf{H}_{eff} verstanden werden. Hierzu gewinnt das angelegte Feld \mathbf{H}_{ext} aufgrund des Zeemanterms ein immer größeres Gewicht, sodass das von den Oberflächenpolen erzeugte Dipolfeld an Bedeutung verliert. Im beobachteten Grenzfall großer $\mu_0 H_{\text{ext}}$ hat die äußere Form des Ferromagneten keinen Einfluss auf die magnetische Oszillation, vielmehr verbleibt als Präzessionsmode allein die aller Spins in Phase.

Ferner stellt sich eine Abnahme von k_y bei wachsender Schichtdicke ein. Die entsprechende Auftragung der Ergebnisse der Anpassungen von Gl. 1.13 an die experimentellen Dispersionen $\nu_{de}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}} \leq 80 \text{ mT})$ befindet sich in Abb. 4.4. Das gefundene Verhalten rührt nicht aus einer Antiproportionalität zu d , wie an den grauen Punkten $k_y d$ zu erkennen ist. Vielmehr beschreibt eine exponentiell abnehmende Funktion die Werte sehr gut (rote Linie in Abb. 4.4). Hierin besteht eine starke Diskrepanz zu Daten aus der Literatur, die mit einer von d nahezu unabhängigen Wellenzahl k_y beschrieben werden können [GMVG82].

Ein besserer Vergleich ist anhand Abb. 4.5 möglich. Darin ist die Frequenz der einzelnen magnetischen Moden bei konstantem externen Feld $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}$

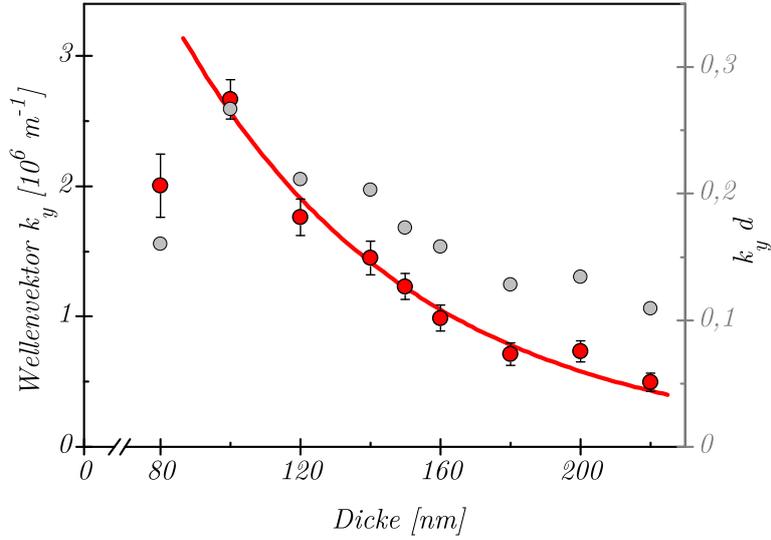


Abbildung 4.4: DE-Wellenvektor. Die Komponente k_y des Wellenvektors der Oberflächenmoden nimmt exponentiell mit der Dicke ab. In grau ist das Produkt $k_y d$ eingetragen, auch dort zeigt sich eine Änderung.

gegen die Schichtdicke aufgetragen. Für Kittelmode und PSSW ergibt sich das bekannte Bild: Im Fall großer d verschwindet der Frequenzunterschied und die Gleichung

$$\omega_{pssw} = \gamma B_0 + \gamma D k_{\perp}^2 = \gamma B_0 + \frac{2A\gamma}{M_S} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2, \quad (4.2)$$

die der bereits benutzten Gl. 3.2 entspricht, kann an die Messpunkte angepasst werden [Hil93; vKJK⁺02].

Die bevorzugte Anregung der unterschiedlichen Moden (vgl. Abschnitt 4.1) spiegelt sich auch in Abb. 4.5 wider. Ausgehend von kleinen Dicken mit der Kittelmode findet ein kontinuierlicher Übergang zunächst zu PSSW und schließlich zu den dipolaren Oberflächenmoden statt.

Bei der DE-Mode zeigt sich ein deutlicher Unterschied zur Literatur. Die gestrichelte blaue Linie stellt Gl. 1.13 mit $k_y = \text{const}$ dar und beschreibt die Daten von Grünberg und Mitarbeitern sehr gut [GMVG82]. Äquivalent zum exponentiellen Verhalten $k_y(d)$ in Abb. 4.4 stellen sich hier allerdings starke Abweichungen zu den experimentellen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit ein. So zeigt sich eine nahezu lineare Abnahme der Frequenz $\nu_{de}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT})$ mit der Dicke, die durchgezogene blaue Gerade in Abb. 4.5 dient der Orientierung.

Es kann ausgeschlossen werden, dass die Zuordnung der dominanten Mode in den Fourierspektren der dicken Schichten falsch erfolgte, dass also keine PSSW

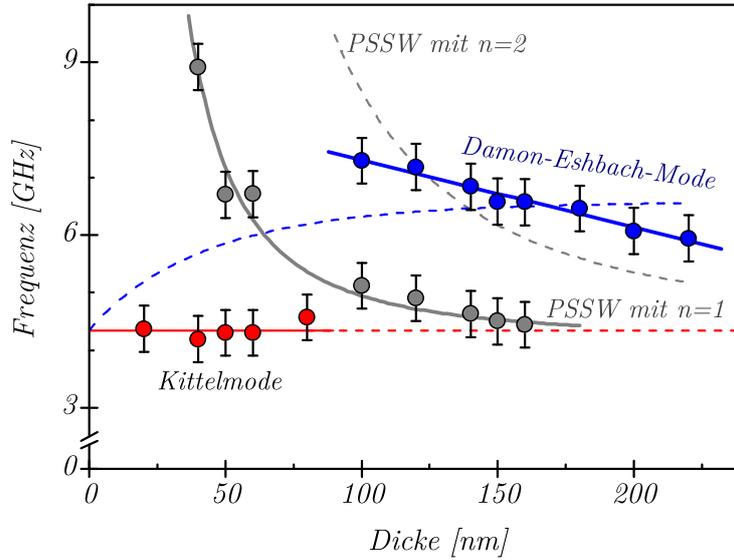


Abbildung 4.5: Spinwellenmoden bei $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}$. Für Kittelmode und PSSW stimmt die Entwicklung mit der Schichtdicke gut mit experimentellen Ergebnissen aus der Literatur überein [GMVG82; vKJK⁺02]. Die graue Linie ist eine Anpassung von Gl. 4.2, die blaue, durchgezogene Gerade dient zur Orientierung, während die blaue, gestrichelte Linie die theoretische Dispersion 1.13 der Oberflächenmoden darstellt.

zweiter Ordnung beobachtet werden. Dazu ist in Abb. 4.5 als gestrichelte graue Linie Gl. 4.2 mit $n = 2$ gezeichnet, die den gefundenen Verlauf nicht hinreichend wiedergibt.

Die Ursache für die beschriebenen Abweichungen ist hingegen experimenteller Natur. So untersuchten Grünberg und Mitarbeiter in ihren Experimenten sowohl Eisen- als auch Nickelfilme auf Saphir mit der Brillouin-Lichtstreuung (BLS). Im Gegensatz zu Pump-Tast-Experimenten werden hier keine hoch asymmetrischen Konfigurationen im Film erzeugt, sondern thermische Magnonen nachgewiesen [DH02].

Insofern ist die in dieser Arbeit beobachtete, dominante Wellenzahl k_y geprägt von der Relaxation des Systems, d.h. vom Energietransfer in das Volumen des Films. Die Oberflächenmoden treten nicht in ihrer – sonst bedeutsamen – nicht-reziproken Charakteristik zu Tage, sondern bilden einen Kanal für die Gleichverteilung der initial deponierten Energie nur auf einer Seite des Films. Letztlich repräsentiert k_y deswegen weniger die laterale Propagation magnetischer Moden im thermischen Gleichgewicht (das war Gegenstand des Theorieteils) sondern wird durch die Asymmetrie der Anregung bestimmt.

Abschließend kann eine Nichtlinearität als Ursache für die Abweichungen von

den im Theorieteil behandelten Zusammenhängen ausgemacht werden: Bei hohen externen Feldern führt eine Kopplung zwischen DE- und Kittelmode zu einem Energietransfer zwischen diesen Moden, sodass alle magnetischen Momente unter den Tastpulsen in Phase oszillieren. In sehr dicken Schichten wird die Amplitude der resonanten Präzession im zugänglichen Wertebereich des externen Feldes reduziert, was sich in der abnehmenden Intensität des Peaks in den Abbildungen 3.7 und 3.8 äußert. Der beschriebene Relaxationskanal wird zwar nicht unterdrückt, jedoch wird die von den Pumpimpulsen deponierte Energie auf immer dickere Schichten verteilt. In der Konsequenz verringert sich die maximale Auslenkung der einzelnen oszillierenden magnetischen Momente.

4.4.3 Einfluss der Pumpgeometrie

In [Abschnitt 4.1](#) dieses Kapitels wurden die Auswirkungen des teils sehr kleinen Quotienten von optischer Eindringtiefe und Schichtdicke diskutiert. Die vertikalen Größenverhältnisse bestimmten dabei ganz wesentlich den beobachteten Typus magnetischer Oszillation.

In lateraler Richtung beschränkt sich der Einfluss der Pumpimpulse auf die Anregung der Oszillationen. Das kann anhand der Wellenlängen der auftretenden Moden belegt werden. In der Filmebene propagieren die DE-Oberflächenmoden, für die sich mit den Wellenvektoren k_y aus [Abb. 4.4](#) Wellenlängen mit $2,5 \mu\text{m} \leq \lambda_{de} \leq 12 \mu\text{m}$ ergeben. Der Durchmesser $\varnothing = 60 \mu\text{m}$, auf den die Pumpimpulse fokussiert werden, ist deutlich größer. Wie schon wegen der kontinuierlichen Änderung des Wellenvektors mit d zu erwarten ist, erfolgt dessen Auswahl anhand anderer Kriterien und es wird keine Quantisierung beobachtet, wie es beispielsweise in magnetischen Streifen oder Schichtsystemen der Fall ist [[Bay03](#); [DT94](#)]. Die Pumpimpulse induzieren somit lediglich die Dynamik, prägen der Propagation der Oberflächenmoden dabei jedoch keine räumliche Einschränkung auf. Diese Schlussfolgerung deckt sich mit den Aussagen bezüglich der Relaxation des Systems, die am Ende des letzten Abschnitts [4.4.2](#) getroffen wurden.

Insgesamt konnten die Effekte und Abhängigkeiten, denen die DE-Mode in kontinuierlichen Filmen unterliegt, in diesem Abschnitt unter Berücksichtigung der in [Abschnitt 1.3](#) dargelegten Theorie erklärt werden. Eine quantitativ exakte Trennung und Zuordnung der parametrisierenden Größen ist letztlich nicht möglich, in den vorangegangenen Unterabschnitten wurden die numerischen Ergebnisse aus [Kapitel 3](#) jedoch dahingehend geordnet, dass der Einfluss von α , β und k_y unterschieden werden kann. So ergibt sich ein schlüssiges Bild, das die gefundene

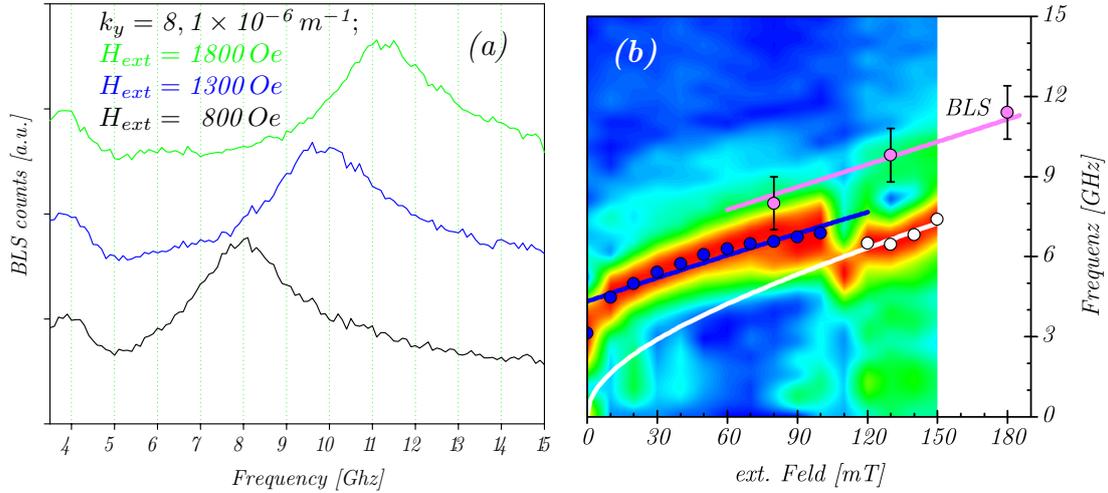


Abbildung 4.6: Brillouin-Lichtstreuung bei $d = 200$ nm. Die Frequenzpositionen aus den BLS-Spektren in (a) lassen sich mit den TRMOKE-Daten vergleichen (magenta-farbene Punkte und Linie in (b)). Sie werden in guter Übereinstimmung von Gl. 1.13 beschrieben. Im Gegensatz zum TRMOKE-Experiment findet kein Übergang zu einer kittelartigen Präzession statt.

nicht-lineare Kopplung zwischen DE- und Kittelmode und damit einhergehende Abweichungen zur Literatur einschließt.

4.4.4 Vergleich mit Daten aus BLS-Experimenten

Der in den letzten Unterabschnitten beschriebene Kontrast zwischen Messungen mit TRMOKE und BLS ist überprüfbar. Dazu werden auf dem Nickelkeil bei $d = 200$ nm die BLS-Spektren bei unterschiedlichen externen Feldern gemessen.

Bei fester Wellenlänge des verwendeten Lasers kann der – auf die Filmebene projizierte – Wellenvektor der streuenden Photonen über den Einfallswinkel des Lichtes festgelegt werden [Hil93]. Hierin besteht der wesentliche Unterschied zu TRMOKE-Experimenten: Der Wellenvektor k_y in der Dispersion der DE-Moden wird in der BLS-Messung vorgegeben und eine Frequenzänderung der inelastisch an Magnonen gestreuten Photonen nach Reflexion von der Probe wird nachgewiesen. Mit $k_y = 8,1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ergeben sich die in Abb. 4.6 (a) eingefügten BLS-Spektren.

Präferentiell sollten die BLS-Messungen mit dem in Abb. 4.4 eingetragenen Wellenvektor $k_y \approx 1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ erfolgen. Das erfordert die Einstrahlung der Photonen ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $k = 11,8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) unter einem Winkel zur Senkrechten von $\arcsin k/k_y = 5^\circ$. In diesem Fall kann jedoch der unterschiedliche Ausfallswinkel

von elastisch und inelastisch gestreuten Photonen nicht mehr zufriedenstellend aufgelöst werden und die Messungen sind verrauscht.⁸

In [Abb. 4.6 \(b\)](#) sind die mit BLS bestimmten Frequenzen zu den TRMOKE-Daten aus [Abb. 3.8](#) ($d = 200$ nm) hinzugefügt. Durch die Festlegung des Wellenvektors im BLS-Experiment ergibt sich eine erhöhte Frequenz (vgl. [Abb. 1.3 \(a\)](#), rote Linie), die Größen K_z und M_S stimmen hingegen mit den Ergebnissen der TRMOKE-Messungen überein. Die beobachtete Entwicklung mit dem angelegten Feld lässt sich in zufriedenstellender Weise mit der theoretischen Dispersion [1.13](#) beschreiben und es werden keine Oszillationen mit der Frequenz der Kittelmode beobachtet.

Demnach belegen die BLS-Spektren die in [Abschnitt 4.4.2](#) entwickelte Schlussfolgerung bezüglich der Kopplung von Damon-Eshbach- und Kittelmode: Die Anregung der Kittelmode im TRMOKE-Experiment spiegelt die Gleichverteilung der initial deponierten Energie wider, sodass die Untersuchung mittels Brillouin-Lichtstreuung wegen des Nachweises thermischer Magnonen keinen derartigen Sprung hin zu uniformer Präzession offenbart.

Darüber hinaus sind nur allgemeine Aussagen über die Zustandsdichte der dipolaren Moden möglich: Es existieren Zustände auch oberhalb der in den TRMOKE-Experimenten gefundenen Frequenzen und die Auswahl des DE-Wellenvektors, der die zeitaufgelösten Spektren dominiert, richtet sich womöglich nach einem Maximum der Zustandsdichte. Der Vergleich mit [Abb. 1.3 \(b\)](#) offenbart erneut die Wichtigkeit der asymmetrischen Anregung. So existieren in der Zustandsdichte der DE-Moden – abweichend von den Ergebnissen der TRMOKE-Experimenten – zwei Maxima als Polstellen bei $k_y = 0$ und $k_y d \gg \pi$. Die Festlegung des Wellenvektors stellt somit einen Kompromiss zwischen Zustandsdichte und Relaxation des Systems dar.

4.5 Mikrostrukturen

Die bisher diskutierten Messungen am Nickelkeil legen eine Erweiterung auf Untersuchungen zur Propagation nahe. Um diese Erweiterung zu vollziehen, ist eine Betrachtung der Reichweite der Wellen notwendig. So ist die Dämpfung magnetischer Oszillation in Nickel sehr groß im Vergleich zu Filmen aus Yttrium-Eisengranat [[DEP⁺06](#); [BBD⁺99](#)].

Eine einfache Abschätzung der Reichweite ist analog zu der Vorgehensweise in

⁸ persönliche Korrespondenz mit Prof. Dr. Sergej Demokritov, Universität Münster

Abschnitt 4.3.2 (PSSW) möglich: Der DE-Wellenvektor ist aus der Anpassung von Gl. 1.13 an die experimentelle Dispersion $\nu_{de}^{\text{exp}}(\mu_0 H_{\text{ext}})$ auf dem kontinuierlichen Nickelfilm der strukturierten Probe mit $d = 140$ nm bekannt, die Frequenz ν_{de}^{exp} kann für ein bestimmtes Feld abgelesen werden und die Abklingzeit τ_α kann anhand der TRMOKE-Spektren bestimmt werden. Damit ergibt sich die Längenskala l_{prop} , auf der Propagation in der zu strukturierenden Probe stattfindet ($\mu_0 H_{\text{ext}} = 40$ mT):

$$l_{\text{prop}} = v_{de}^{\text{Ph}} \tau_\alpha = \frac{\omega_{de}^{\text{exp}}}{k_y} \tau_\alpha = \frac{2\pi \cdot 7,01 \text{ GHz}}{1,84 \times 10^6 \text{ m}^{-1}} 400 \text{ ps} \approx 10 \mu\text{m}.$$

Demzufolge ist l_{prop} so groß, dass ein Effekt mit den Abfragepulsen nachweisbar sein sollte.⁹ In **Abschnitt 3.4** der Auswertung zeigte sich allerdings keine Änderung der Fourierpektren auf den Strukturen mit $p = 3 \mu\text{m}$, die eindeutig auf eine Modulation des Spinwellenspektrums im untersuchten Wellenlängenbereich hinweist. Vielmehr unterdrücken die Strukturen mit $p = 3,5 \mu\text{m}$ nahezu vollständig die magnetischen Oszillationen.

Anhand der Hysteresemessungen in **Abb. 3.12** (Seite 44) kann für beide mikrostrukturierten Bereiche ausgeschlossen werden, dass sich aufgrund der Löcher Domänen im Film ausbilden. Die Annahme einer gleichmäßigen Magnetisierung parallel zum angelegten Feld bleibt somit gültig (Gl. 1.9). Allerdings scheinen die von den größeren Strukturen erzeugten Dipolfelder das effektive Feld zu dominieren und so jegliche Oszillation zu unterdrücken. Eine Interpretation als Lücke in der magnonischen Bandstruktur ginge daher zu weit und die vorgestellten Messungen können nur als erster Anhaltspunkt für kommende Experimente dienen.

In diesem Zusammenhang kann nicht abschließend geklärt werden, ob die Erhöhung von Periodizität p oder Lochdurchmesser D zur Unterdrückung der magnetischen Oszillationen führte. Jedoch wurde der Füllfaktor f , also der Quotient aus der Fläche der Löcher und der Gesamtfläche, um den Faktor drei erhöht, was im Wesentlichen aus der Verdoppelung von D resultiert. Deswegen ist eine dominante Rolle der Löcher im Nickelfilm wahrscheinlich.

⁹ Die Abfragepulse werden auf einen Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ fokussiert und die Periodizität der Strukturen beträgt $3 \mu\text{m}$ bzw. $3,5 \mu\text{m}$.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit werden optische Pump-Abfrage-Experimente an dünnen, kontinuierlichen Nickelfilmen durchgeführt. Mit einer Zeitauflösung in der Größenordnung einiger zehn Femtosekunden wird die Magnetisierungsdynamik abgebildet und verschiedene Oszillationsmoden identifiziert.

Im Theorieteil werden die Grundlagen geschaffen, um die Ergebnisse zu interpretieren, wozu sowohl Dipol- als auch Austauschwechselwirkung notwendig sind. Darin liegt die Besonderheit des untersuchten Systems: Während auf der Filmoberfläche langwellige, dipoldominierte Wellen propagieren, ist die Dicke des Films so klein, dass in vertikaler Richtung die Austauschwechselwirkung bestimmenden Charakter hat.

So wird ein experimenteller Bogen gespannt und die Entwicklung der magnetischen Moden mit der Schichtdicke kann untersucht werden ([Kapitel 3](#)). Hierfür ist eine geeignete Darstellung der Messdaten wichtig, die entsprechend gewählt wird. Als entscheidend stellt sich die (in dicken Schichten) stark asymmetrische Anregung heraus, die durch die begrenzte Penetration des Lichtfeldes in die metallische Schicht entsteht. Die resultierende, anisotrope Ausgangssituation nach Absorption des Pumpimpulses sorgt für einen nicht-linearen Energietransfer zwischen den magnetischen Moden, der zudem vom angelegten Magnetfeld abhängt. Beispielsweise kann homogene Präzession aller Spins in Phase auch in sehr dicken Schichten nachgewiesen werden, obwohl initial lediglich die Oberfläche angeregt wird.

Im Zuge der Diskussion der Ergebnisse in [Kapitel 4](#) wird ein Verständnis der beobachteten Zusammenhänge entwickelt und auf Grundlage der theoretischen Überlegungen aus [Kapitel 1](#) zeichnet sich ein einheitliches Bild ab. Der Einfluss unterschiedlicher experimenteller Parameter (z.B. Schichtdicke, Winkel des externen Feldes, Mikrostruktur der Probe) auf die magnetischen Spektren kann verstanden werden, wobei der Schwerpunkt auf dipolaren Oberflächenmoden liegt. Sie treten aufgrund der asymmetrischen Anregung dominant in den Spektren auf und zeigen eine bisher nicht beobachtete Kopplung an die uniforme Präzession. Dieser Effekt kann auf den ausgeprägten Nicht-Gleichgewichtszustand zu Beginn der Oszillati-

on (Auslenkung der Magnetisierung durch den Pumpimpuls) zurückgeführt werden, wobei der Relaxationskanal zwischen den Moden auch in sehr dicken Schichten nicht unterdrückt ist.

Aufbauend auf der theoretischen Behandlung wird die experimentelle Entwicklung vor allem der Dipolmoden im Lichte unterschiedlicher Parameter untersucht. Daraus ergibt sich ein schlüssiges Bild, das die Anregung sowohl dipolarer als auch austauschdominierter Moden erklärt und experimentell notwendige Abweichungen zur Theorie einschließt.

Die vorliegende Arbeit erweitert bisherige experimentelle Arbeiten auf dem Gebiet der Magnetisierungsdynamik dahingehend, dass femtosekundenspektroskopische, systematische Untersuchungen der Damon-Eshbach-Moden an kontinuierlichen Filmen unterschiedlicher Dicke durchgeführt werden. Letztlich induziert der Anregungsmechanismus Abweichungen zur Theorie, die sich auch in einer Diskrepanz zu Messungen unter Ausnutzung der Brillouin-Lichtstreuung widerspiegeln.

Erste Experimente, die auf dem propagierenden Charakter der DE-Moden aufbauen, können verstanden werden, lassen aber keine Schlüsse auf die Erzeugung magnonischer Kristalle zu. Ausführlichere und genauere, systematische Messungen versprechen hier jedoch interessante Perspektiven – vor allem eine Erweiterung des bestehenden Aufbaus um orts aufgelöste Messungen kann in diesem Zusammenhang in Erwägung gezogen werden. Insgesamt ist eine ausgedehnte systematische Untersuchung von Probensystemen unter Variation von Schichtdicke und Strukturierungsparametern in geeigneten Intervallen notwendig.

Literaturverzeichnis

- Aha02** A. Aharoni, *Introduction to the theory of ferromagnetism*, 2nd ed., Oxford science publications, 2002. Zitiert auf S. [6](#).
- AKP74** S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perelman, *Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses*, Zhurnal Eksperimental noi i Teoreticheskoi Fiziki **66** (1974), 776–781. Zitiert auf S. [22](#).
- AM73** N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*, ch. 4, pp. 63–83, Harcourt College Publishers, 1973. Zitiert auf S. [16](#).
- Bay03** C. Bayer, *Quantisierung und Lokalisierung von Spinwellen in mikrometerbreiten magnetischen Streifen*, Master’s thesis, Technische Universität Kaiserslautern, 2003. Zitiert auf S. [57](#).
- BBD+99** O. Büttner, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, B. A. Kalinikos, and A. N. Slavin, *Collisions of spin wave envelope solitons and self-focused spin wave packets in yttrium iron garnet films*, Physical Review Letters **82** (1999), no. 21, 4320–4323. Zitiert auf S. [59](#).
- Blu03** S. Blundell, *Magnetism in condensed matter*, Oxford University Press, 2003. Zitiert auf S. [48](#).
- BMDB96** E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel*, Physical Review Letters **76** (1996), no. 22, 4250–4253. Zitiert auf S. [2](#), [22](#).
- DDD+08** V. E. Demidov, O. Dzyapko, S. O. Demokritov, G. A. Melkov, and A. N. Slavin, *Observation of spontaneous coherence in bose-einstein condensate of magnons*, Physical Review Letters **100** (2008), no. 4, 047205–4. Zitiert auf S. [3](#).
- DE61** R. W. Damon and J. R. Eshbach, *Magnetostatic modes of a ferromagnet slab*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **19** (1961), 308–320. Zitiert auf S. [2](#), [3](#), [10](#), [14](#), [15](#), [16](#), [53](#).

- DEP⁺06** M. Djordjević, G. Eilers, A. Parge, M. Münzenberg, and J. S. Moodera, *Intrinsic and nonlocal gilbert damping parameter in all optical pump-probe experiments*, Journal of Applied Physics **99** (2006), 08F308–3. Zitiert auf S. [2](#), [59](#).
- DH02** S. Demokritov and B. Hillebrands, *Spinwaves in laterally confined magnetic structures*, Spin waves in confined magnetic structures I (B. Hillebrands and K. Ounadjela, eds.), Springer, 2002, pp. 65–92. Zitiert auf S. [56](#).
- Djo06** M. Djordjević, *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-waves and spin-current damping*, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2006. Zitiert auf S. [3](#), [8](#), [17](#), [25](#), [44](#).
- DLM⁺06** M. Djordjević, M. Lüttich, P. Moschkau, P. Guderian, T. Kampfrath, 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), no. 5, 1347–1358. Zitiert auf S. [27](#).
- DM07** M. Djordjević and M. Münzenberg, *Connecting the timescales in picosecond remagnetization experiments*, Physical Review B **75** (2007), no. 1, 012404. Zitiert auf S. [28](#), [52](#).
- DSA⁺04** S. O. Demokritov, A. A. Serga, A. André, V. E. Demidov, M. P. Kostylev, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Tunneling of dipolar spin waves through a region of inhomogeneous magnetic field*, Physical Review Letters **93** (2004), no. 4, 047201–4. Zitiert auf S. [2](#).
- DT94** S. Demokritov and E. Tsymbal, *Light scattering from spin waves in thin films and layered systems*, Journal of Physics: Condensed Matter **6** (1994), 7145–7188. Zitiert auf S. [57](#).
- ED60** J. R. Eshbach and R. W. Damon, *Surface magnetostatic modes and surface spin waves*, Physical Review **118** (1960), no. 5, 1208–1210. Zitiert auf S. [14](#), [53](#).
- Far98** M. Farle, *Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers*, Reports on Progress in Physics **61** (1998), no. 7, 755–826. Zitiert auf S. [8](#).
- Fer02** J. Ferré, *Dynamics of magnetization reversal*, Spin dynamics in confined magnetic structures I (B. Hillebrands and K. Ounadjela, eds.), Springer, 2002, pp. 127–160. Zitiert auf S. [9](#).

- FM84** R. L. Fork and O. E. Martinez, *Negative dispersion using pairs of prisms*, Optics Letters **9** (1984), no. 5, 150–152. Zitiert auf S. 18.
- Fre94** S. Freundt, *Interferometrische Kreuzkorrelation mit Titan-Saphir-Laserpulsan an GaAs*, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 1994. Zitiert auf S. 17.
- GM96** A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization oscillations and waves*, CRC Press, 1996. Zitiert auf S. 4, 5, 7.
- GMVG82** P. Grünberg, C. M. Mayr, W. Vach, and M. Grimsditch, *Determination of magnetic parameters by means of Brillouin scattering. Examples: Fe, Ni, Ni_{0.8}Fe_{0.2}*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **28** (1982), no. 3, 319–325. Zitiert auf S. 2, 54, 55, 56.
- GNZ⁺03** Y. Gulyaev, S. Nikitov, L. Zhivotovskii, A. Klimov, Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. Tsai, S. Vysotskii, and Y. Filimonov, *Ferromagnetic films with magnon bandgap periodic structures: Magnon crystals*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **77** (2003), no. 10, 567–570. Zitiert auf S. 16.
- Gre02** W. Greiner, *Klassische Elektrodynamik*, Verlag Harri Deutsch, 2002. Zitiert auf S. 25.
- Hec01** E. Hecht, *Optik*, vol. 3, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001. Zitiert auf S. 45.
- Hil93** B. Hillebrands, *Spinwellen in dünnen Schichten und Schichtsystemen*, Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen (R. Hölzle, ed.), Forschungszentrum Jülich GmbH, 1993. Zitiert auf S. 11, 34, 55, 58.
- 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. 2, 15.
- HMKB97** J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, and K. H. Bennemann, *Nonequilibrium magnetization dynamics of nickel*, Physical Review Letters **78** (1997), no. 25, 4861–4864. Zitiert auf S. 2.
- HO02** B. Hillebrands and K. Ounadjela (eds.), *Spin dynamics in confined magnetic structures I + II*, Springer, 2002. Zitiert auf S. 4.
- HWK04** R. Hertel, W. Wulfhekel, and J. Kirschner, *Domain-wall induced phase shifts in spin waves*, Physical Review Letters **93** (2004), no. 25, 257202. Zitiert auf S. 43.

- JDM⁺99** J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartelian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A. N. Slavin, *Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires*, Physical Review B **60** (1999), no. 22, 15194–15200. Zitiert auf S. 2.
- JJWM08** J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals*, 2nd ed., Princeton University Press, 2008. Zitiert auf S. 16.
- KP08** M. Krawczyk and H. Puzskarski, *Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals*, Physical Review B **77** (2008), no. 5, 054437–13. Zitiert auf S. 16.
- KUL⁺02** T. Kampfrath, R. G. Ulbrich, F. Leuenberger, M. Münzenberg, B. Sass, and W. Felsch, *Ultrafast magneto-optical response of iron thin films*, Physical Review B **65** (2002), no. 10, 104429–104435. Zitiert auf S. 27.
- KvKKdJ00** B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge, *Femtosecond spin dynamics of epitaxial Cu(111)/Ni/Cu wedges*, Journal of Applied Physics **87** (2000), no. 9, 5070–5072. Zitiert auf S. 2.
- LK03** W. Lauterborn and T. Kurz, *Coherent optics*, ch. 11, pp. 209–220, Springer, 2003. Zitiert auf S. 17.
- Lüt04** M. Lüttich, *Wiederaufbau eines Titan-Saphir-Lasers und magnetische Simulation*, Master’s thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2004. Zitiert auf S. 17, 18.
- Mel87** J. Melngailis, *Focused ion beam technology and applications*, Journal of Vacuum Science and Technology B **5** (1987), no. 2, 469–495. Zitiert auf S. 21.
- Mül07** G. M. Müller, *Laser-induzierte Magnetisierungsdynamik in Halbleitern und ferromagnetischen Nanostrukturen*, Master’s thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2007. Zitiert auf S. 3, 17, 25.
- MWWB00** A. Michels, J. Weissmüller, A. Wiedenmann, and J. G. Barker, *Exchange-stiffness constant in cold-worked and nanocrystalline Ni measured by elastic small-angle neutron scattering*, Journal of Applied Physics **87** (2000), no. 9, 5953–5955. Zitiert auf S. 48.
- Nos61** H. Nosé, *Exchange integral in Ni and its alloy film from spin wave resonance*, Journal of the Physical Society of Japan **16** (1961), no. 12, 2475–2481. Zitiert auf S. 48, 49.

- O'H00** R. C. O'Handley, *Modern magnetic materials*, John Wiley & Sons, Inc, 2000. Zitiert auf S. [6](#), [20](#), [43](#), [48](#).
- 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. [50](#).
- SSL⁺08** T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Realization of spin-wave logic gates*, Applied Physics Letters **92** (2008), no. 2, 022505–3. Zitiert auf S. [3](#).
- ST58** M. H. Seavey and P. E. Tannenwald, *Direct observation of spin-wave resonance*, Physical Review Letters **1** (1958), no. 5, 168–169. Zitiert auf S. [2](#), [34](#).
- VDDRP96** J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, and H. Puzkarski, *Magnon band structure of periodic composites*, Physical Review B **54** (1996), no. 2, 1043–1049. Zitiert auf S. [16](#).
- vK03** M. van Kampen, *Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic metals*, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2003. Zitiert auf S. [22](#).
- vKJK⁺02** M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge, and B. Koopmans, *All-optical probe of coherent spin waves*, Physical Review Letters **88** (2002), no. 22, 227201–4. Zitiert auf S. [52](#), [55](#), [56](#).
- Vol99** R. Vollmer, *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, Magnetische Schichtsysteme (R. Hölzle, ed.), Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999. Zitiert auf S. [25](#).
- Wal07** J. Walowski, *Non-local/local gilbert damping in nickel and permalloy thin films*, Master's thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2007. Zitiert auf S. [3](#), [17](#), [25](#).
- WMMS99** J. Weissmüller, 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 of the National Institute of Standards and Technology **104** (1999), no. 3, 261–275. Zitiert auf S. [9](#).
- WS90** K.F. Wall and A. Sanchez, *Titanium sapphire lasers*, The Lincoln Laboratory Journal **3** (1990), no. 3, 447–462. Zitiert auf S. [17](#).

- ZGY01** Fusheng Zhang, Zhongxing Geng, and Wei Yuan, *The algorithm of interpolating windowed FFT for harmonic analysis of electric power system*, IEEE Transactions on Power Delivery **16** (2001), no. 2, 160–164. Zitiert auf S. [40](#).

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all denen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Das betrifft vor allem und besonders Herrn **Prof. Dr. Markus Münzenberg**, der mir die Arbeit auf diesem interessanten Gebiet der Physik ermöglicht hat und dessen fortwährende Unterstützung und entgegengebrachtes Vertrauen von unschätzbarem Wert für mich waren.

Bei Herrn **Prof. Dr. Wolfgang Felsch** möchte ich mich für die Übernahme des Korreferats bedanken sowie bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Münzenberg für die angenehme Arbeitsatmosphäre. In besonderer Weise ist das Frau **Dr. Marija Djordjević**, die mich experimentell eingearbeitet hat und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Für die Präparation der Proben und die viele Zeit, die er darin investiert hat, danke ich Herrn *Gerrit Eilers*, sowie Herrn *Jakob Walowski* für die viele Justagearbeit im Femtosekundenlabor. Den anderen Diplomanden der Arbeitsgruppe, *Malte Scherff*, *Marvin Walter* und *Kai Ubben*, möchte ich für den Spaß an der täglichen Arbeit danken.

Die BLS-Experimente wurden von *Dr. Vladislav Demidov* an der Universität Münster durchgeführt, die Zusammenarbeit mit ihm und *Prof. Dr. Sergej Demokritov* war sehr aufschlussreich.

Die Korrektur der fast fertigen Arbeit übernahmen – in alphabetischer Reihenfolge – *Björn Hoffmann*, mein Bruder *Florian Lenk*, *Jakob Walowski* und *Marvin Walter*, denen ich an dieser Stelle für die zusätzlichen Anregungen und die Fehlersuche danken möchte.

Für mein Leben abseits der Physik und die fortwährende Unterstützung gebührt meiner Freundin *Denise Grunemann* mein herzlichster Dank, sowie meiner *Mutter*, die mir ein großes Vorbild ist und mich immer ermutigt hat, meinen Weg zu gehen.