



Westsächsische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences



Westsächsische Hochschule Zwickau

Fakultät Physikalische Technik/Informatik

Nichtlineare Spinwellen unter zeitlich veränderlichen Anregungsbedingungen

Masterarbeit

Eingereicht von

B. Eng. Tobias Hula

Im Studiengang Nanotechnologie

Eingereicht am

28. September 2018

Betreut durch:

Dr. Helmut Schultheiß

Prof. Wieland Zahn

Inhaltsverzeichnis

Autorenreferat	IV
Abstract	V
Danksagung	VI
Abbildungsverzeichnis	VIII
Tabellenverzeichnis	X
Verwendete Abkürzungen	XI
1 Motivation und Zielstellung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Magnetische Anisotropie	3
2.1.1 Das Austauschfeld	3
2.1.2 Das Entmagnetisierungsfeld	5
2.1.3 Magnetische Vortex-Strukturen	6
2.2 Magnetisierungsdynamik	8
2.2.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	8
2.2.2 Spinwellen	9
2.2.3 Quantisierung von Spinwellen	11
2.3 Magnonen in Vortex-Strukturen	12
2.3.1 Radiale und azimuthale Komponenten	12
2.3.2 Quantisierung	13
2.3.3 Anregung durch homogene Pumpfelder	14
2.4 Nichtlineare Prozesse	16
2.4.1 3-Magnonen-Streuung	16
2.4.2 4-Magnonen-Streuung	17
3 Experimentelle Methodik	18
3.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie	18
3.1.1 Inelastische Streuung und Detektion	18
3.1.2 BLS-Mikroskopie	19
3.1.3 Zeitauflösung	21
3.2 Probenbeschaffenheit	23

3.3	Verwendetes Mikrowellenequipment	24
3.3.1	Antennen-Strukturen	24
3.3.2	Mikrowellenbrücke	24
3.3.3	Felder am Ort der Probe	26
4	Ergebnisse und Diskussion	29
4.1	Nichtlineare Prozesse in magnetischen Vortex-Strukturen	30
4.1.1	Auswahlregeln für 3-Magnonen-Prozesse	32
4.1.2	Übergang zur 4-Magnonen-Streuung	34
4.1.3	Nichtlineare Prozesse bei gepulster Anregung	37
4.2	Zeitverhalten von 3-Magnonen-Prozessen	39
4.2.1	Einschwingverhalten	39
4.3	Empirische Ratengleichungen	42
4.3.1	Modulation der Pumpleistung	48
4.4	Zeitverhalten im Bereich der 4-Magnonen-Streuung	53
4.4.1	Übergang von 3- zu 4-Magnonen-Prozessen	53
4.4.2	Zusätzliche harmonische Frequenzkomponenten	56
5	Zusammenfassung und Ausblick	61
	Literaturverzeichnis	64
	Eigenständigkeitserklärung	67

Autorenreferat

Im Rahmen dieser Abschlussarbeit wurden nichtlineare Spinwellen-Prozesse in magnetischen Vortex-Strukturen aus einer Ni₈₁Fe₁₉-Legierung untersucht. Die radialen Randbedingungen und die Rotationssymmetrie eines kreisförmigen Vortex bedingen eine Quantisierung azimuthaler und radialer Spinwellen in diesem System. Typische Frequenzen dieser Eigenzustände liegen im Gigahertz-Bereich und können durch Mikrowellenfelder angeregt werden.

In dieser Arbeit wurden verschiedene nichtlineare Magnonen-Wechselwirkungen bei hinreichend hohen Pumpleistungen mittels mikrofokussierter Brillouin-Lichtstreuung identifiziert. Auswahlregeln für die Aufspaltung der direkt angeregten, fundamentalen Mode in zwei diskrete Zustände mit niedrigerer Energie wurden anhand der gemessenen BLS-Spektren und räumlichen Modenprofile formuliert.

Die zeitliche Entwicklung der Besetzung dieser zusätzlichen Zustände, welche nur durch 3-Magnonen-Streuung erklärbar ist, wurde mithilfe zeitaufgelöster μ BLS untersucht. Bei großen Amplituden des externen Anregungsfeldes sättigen die Anstiegszeiten der zusätzlich populierte Zustände. Ein Modell aus gekoppelten Differentialgleichungen basierend auf dem Formalismus der analytischen Theorie wurde vorgestellt, um die experimentellen Daten zu beschreiben. Die Population der linear angeregten Mode und der durch 3-Magnonen-Prozesse angeregten Moden konnten damit hinreichend beschrieben werden. Das Modell und die experimentellen Daten weichen ab dem Einsetzen von Streuprozessen höherer Ordnung voneinander ab.

Der Übergang zur 4-Magnonen-Streuung wurde in weiteren Messungen untersucht und zeigt Kaskaden der verschiedenen Streuprozesse auf Zeitskalen einiger Nanosekunden. Im untersuchten Probensystem bedingt die 4-Magnonen-Streuung die zusätzliche Population von Zuständen mit der $1/2$ - und $3/2$ -fachen Anregungsfrequenz. Mögliche Ursachen für diese Beobachtungen werden diskutiert, können jedoch aufgrund ihres zeitgleichen Auftretens nicht experimentell bestätigt werden.

Abstract

Within the scope of this thesis, nonlinear spin wave phenomena in magnetic vortex structures of Ni₈₁Fe₁₉ are studied. The radial boundary conditions and the rotational symmetry of a circular vortex cause a quantization of azimuthal and radial spin waves in the system. Typical frequencies of these eigen-states are in the gigahertz regime and can be driven by microwave fields.

In this thesis, different nonlinear magnon-interactions at sufficiently high pumping powers are identified using micro-focused Brillouin light scattering. Selection rules for the splitting of the directly excited fundamental mode into two discrete modes with lower energy are derived from the measured BLS spectra and spatial mode profiles.

The temporal evolution of the population of these additional modes, which can only be caused by three magnon scattering, are studied using time resolved μ BLS. For large amplitudes of the external pumping field, the growth rates of nonlinearly excited states saturate. A model of coupled differential equations is introduced based on the formalism of the analytic theory and is used to describe the experimental results. It is demonstrated that the temporal evolution of both the linear modes and the modes populated by three magnon processes are accurately predicted by the model. The model and experimental observations deviate only in the regime of higher order scattering processes.

The transition to four magnon scattering is investigated in further measurements and shows cascades of different mechanisms in a range of a few nanoseconds. In the system under investigation, four magnon interactions lead to additional population of states with $1/2$ and $3/2$ of the pumping frequency. Possible mechanisms for these observations are discussed but cannot be confirmed due to their superposition in the experiments.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Dr. Helmut Schultheiß vom HZDR für die Möglichkeit, meine Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen, für das entgegengebrachte Vertrauen und für eine transparente und stets produktive Kommunikation miteinander.

Ebenfalls möchte ich mich ausdrücklich bei Prof. Wieland Zahn von der Westsächsischen Hochschule Zwickau für die Betreuung dieser Masterarbeit und auch für die Betreuung vorangegangener Abschluss- und Projektarbeiten bedanken.

Weiterhin danke ich Dr. Katrin Schultheiß für die fachlichen Diskussionen, die Probencharakterisierung, die leider vergebliche Planung meiner Dienstreisen und das gute Arbeitsklima. Die Schüssel bewahre ich übrigens nach wie vor sicher auf und werde irgendwann daran denken, sie zurück zu geben.

Lukas Körber danke ich für die gemeinsamen fachlichen Diskussionen, sein nahezu allumfassendes Wissen über die Programmiersprache Python und die angenehme Büroatmosphäre.

Für die Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Probe danke ich Kai Wagner und Franziska Wehrmann.

Dr. Lothar Bischoff danke ich für die Durchführung der AFM-Untersuchungen.

Ich danke Toni Hache, Nana Nishida, Mauricio Bejarano und Tillmann Weinhold für jegliche Form der Unterstützung bezüglich dieses Projektes, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und natürlich für die belebenden Mittagspausen.

Weiterer Dank gilt Dr. Ciarán Fowley für sein Wissen über Kommasetzung in der englischen Sprache.

Besonderer Dank gilt meinem Korrektur-Kompetenz-Team aus der Sebnitzer Straße: Nina, Florian und Stefanie. Ohne euch wäre diese Arbeit nicht annähernd so gut lesbar und würde eine beachtliche Menge, an Kommas, vermissen.

Für die Aufrechterhaltung meiner grundlegenden Vitalfunktionen, besonders gegen Ende dieser Arbeit und für die permanente Unterstützung, danke ich meiner Freundin Nina.

Ich danke meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben und mich zu jeder Zeit dabei unterstützten.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von Streufeldern einer ferromagnetischen Probe.	6
2.2	Magnetisierungskomponenten M_x , M_y und M_z einer Vortex-Textur	7
2.3	Schematische Darstellung der möglichen Vortex-Konfigurationen .	8
2.4	Veranschaulichung der Zusammenhänge der Landau-Lifshitz- und Gilbert-Gleichung	9
2.5	Exemplarische Dispersionsrelationen für Spinwellen mit $\vec{k} \parallel \vec{M}$ und $\vec{k} \perp \vec{M}$	11
2.6	Radiale und azimutale Komponenten des Wellenvektors in einem Vortex	12
2.7	Darstellung verschiedener Modenprofile in einem magnetischen Vortex	13
2.8	Kopplung verschiedener Moden eines Vortex an ein homogenes Pumpfeld h_z	15
3.1	Schema der Streugeometrie bei <i>konventioneller</i> BLS-Spektroskopie.	20
3.2	Schematische Darstellung der BLS-Mikroskopie	21
3.3	Schematische Übersicht der durchgeführten zeitaufgelösten BLS-Messungen in dieser Arbeit.	22
3.4	Geometrie und Höhenprofil der untersuchten Probe	23
3.5	Schematische Darstellung der RF-Kontakte der untersuchten Proben	24
3.6	Schema der Mikrowellenbrücke für die Messungen mit einer RF-Signalquelle.	25
3.7	Schema der Mikrowellenbrücke für die Messungen mit zwei RF-Quellen.	26
4.1	BLS-Spektren für Vortices mit unterschiedlichem Durchmesser . .	31
4.2	RF-Anregungsspektren für verschiedene Radien	32
4.3	Gemessene Aufspaltung für verschiedene Durchmesser	32
4.4	Gemessene Modenprofile einer 5 μm Disk bei einer Anregungsfrequenz von 6,1 GHz	33

4.5	Zeitlich integrierte BLS-Spektren für eine RF-Frequenz von 5,675 GHz und verschiedene Leistungen.	35
4.6	RF-Anregungsspektren für 20 und 23 dBm	35
4.7	BLS-Spektren für 5,7 und 6,1 GHz bei jeweils 17 und 23 dBm . . .	36
4.8	Schematische Darstellung der linearen und nichtlinearen Prozesse als Funktion von Leistung, Frequenz und Zeit	37
4.9	Vergleich von BLS-Spektren bei CW- und gepulster Anregung . . .	39
4.10	TR-BLS-Spektren bei 6,1 GHz für steigende Leistungen	40
4.11	Auswertung der Anstiegszeiten zusätzlich populierter Moden als Funktion der Pumpleistung	41
4.12	Experimentell ermittelte Zeitprofile der fundamentalen Mode bei gepulster Anregung zur Anpassung der Modellparameter	44
4.13	Zeitprofile der fundamentalen Mode und der zusätzlich generierten Sekundärmoden	45
4.14	Zeitprofile der beobachteten Moden und die Resultate des korrigierten Modells	46
4.15	Resultate einer TR-BLS-Messung mit moduliertem Pumpsignal . .	49
4.16	Numerische Modellierung des modulierten Pumpfeldes	51
4.17	Zeitprofile der Messung mit moduliertem Pumpsignal im Vergleich mit dem vorgestellten Modell	52
4.18	TR-BLS-Spektren bei 5,675 GHz und steigender Pumpleistung . .	54
4.19	TR-BLS-Spektren für die sprunghafte Verdopplung der Pumpleistung	55
4.20	TR-BLS-Messungen bei 5,625 GHz und verschiedenen Leistungen	57
4.21	TR-BLS-Spektren mit einer Anregungsfrequenz von 5,6 GHz bei 20 bzw. 23 dBm	58
4.22	Auswertung der Anstiegszeit des Frequenzbereiches um die halbe Pumpfrequenz	59

Tabellenverzeichnis

3.1	In dieser Arbeit verwendete Materialparameter für Permalloy gemäß [1].	23
4.1	Verwendete Parameter zur Modellierung der zusätzlichen steigenden und fallenden Flanke.	50

Verwendete Abkürzungen

μ BLS	Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie
AC	Wechselstrom (<i>alternating current</i>)
AFM	Rasterkraftmikroskopie (<i>atomic force microscopy</i>)
BLS	Brillouin-Lichtstreuung
CW	Kontinuierlich (<i>continuous wave</i>)
DC	Gleichstrom (<i>direct current</i>)
FMR	Ferromagnetische Resonanz
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
Py	Permalloy
RF	Mikrowellen (<i>radio frequency</i>)
TOF	Flugzeit (<i>time of flight</i>)
TR-BLS	Zeitaufgelöste Brillouin-Lichtstreuung

1 Motivation und Zielstellung

In den letzten 50 Jahren folgte die Entwicklung der für die Informationstechnologie relevanten Bauteile auf Transistorbasis dem Gesetz von *Moore* [12]. Die Integrationsdichte wurde durch Optimierung von Prozessen, Materialien und vielen weiteren Parametern etwa alle zwei Jahre verdoppelt und schaffte damit die Grundlage für rasante Entwicklungen in der Informationsverarbeitung [20]. Innerhalb der letzten 10 Jahre weicht die Entwicklung jedoch zunehmend von diesem Trend ab. Physikalische Effekte, wie parasitäre Hitzeentwicklung und Elektromigration, limitieren sowohl die Skalierung als auch die Taktfrequenzen hochintegrierter Chips. Die Architektur datenverarbeitender Systeme basiert dabei auch heute noch auf dem grundlegenden Prinzip von *John von Neumann* aus dem Jahr 1945 [13].

Die Schwerpunkte der Forschung an neuen Systemen zur Informationsverarbeitung liegen daher zum einen bei der Integration alternativer Informationsträger, wie beispielsweise Licht, Spinströme oder Spinwellen, um die physikalischen Grenzen des Elektronentransports zu überwinden. Zum anderen sollen neuartige Systemarchitekturen die Datenverarbeitung hinsichtlich ihres Leistungsbedarfes deutlich optimieren. Beispiele dafür werden häufig in der Natur gefunden und sind oftmals Forschungsschwerpunkte im Bereich der Biotechnologie. Betrachtet man durch Synapsen verbundene Nervenzellen als ein informationsverarbeitendes System, so arbeitet dieses nicht nur deutlich effizienter als aktuelle Computer, sondern verfügt auch über eine deutlich größere Fehlertoleranz. Der Ausfall eines einzigen Transistors auf einem Mikrochip hingegen, kann bereits das gesamte Element unbrauchbar machen.

Die Implementierung der Funktionsweisen biologischer Signalverarbeitung in technisch nutzbare Systeme wird als *Neuromorphic Computing* bezeichnet. Ein Teil dieser Disziplin ist die Realisierung des sogenannten *Liquid Computing*. Dabei soll die Eigenschaft von Nervenzellen, welche das Aussenden von Aktionspotentialen in das neuronale Netzwerk erst oberhalb einer kritischen Schwelle des Eingangssignals ermöglicht, technisch modelliert werden. Hierbei eignen sich besonders nichtlineare Prozesse, die typischerweise Schwellenprozesse sind. Dies ermöglicht, vereinfacht ausgedrückt, die Selektion relevanter

Eingangssignale, welche zur Informationsverarbeitung beitragen sollen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, nichtlineare Spinwellen-Prozesse in magnetischen Vortex-Texturen zu identifizieren und charakterisieren. Für einige dieser Prozesse sollen Auswahlregeln zur Beschreibung der experimentell beobachteten Übergänge formuliert werden.

Ein weiterer Schwerpunkt liegt auf der Untersuchung des zeitlichen Verhaltens von Spinwellen-Moden, welche über nichtlineare Streuprozesse populierte werden. Dazu wird im Rahmen dieser Arbeit zeitaufgelöste Brillouin-Lichtstreuungsmikroskopie eingesetzt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Magnetische Anisotropie

Mithilfe des Begriffs der Anisotropie wird für verschiedene physikalische Eigenschaften eine Richtungsabhängigkeit innerhalb eines Bezugssystems formuliert. Prominente Beispiele sind optisch anisotrope Medien, in denen die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Strahlung entlang der verschiedenen Kristallachsen variiert.

Auch die Magnetisierung als vektorielle Größe unterliegt solchen Richtungsabhängigkeiten. Diese sind bestimmt durch zwei wesentliche Einflüsse: die Kristallanisotropie des Materials und die Geometrie. Erstere basiert auf der jeweiligen Kristallstruktur, wodurch auch die Lage der Elektronenorbitale zueinander bestimmt wird. Es kommt somit zur Ausbildung von Vorzugsrichtungen der Magnetisierung. Diese Art der Anisotropie hat häufig einen deutlich größeren energetischen Einfluss als die Geometrie einer magnetischen Struktur.

Die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen aus polykristallinem Permalloy bestanden, kann die Kristallanisotropie vernachlässigt werden. Vielmehr soll im Folgenden die magnetische Textur der im Fortgang untersuchten Proben beschrieben werden, welche ausschließlich auf der Formanisotropie beruht. Dazu sollen zunächst die zwei relevanten energetischen Beiträge der Austauschwechselwirkung und des Entmagnetisierungsfeldes diskutiert werden.

2.1.1 Das Austauschfeld

Die Austauschwechselwirkung ist die mikroskopische Ursache des Ferromagnetismus und damit ein makroskopisch wahrnehmbares, quantenmechanisches Phänomen. Gemäß des *Pauli*-Prinzips hängt die elektrostatische Energie eines Systems aus zwei Spins von ihrer Orientierung ab. Die Energiedifferenz zwischen dem parallelen und antiparallelen Zustand beschreibt dabei das sogenannte *Austauschintegral* J . Der *Hamilton-Operator* nach *Heisenberg* kann für benachbarte

Spins S_i und S_j in einem System aus n Elektronen wie folgt ausgedrückt werden [4]:

$$\mathcal{H}_{ex} = -2 \sum_{i \neq j}^n J_{ij} S_i S_j \quad (2.1)$$

Das Austauschintegral J_{ij} wird dabei durch den Überlapp der einzelnen Wellenfunktionen Ψ_i und Ψ_j bestimmt. Innerhalb kurzer Reichweiten dominiert dieser Beitrag die Gesamtheit der Wechselwirkungen. Diese sogenannte *Austauschlänge* bzw. *-reichweite* l_{ex} kann beschrieben werden durch [1]:

$$l_{ex} = \frac{\sqrt{A}}{M_S} \quad (2.2)$$

Hier wird A als Austauschkonstante bezeichnet, deren explizite Form von Kristall- und Bandstruktur bestimmt wird. Die Sättigungsmagnetisierung M_S ist ebenfalls materialspezifisch.

Für die Betrachtung des Spins als klassischen Drehimpuls kann dessen zugehöriges magnetisches Moment formuliert werden als:

$$\mu = -g\mu_B S \quad (2.3)$$

In diesem Fall beschreibt g den *Landé-Faktor* eines Elektrons und μ_B das *Bohrsche Magneton*. Die Austauschenergie kann als zusätzlicher Beitrag zum effektiven Feld H_{eff} verstanden werden, welches am Ort des Spins S_i wirkt. Die aus der Austauschwechselwirkung resultierende Energie U_i kann mittels Summierung über die Anzahl nn der nächsten Nachbarn S_j ermittelt werden und lautet gemäß Gleichung (2.1):

$$U_i = -2S_i \sum_j^{nn} J_{ij} S_j \quad (2.4)$$

An dieser Stelle wird davon ausgegangen, dass die Kopplung J_{ij} für alle benachbarten Spins identisch ist. Unter Berücksichtigung von (2.3) kann (2.4) formuliert werden als:

$$U_i = E_{Z,ex} = \frac{2\mu_i}{g\mu_B} \sum_j^{nn} J_{ij} S_j \quad (2.5)$$

Die Energie U_i kann schließlich als *Zeeman-Energie* (gemäß $E_Z = -\mu H$) des magnetischen Momentes μ_i im Austauschfeld H_{ex} betrachtet werden. Unter Berücksichtigung der diskutierten Zusammenhänge kann das Austauschfeld formuliert werden als:

$$H_{ex} = \frac{-2}{g\mu_B} \sum_j^{nn} J_{ij} S_j \quad (2.6)$$

2.1.2 Das Entmagnetisierungsfeld

Für die Beschreibung des Einflusses der Geometrie von Mikro- und Nanostrukturen auf die Ausrichtung der statischen Magnetisierung wird ein Ferromagnet als Ansammlung magnetischer Dipole betrachtet.

Haben diese senkrechte Komponenten zu Grenzflächen der geometrischen Struktur, so entstehen sogenannte *magnetische Oberflächenladungen*. Diese resultieren aus der Diskontinuität der Struktur, wodurch oberflächennahe Dipole 'ungepaart' sind und magnetostatische Streufelder bedingen. Der Begriff der *Oberflächenladung* ist lediglich sinnbildlich zu verstehen, da es kein magnetisches Äquivalent zu elektrischen Ladungen gibt (es gilt: $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$). Aufgrund dieser Quellenfreiheit sind auch die Feldlinien von Streufeldern außerhalb magnetischer Strukturen geschlossen. Das daraus resultierende Magnetfeld ist antiparallel zur Magnetisierung und wird deshalb auch als *Entmagnetisierungsfeld* H_d bezeichnet. Aufgrund des entgegengesetzten Vorzeichens reduziert es das effektive Feld H_{eff} , welches am Ort einer magnetischen Struktur wirkt, gemäß des Superpositionsprinzips.

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d \quad (2.7)$$

Dieses Feld wird typischerweise als Funktion der Magnetisierung M angegeben. Die Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes ist für Ellipsoide exakt möglich und kann bei homogen magnetisierten Proben analytisch durchgeführt werden.

$$H_d = -N_d \cdot M \quad (2.8)$$

Dem Entmagnetisierungsfeld kann ein Beitrag zur *Zeeman*-Energie des Systems zugeordnet werden.

$$E_{Z,d} = -\mu_0 \int_V M \cdot H_d dV \quad (2.9)$$

Die Entstehung von Domänen in Ferromagneten kann durch Streufelder anschaulich erklärt werden und ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Durch die Ausbildung benachbarter, entgegengesetzt orientierter Domänen (rechts), können Streufelder besser kompensiert werden als in homogen magnetisierten Strukturen (links). Dies steht in unmittelbarer Konkurrenz zur Austauschwechselwirkung und wird im folgenden Abschnitt für magnetische Kreisscheiben eingehender beschrieben.

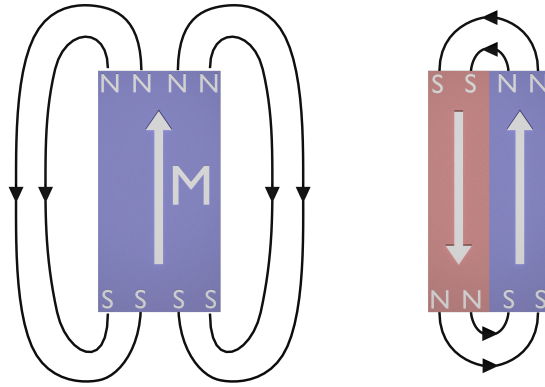


Abbildung 2.1: Links: Streufelder, die durch *magnetische Oberflächenladungen* (hier durch 'N' und 'S' gekennzeichnet) hervorgerufen werden, bilden eine dem internen Feld entgegengesetzte Feldkomponente. Rechts: Durch Zerfall in Domänen können Streufelder kompensiert werden.

2.1.3 Magnetische Vortex-Strukturen

Ein *Vortex* oder auch *magnetischer Wirbel* beschreibt eine magnetische Textur, bei welcher der magnetische Fluss nahezu vollständig geschlossen ist. In Anlehnung an die in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Kreisscheiben, orientieren sich die folgenden Erläuterungen an eben jener Geometrie. Prinzipiell können Vortices aber auch in quadratischen Geometrien oder in komplexeren Domänenwänden beobachtet werden.

In Mikro- und Nanostrukturen mit isotropen Materialeigenschaften basiert der magnetische Grundzustand auf der Konkurrenz zwischen dem kurzreichweitigen Austauschfeld und langreichweitigen dipolaren Streufeldern. Ist die Strukturgröße im Bereich der Austauschlänge (für das im Fortgang untersuchte Permalloy beträgt diese einige Nanometer), führt dies zu einer nahezu homogenen Magnetisierung über das Probenvolumen und damit zu einem Eindomänenzustand. Für größer werdende Strukturen spielen Streufelder zunehmend eine Rolle. Ab einer kritischen Probengröße kommt es zur Umentorierung der Magnetisierung. Dadurch können Streufelder unter der Inkaufnahme von Austauschenergie kompensiert werden. Für eine Kreisscheibe kann dies durch einen Vortex-Zustand erreicht werden. In dieser Textur orientiert sich die Magnetisierung entlang konzentrischer Kreise, also tangential zu den Grenzflächen der Probe, wodurch an den Strukturkanten keine Streufelder mehr erzeugt werden. Die resultierende Orientierung wird als *Chiralität* bezeichnet und kann die Werte $C = \pm 1$ annehmen. Beide Zustände sind dabei energetisch gleichwertig.

Diese Konfiguration würde erfordern, dass in einem nanoskopischen Bereich im Mittelpunkt der Kreisscheibe benachbarte Spins antiparallel orientiert sind. Um

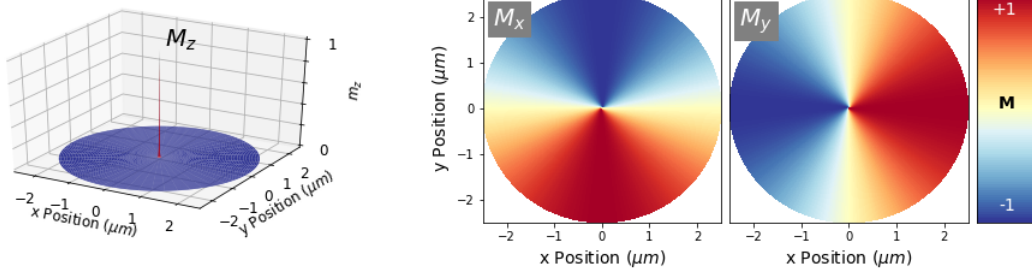


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Magnetisierungscomponenten M_x , M_y und M_z für einen kreisförmigen Vortex mit dem Durchmesser $5 \mu\text{m}$.

eine resultierende, stark erhöhte Austauschenergie zu vermeiden, orientiert sich die Magnetisierung im Kernbereich senkrecht zur Ebene. Die Orientierung des Kernbereiches wird als *Polarität* p bezeichnet und kann die Werte $+1$ und -1 annehmen. Beide Fälle sind auch hier energetisch gleichwertig.

Die drei räumlichen Componenten der Magnetisierung $\vec{M} = (M_x, M_y, M_z)$ können über die Gleichungen 2.10 in Abhängigkeit der Ortskoordinaten x und y und des Radius r beschrieben werden [9].

$$M_x = \frac{-y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \sqrt{1 - e^{-2r/l_{ex}}}$$

$$M_y = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \sqrt{1 - e^{-2r/l_{ex}}} \quad (2.10)$$

$$M_z = e^{\frac{-r}{l_{ex}}}$$

Die Austauschlänge l_{ex} kann für polykristallines Permalloy mit $5,7 \text{ nm}$ angegeben werden [9]. Abbildung 2.2 zeigt die berechneten Componenten der Magnetisierung für eine Kreisschreibe mit einem Durchmesser von $5 \mu\text{m}$.

Aus den jeweils zwei möglichen Chiralitäten und Polaritäten resultieren vier energetisch gleichwertige Konfigurationen eines magnetischen Wirbels. Diese sind in Abbildung 2.3 zusammengefasst.

Vortices sind remanente Zustände der Magnetisierung und damit auch ohne externe Magnetfelder stabil. Die verschiedenen Einstellmöglichkeiten von Vortices machen diese auch interessant für Anwendungen als Speicherbausteine [24]. Hier kann die Möglichkeit genutzt werden, die Chiralität und/oder die Polarität durch Magnetfelder, Spinwellen oder Photonen gezielt zu manipulieren.

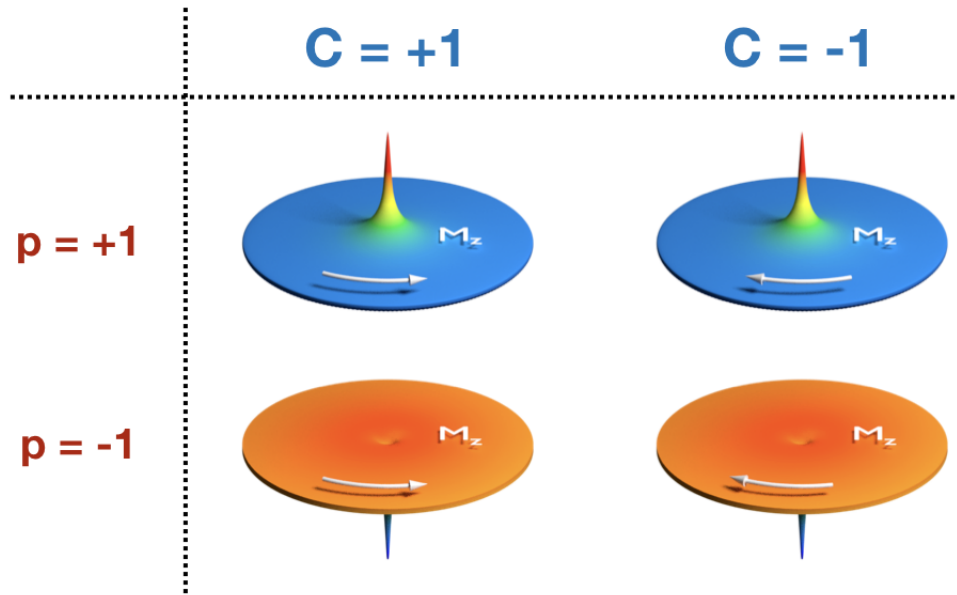


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der vier möglichen Konfigurationen eines magnetischen Vortex aus $C = \pm 1$ und $p = \pm 1$.

2.2 Magnetisierungsdynamik

2.2.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld wurde im Jahr 1935 von *Landau* und *Lifshitz* erstmalig vorgestellt [11]. Diese beschreibt die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung $d\vec{M}/dt$ in Abhängigkeit des durch ein effektives Feld $\vec{H}_{eff}$ wirkenden Drehmomentes.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) \quad (2.11)$$

Die Konstante γ beschreibt dabei das gyromagnetische Verhältnis, also den Zusammenhang zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment. Das effektive Feld H_{eff} summiert eine Vielzahl statischer und dynamischer Komponenten, welche an der Magnetisierung angreifen können und ist somit auch zeitabhängig.

$$H_{eff}(t) = H_{ext} + h(t) + H_d + H_{ex} + \dots \quad (2.12)$$

Die Beiträge H_{ext} und $h(t)$ beschreiben in diesem Zusammenhang externe statische und dynamische Felder. H_d resultiert aus Gleichung (2.8) und berücksichtigt das Entmagnetisierungsfeld.

Das Austauschfeld H_{ex} resultiert aus der Austauschkopplung magnetischer Momente und wurde in Abschnitt 2.1.1 diskutiert. An dieser Stelle soll jedoch eine

alternative Formulierung verwendet werden, welche gemäß [21] die Verkipfung benachbarter Momente berücksichtigt.

$$H_{ex} = \frac{2A}{M_S^2} \nabla^2 M \quad (2.13)$$

Die oben genannte Bewegungsgleichung (2.11) ist dahingehend unvollständig, dass sie keine Dämpfungsmechanismen beschreibt. Die Magnetisierung würde demzufolge bei einmaliger Auslenkung bezüglich der Ruhelage fortwährend präzedieren. Gleichung 2.11 wurde folglich 1955 durch *Gilbert* um einen Term erweitert, welcher gemäß eines dimensionslosen Skalierungsfaktors α ein zurückstellendes Drehmoment beschreibt. In Gesamtheit ergibt sich die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung*:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(M \times \frac{dM}{dt} \right) \quad (2.14)$$

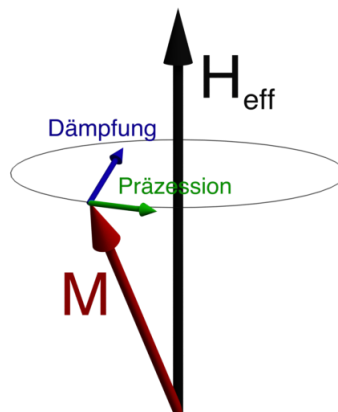


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Abhängigkeiten gemäß der *Landau-Lifshitz- und Gilbert-Gleichung*.

2.2.2 Spinwellen

Unter dem Begriff *Spinwellen* versteht man die fundamentalen Anregungen der Magnetisierung. Diese resultieren aus einer Auslenkung magnetischer Momente bezüglich der Ruhelage. Die Propagation dieser Spinwellen beschreibt die Phasenmodulation der Präzessionsbewegung magnetischer Momente als Funktion des Ortes. Ist die damit verknüpfte Wellenlänge sehr groß, kann die Austauschkopplung bei der Betrachtung der Spinwellenenergie in erster Näherung vernachlässigt werden, da benachbarte Spins nur geringfügig gegeneinander verkippt

sind. In diesem Bereich ist der Beitrag der langreichweitigen dipolaren Wechselwirkung zur Gesamtenergie maßgeblich. Im umgekehrten Fall, also der starken Verkipfung benachbarter Spins und somit kleiner Wellenlängen, dominiert der Einfluss der Austauschkopplung auf das effektive Feld.

Aufgrund ihrer Präzessionsbewegung kann die Magnetisierung in eine statische Komponente M_0 und eine dynamische Komponente $m(r, t)$ zerlegt werden. Es gilt:

$$M = M_0 + m(r, t) \quad (2.15)$$

Für kleine Präzessionswinkel kann die statische Komponente der Magnetisierung zu $M_0 \approx M_S$ unter der Bedingung angenähert werden. Für eine in z-Richtung magnetisierte Probe ergibt sich also:

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} m_x(r, t) \\ m_y(r, t) \\ M_0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Die orts- und zeitabhängigen Komponenten können als Summe aller möglichen ebenen Wellen beschrieben werden, deren Amplitude m_k abhängig vom jeweiligen Wellenvektor ist. Die Summierung erfolgt daher über alle Wellenvektoren $\vec{k}$.

$$m(r, t) = \sum_k m_k(t) e^{i\vec{k}r} \quad (2.17)$$

Setzt man die Magnetisierung gemäß Gleichung (2.16) in Gleichung (2.13) ein, zeigt sich durch ∇^2 die quadratische Abhängigkeit des Austauschfeldes vom Wellenvektor.

$$H_{ex} = \frac{2A}{M_S^2} \nabla^2 [M_0 + m(r, t)] = -\frac{2A}{M_S^2} k^2 \cdot m(r, t) \quad (2.18)$$

Die Herleitung der Dispersionsrelation für Spinwellen in dünnen Filmen anhand der Bewegungsgleichung der Magnetisierung erfordert neben der Berücksichtigung der langreichweitigen dipolaren Wechselwirkung und der lokalen Austauschwechselwirkung auch die Berücksichtigung der Randbedingungen durch die Probengeometrie. Dies wurde erstmalig in [8] beschrieben. Danach kann die Frequenz der ersten über die Schichtdicke stehenden Spinwelle wie folgt beschrieben werden:

$$\omega_0(k) = \gamma \sqrt{(H + \lambda_{ex} k^2) + (H + \lambda_{ex} k^2 + 4\pi M_s F_{00}(k, \phi, d))} \quad (2.19)$$

Die Austauschkopplung wird hier über die sogenannte *Austausch-Steifigkeitskonstante* $\lambda_{ex} = 2A/M_S$ beschrieben. $F_{00}(k, \phi, d)$ beschreibt dabei ein Matrixelement, welches ϕ als Winkel zwischen Wellenvektor und Magnetisierung

enthält. Die resultierende Dispersionsrelation offenbart eine starke Abhängigkeit des Winkels zwischen $\vec{M}$ und $\vec{k}$. Für einen Permalloy-Streifen mit einer Breite von $2\ \mu\text{m}$ und einer Schichtdicke von $40\ \text{nm}$ wurde die Dispersion für $\vec{k} \parallel \vec{M}$ und $\vec{k} \perp \vec{M}$ in Abbildung 2.5 dargestellt. Im gezeigten Wellenvektor-Bereich ist die Austauschwechselwirkung vernachlässigbar. Für größere Werte von k gleicht sich der Verlauf in beiden Fällen zunehmend an, da der Austauschterm mit k^2 zunehmend dominiert.

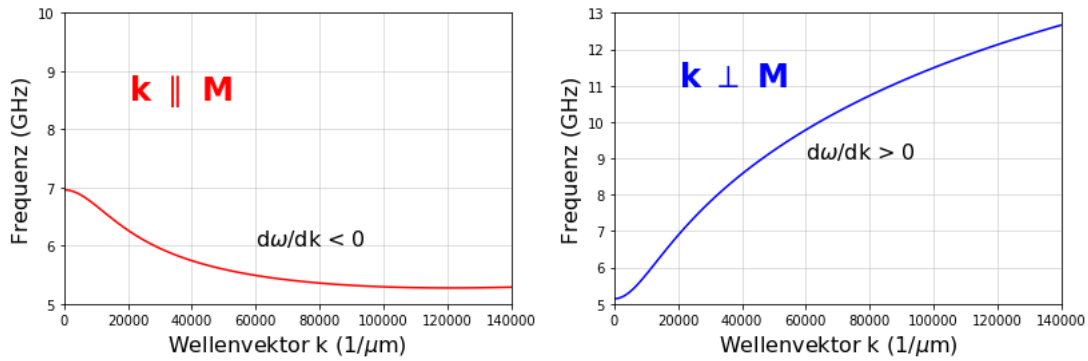


Abbildung 2.5: Dispersionsrelationen für Materialparameter von Permalloy für zwei verschiedene Winkel zwischen $\vec{k}$ und $\vec{M}$.

Es fällt auf, dass für die parallele Konfiguration der Anstieg der Dispersionsrelation und damit die Gruppengeschwindigkeit $v_{Gr} = d\omega/dk$ kleiner als null ist. Daher rührt die historische Namensgebung der sogenannten *Magnetostatic Backward Volume Modes* (MSBVM).

2.2.3 Quantisierung von Spinwellen

Die Quantisierung von Spinwellen in Mikro- und Nanostrukturen resultiert aus zwei Mechanismen. Zum einen gelten die Randbedingungen der geometrischen Struktur dünner Filme. An den Grenzflächen der Struktur kommt es zu Reflexionen und somit zur Ausbildung stehender Wellen. Dieser Einfluss kann vor allem bei Streifen, welche entlang ihrer langen Achse magnetisiert sind, als Ursache für die Quantisierung transversaler Spinwellen gesehen werden. Dabei gilt für k_t :

$$k_t = \frac{n\pi}{w_{eff}} \quad (2.20)$$

Die effektive Breite des Streifens w_{eff} ist dabei im Vergleich zur geometrischen Breite etwas größer, da die Streufeldenergie der dynamischen Magnetisierung dort noch nicht null ist.

Zum anderen bewirken Inhomogenitäten des internen Feldes Quantisierungsbedingungen für Spinwellen in Festkörpern. Magnetisiert man einen Streifen senkrecht zu seiner langen Achse, reduzieren Entmagnetisierungsfelder das interne Magnetfeld an den Rändern. Die Feldverteilung entlang der Streifenbreite beschreibt somit einen Potentialtopf. Dessen Eigenzustände ergeben bei Integration über die gesamte Streifenbreite ganzzahlige Vielfache von 2π .

2.3 Magnonen in Vortex-Strukturen

Die Beschreibung von Spinwellen in endlich ausgedehnten Vortex-Strukturen wurde in der Fachliteratur bereits ausführlich diskutiert. Der im Folgenden aufgeführte Überblick beruft sich dabei auf die Quellen [2] und [5].

2.3.1 Radiale und azimutale Komponenten

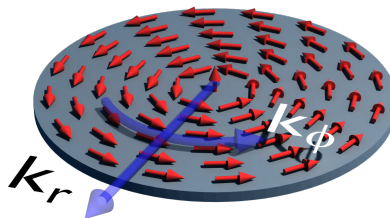


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der radialen und azimutalen Wellenvektorkomponenten von Spinwellen in einem magnetischen Vortex.

In magnetischen Vortices kann der Wellenvektor $\vec{k}$ durch eine radiale Komponente k_r und eine azimutale Komponente k_ϕ beschrieben werden. Für radiale Spinwellen ergibt sich damit ein Winkel von 90° bezüglich der Magnetisierung, wodurch diese durch den Fall $\vec{k} \perp \vec{M}$ der Dispersionsrelation beschrieben werden können (vgl. 2.2.2) und einer positiven Dispersion unterliegen.

Azimutale Spinwellen können in Vortices durch $\vec{k} \parallel \vec{M}$ beschrieben werden und erfahren gemäß Abschnitt 2.2.2 eine negative Dispersion. Kleinere azimutale Wellenlängen bedingen demnach eine geringere Frequenz. Dies steht im Gegensatz zu beispielsweise akustischen Membranen, in welchen Schallwellen

stets einer positiven Dispersion unterliegen.

Für einen unendlich ausgedehnten Vortex kann das Modenprofil gemäß [2] allgemein beschrieben werden:

$$m_z(r, \phi) \sim \hat{m}(r, \phi) J_1(k_r r) \exp(ik_\phi \phi) \quad (2.21)$$

Dabei repräsentiert J_1 eine *Bessel*-Funktion erster Art. Die zur Schicht senkrechte Komponente der Magnetisierung m_z wird hier in Abhängigkeit der Polarkoordinaten r und ϕ beschrieben.

2.3.2 Quantisierung

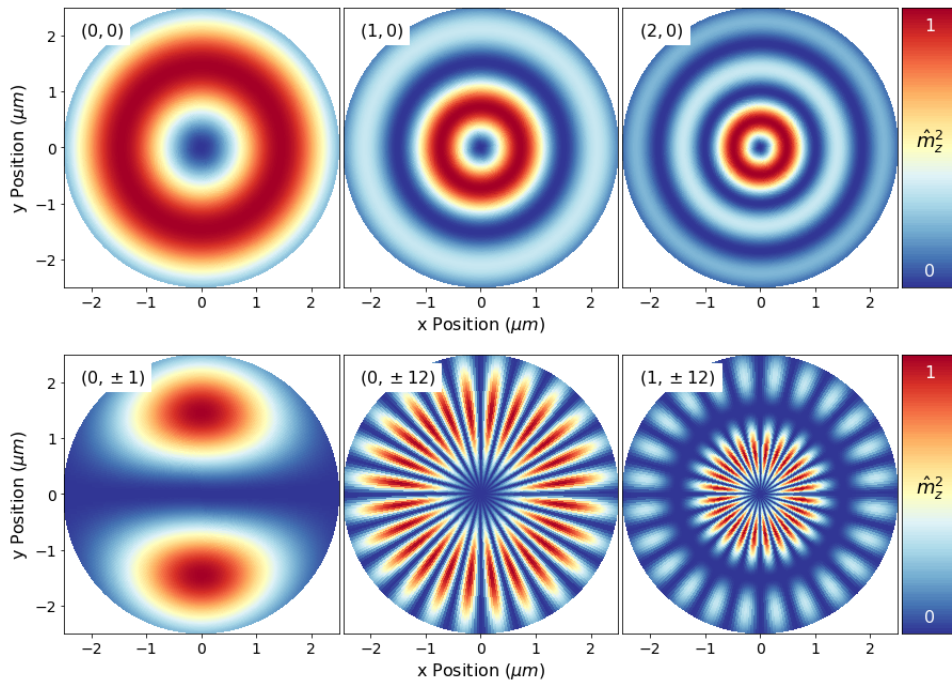


Abbildung 2.7: Beispielforme Darstellung der quadrierten Amplitude verschiedener Eigenzustände der *out-of-plane*-Komponente der Magnetisierung eines rotationssymmetrischen Vortex mit einem Durchmesser von 5 µm. Die Moden werden über die Quantenzahlen (n, m) beschrieben.

Im Vergleich zu ausgedehnten, dünnen Filmen, in denen Spinwellen als ebene Wellen beschrieben werden können, gelten in rotationssymmetrischen magnetischen Wirbeln Quantisierungsbedingungen, welche aus der Geometrie und der Feldinhomogenität im Kernbereich resultieren.

Die Anzahl der Wellenknoten in radialer Richtung zwischen $r = 0$ und $r = R$ wird im Fortgang mit n bezeichnet und kann als Impuls verstanden werden.

Die Anzahl m der azimuthalen Wellenknoten entlang des halben Umfangs stellt damit einen Drehimpuls dar. Eigenzustände in einem magnetischen Vortex werden somit durch ein Paar aus Quantenzahlen (n, m) beschrieben, welche stets ganzzahlig sind. In azimuthaler Richtung gelten periodische Randbedingungen. Der Vortex kann demnach als Ringresonator verstanden werden. Damit gibt es keine Reflexionen von azimuthalen Spinwellen in dieser Geometrie und es bilden sich demzufolge keine stehenden Wellen aus. Die Quantenzahl m kann folglich sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Die Periodizität mit 2π führt damit zu:

$$\begin{aligned} k_\phi^m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \tag{2.22}$$

Radiale Komponenten werden an den Feldinhomogenitäten im Bereich des Vortexkerns und an den Strukturkanten reflektiert. Es gelten somit Randbedingungen bei $r = 0$ und $r = R$. Es kommt zur Überlagerung und zur Ausbildung eines stehenden Wellenbildes. Demnach sind alle möglichen ganzzahligen Werte von n mit dem selben Vorzeichen behaftet. In Abhängigkeit der Quantenzahl n kann k_r formuliert werden:

$$\begin{aligned} k_r^n &= \frac{x_{n+1}}{R} \\ n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \tag{2.23}$$

Die Variable x_n beschreibt dabei die n -te Nullstelle einer *Bessel*-Funktion ersten Grades $J_1(x)$. Einige Beispiele für mögliche Kombinationen von n und m sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

Die in Abbildung 2.7 beispielhaft dargestellten Modenprofile wurde auf Grundlage von Gleichung (2.21) und unter Berücksichtigung der diskutierten Quantisierungsbedingungen für k_r und k_ϕ berechnet.

2.3.3 Anregung durch homogene Pumpfelder

In den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurden die Eigenzustände der Magnetisierung durch senkrechte RF-Felder angeregt (z-Richtung). Diese wurden durch stromdurchflossene, nahezu geschlossene Kreisschleifen um die magnetische Struktur erzeugt. Die *Zeeman*-Energie bewirkt dabei eine Auslenkung der Magnetisierung in z-Richtung. Es soll vereinfacht angenommen werden,

dass das Pumpfeld h_z in azimuthaler und radialer Richtung homogen ist ($h_z(r, \phi) = h_z$). Dies bedingt, dass die Kopplung des Pumpfeldes an die Spinwellen-Moden im System von deren räumlichen Profil abhängt. Präziser formuliert, muss das Integral der z-Komponente der Magnetisierung einer Mode über die Probenoberfläche A ungleich null sein, damit diese Energie aus dem homogenen Anregungsfeld beziehen kann.

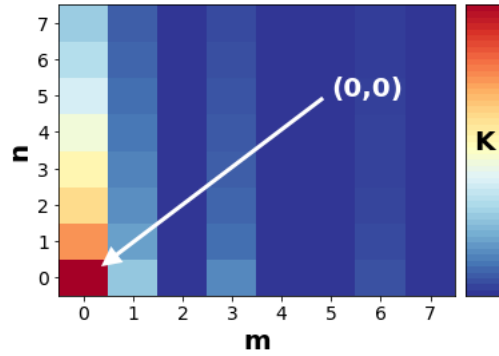


Abbildung 2.8: Kopplung K an ein homogenes, senkrechttes Feld h_z als Funktion der Quantenzahlen n und m . Die effektivste Ankopplung erfolgt an die $(0,0)$ -Mode.

Die Kopplung an azimuthale Moden kann aufgrund der angenommenen vollständigen Rotationssymmetrie des Pumpfeldes als analog betrachtet werden.

Aus der Abhängigkeit der Kopplung K vom Integral der senkrechten Komponente der Magnetisierung m_z über die gesamte Probenoberfläche A (h_z und m_z werden in erster Näherung über die gesamte Schichtdicke der Probe als konstant angenommen) geht hervor,

$$K \sim \iint_A m_z(r, \phi) h_z dr d\phi dz \quad (2.24)$$

$$K \sim h_z \cdot \iint_A m_z(r, \phi) dr d\phi$$

dass die Anregungseffizienz für steigende Modennummern stark abnimmt. Dadurch kann lediglich die $(0,0)$ -Mode effektiv angeregt werden. In Abbildung 2.8 ist diese Kopplung für Quantenzahlen bis $n = m = 7$ gemäß der Gleichungen (2.24) und (2.21) dargestellt.

2.4 Nichtlineare Prozesse

Für den Bereich nichtlinearer Spinwellen gibt es eine Vielzahl verschiedener Effekte, Modelle und analytischer Theorien. Es soll an dieser Stelle ein Einblick in die für diese Arbeit relevanten Zusammenhänge und deren Einfluss auf die experimentellen Resultate gegeben werden. Nichtlineare Prozesse werden in Anlehnung an die erste Beschreibung durch *H. Suhl* [22] auch häufig als *Suhl Instabilitäten* bezeichnet. Dieser Begriff basiert auf der Natur der Phänomene: Bei hohen Anregungsleistungen wird das Gleichgewicht zwischen angeregten und durch lineare Dämpfung vernichteten Magnonen durch zusätzliche Zerfallsprozesse beeinflusst. Angeregte Zustände werden also durch zusätzliche Verlustkanäle 'destabilisiert'. Diese Vorgänge haben dabei eine klare Leistungsschwelle und können nur oberhalb dieser beobachtet werden. Grundlage dafür ist der *Hamilton-Formalismus* für Spinwellen, welcher beispielsweise in [10], [21] und [6] ausführlich beschrieben wird.

2.4.1 3-Magnonen-Streuung

Durch Anwendung einer *Holstein-Primakoff-Transformation* können die Amplituden der Spinwellenmoden aus Gleichung (2.17) durch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren a_k und a_k^* beschrieben werden.

In [10] ist der notwendige Formalismus zur Ableitung der *Hamilton-Funktion* von Spinwellen anschaulich beschrieben. An dieser Stelle sollen daher nur die resultierenden Terme und deren Bedeutung diskutiert werden.

Die *Hamilton-Funktion* setzt sich aus Termen steigender Ordnung zusammen:

$$\mathcal{H}(a_k, a_k^*) = \mathcal{H}^{(0)} + \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)} + \mathcal{H}^{(4)} + \dots \quad (2.25)$$

Der Term 0-ter Ordnung beschreibt dabei den Grundzustand des Systems ggf. in Anwesenheit eines externen Feldes in longitudinaler Richtung. Der Term erster Ordnung beschreibt die Kopplung an transversale Felder. Der Term zweiter Ordnung beschreibt, in Verbindung mit den ersten beiden Termen, den Bereich linearer Spinwellen. Die Terme dritter und vierter Ordnung beschreiben dabei die 3- und 4-Magnonen-Prozesse. Der Term dritter Ordnung lautet:

$$\mathcal{H}^{(3)} = \sum_{k_1 k_2 k_3} V_{k_1 k_2 k_3} a_{k_1} a_{k_2} a_{k_3}^* + c.c. \quad (2.26)$$

Dieser Term beschreibt den 3-Magnonen-Prozess. Für den Fall, dass ein initiales Magnon mit k_3 und ω_3 zerfällt, muss gelten:

$$k_3 = k_1 + k_2 \quad (2.27)$$

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.28)$$

Im Term 2.26 ist das Verhältnis zwischen erzeugenden und annihilierenden Operatoren ungleich, welches die Erzeugung zweier Magnonen mit k_1 und k_2 durch den Zerfall eines Magnons mit k_3 beschreibt. Der entgegengesetzte Fall, also die Konfluenz zweier Magnonen mit k_1 und k_2 zu einem Magnon mit k_3 , wird über die Konjugierte formuliert, welche im diskutierten Term mit *c.c.* bezeichnet wurde.

2.4.2 4-Magnonen-Streuung

Die 4-Magnonen-Streuung wird mit dem Term vierter Ordnung der diskutierten *Hamilton*-Funktion beschrieben.

$$\mathcal{H}^{(4)} = \sum_{k_1 k_2 k_3 k_4} V_{k_1 k_2 k_3 k_4} a_{k_1}^* a_{k_2}^* a_{k_3} a_{k_4} \quad (2.29)$$

Die Anzahl erzeugender und vernichtender Operatoren ist hier identisch. Ein mögliches Szenario ist dabei $k_1 = k_2 = k_0$. Experimentell wird dieser Beitrag häufig als Linienverbreiterung um die Pumpfrequenz ω_P wahrgenommen. Dabei gilt folglich:

$$2k_P = k_1 + k_2 \quad (2.30)$$

$$2\omega_P = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.31)$$

3 Experimentelle Methodik

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde die Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie (nachfolgend μBLS) eingesetzt, welche zusätzlich über eine verbesserte Ausführung der Zeitauflösung im sub-ns-Bereich verfügt. Im Folgenden sollen die wesentliche Merkmale und Möglichkeiten dieser Methodik zusammenfassend genannt werden. Für umfangreichere Beschreibungen soll an dieser Stelle auf die Literaturquellen [19] und [7] verwiesen werden.

Eine Besonderheit zu den üblichen Methoden der BLS-Mikroskopie stellt in dieser Arbeit die Verwendung von zwei Signalquellen zur Modulation von Pumpsignalen dar. Daher soll das verwendete Mikrowellen-Equipment in diesem Kapitel detaillierter beschrieben werden.

Im Anschluss wird ein Überblick über die untersuchten nanostrukturierten Proben hinsichtlich ihrer Geometrie und der verwendeten Materialien gegeben. Dabei werden die verwendeten Gold-Strukturen, welche in den durchgeführten Versuchen als RF-Antennen dienten, genauer diskutiert.

3.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

3.1.1 Inelastische Streuung und Detektion

Unter Erhaltung von Energie und Impuls streuen Photonen inelastisch an Magnonen. Dabei unterscheidet man, wie auch in der *Raman*-Spektroskopie, zwischen *Stokes*- und *Anti-Stokes*-Prozess.

$$\begin{aligned}\hbar\omega_{out} &= \hbar\omega_{in} - \hbar\omega_{Magnon} \\ \hbar\vec{k}_{out} &= \hbar\vec{k}_{in} - \hbar\vec{k}_{Magnon}\end{aligned}\tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}\hbar\omega_{out} &= \hbar\omega_{in} + \hbar\omega_{Magnon} \\ \hbar\vec{k}_{out} &= \hbar\vec{k}_{in} + \hbar\vec{k}_{Magnon}\end{aligned}\tag{3.2}$$

Bei einem *Stokes*-Prozess (Gleichung 3.1) wird ein Magnon durch ein einfallendes Photon $\hbar\omega_{in}$ erzeugt; bei einem *Anti-Stokes*-Prozess (Gleichung 3.2) wird ein bereits vorhandenes Magnon vernichtet, wobei dessen Energie $\hbar\omega_{Magnon}$ und Impuls $\hbar\vec{k}_{Magnon}$ an das gestreute Photon mit $\hbar\omega_{out}$ und $\hbar\vec{k}_{out}$ abgegeben wird. Bei der Verwendung von Laserstrahlung führt dieser Effekt zu der Erzeugung von Seitenbändern im Spektrum des reflektierten Lichtes, deren Differenzfrequenz bezüglich der Laserfrequenz typischerweise im GHz-Bereich liegt.

Der Streuquerschnitt, also die Effizienz des Prozesses, ist von einer Vielzahl von Parametern abhängig. Neben der Amplitude und dem Wellenvektor der Spinwellen, sind auch die optischen Eigenschaften der untersuchten Probe entscheidend. Der Anteil der inelastisch rückgestreuten Photonen von einer Oberfläche ist bei dieser Art der Untersuchung typischerweise deutlich kleiner als 10^{-10} im Vergleich zu der Anzahl elastisch gestreuter Photonen. Die spektrale Analyse des reflektierten Lichtes bedarf daher eines entsprechenden Kontrastes. Dieser kann mittels des *Tandem-Fabry-Pérot*-Interferometers von *John R. Sandercock* erreicht werden. Dazu muss das zu analysierende Licht zwei *Fabry-Pérot*-Spiegelpaare jeweils dreimal passieren, bevor es von einem Photonen-zähler detektiert wird. Die Anordnung ist dabei voll automatisiert und wird über Piezo-Aktoren permanent stabilisiert, um die Transmission aufrecht zu erhalten. Der resultierende Kontrast wird seitens des Herstellers mit ca. 10^{15} angegeben [23] und erlaubt damit nicht nur die Detektion von durch RF-Signalen angeregten Magnonen, sondern auch die Messung von thermisch angeregten Spinwellen-Spektren.

3.1.2 BLS-Mikroskopie

Der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Prozess der inelastischen Streuung wurde historisch zuerst für sogenannte BLS-Spektroskopie genutzt (häufig auch als *konventionelle BLS* bezeichnet). In diesen Experimenten wird einfallendes Laserlicht durch Linsen mit kleiner numerischer Apertur auf eine magnetische Probe (meist ausgedehnte Filme) gebündelt. Der Winkel zwischen Probe und einfallendem Licht kann dabei durch einen entsprechenden Stellring

präzise justiert werden. Dieser bestimmt den vom einfallenden Licht in die Probenebene projizierten Wellenvektor $\vec{k}_e$. Die fokussierende Linse kollimiert auch Licht, welches in einen kleinen Raumwinkelbereich von der Probenoberfläche zurückgestreut wird. Durch diese wohldefinierte Streugeometrie ist der Wellenvektor der Spinwellen, der unter den genannten Bedingungen zu einem messbaren Streuprozess beitragen kann, bekannt. Nur wenn der Betrag des Spinwellen-Wellenvektors $|\vec{k}_{SW}|$ doppelt so groß ist, wie der Betrag von $\vec{k}_e$ und ein entgegengesetztes Vorzeichen hat, können inelastisch gestreute Photonen von der verwendeten Linse kollimiert werden.

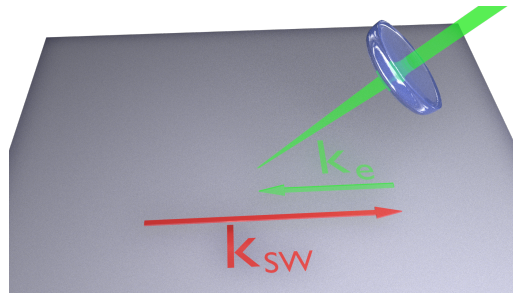


Abbildung 3.1: Schema der Streugeometrie bei *konventioneller* BLS-Spektroskopie.

Durch zusätzliche spektrale Analyse des rückgestreuten Lichtes ist auch die Spinwellenfrequenz messbar. Mithilfe dieses Verfahrens kann beispielsweise die Spinwellendispersion gemessen werden. Der Nachteil dieser Messung ist die fehlende Ortsauflösung, da das schwach fokussierte Laserlicht über einen großen Bereich der Probe integriert.

Um Ortsauflösung zu ermöglichen, muss das verwendete Laserlicht mit einer Linse bzw. einem Objektiv mit großer numerischer Apertur fokussiert werden. Da Photonen nun aus einem großen Raumwinkelbereich auf die Probe treffen können, integriert diese Methodik also über viele Wellenvektoren. Dies ist für die Untersuchung von Mikro- und Nanostrukturen jedoch durchaus zweckmäßig, da Spinwellen hier nicht mehr als ebene Wellen beschrieben werden können. Als Konsequenz der Lokalisierung durch Strukturkanten und Feldinhomogenitäten haben Spinwellen keinen scharfen Wellenvektor mehr. Eine Möglichkeit mittels mikrofokussierter BLS dennoch wellenvektorselektiv zu messen, bietet die sogenannte *Phasenaufgelöste μ BLS*. Diese ist aber für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nicht relevant, weshalb an dieser Stelle auf die Quelle [19] verwiesen wird.

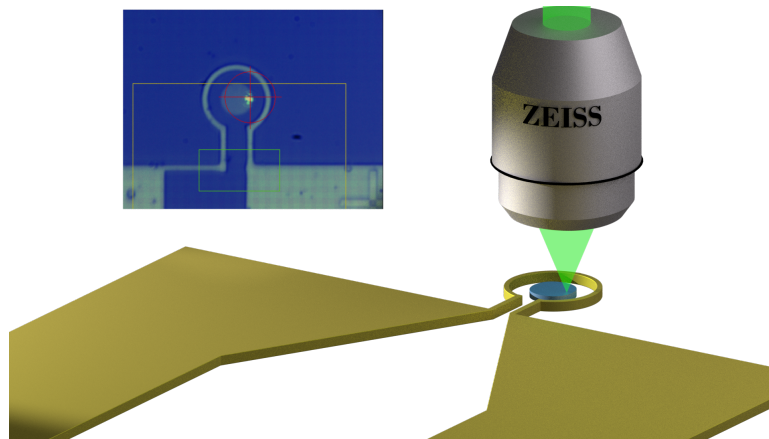


Abbildung 3.2: Schema der μ BLS-Anordnung.

Links oben: Kamerabild, welches zur Probenpositionierung und -stabilisierung genutzt wird.

Die Ortsauflösung mikrofokussierter BLS ist durch das optische Beugungslimit begrenzt. In dieser Arbeit wurden ein Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm und ein Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0,75 verwendet. Anhand von Teststrukturen kann die Auflösung abgeschätzt werden und beträgt ca. $340 \text{ nm} \pm 10\%$.

Mittels eines Positioniersystems wurden die untersuchten Proben in den durchgeführten Experimenten relativ zum fokussierten Laserstrahl bewegt (*Raster-Prinzip*). Dieses hatte dabei eine kleinstmögliche Schrittweite von 10 nm und ist damit unter der Berücksichtigung der Beugungsbegrenzung vernachlässigbar.

Durch Einkoppeln einer zusätzlichen weißen Lichtquelle in den Strahlengang und durch wellenlängenabhängiges Auskoppeln des von der Probe reflektierten Lichtes, kann die Probe mithilfe eines Kamerabildes relativ zum Laserspot positioniert werden. Die Stabilisierung wurde mithilfe eines Bilderkennungs-Algorithmus realisiert, welcher den Drift bezüglich eines Referenzbereiches im Kamerabild bestimmte und entsprechend kompensierte. Dadurch konnte besonders bei zeitaufgelösten BLS-Messungen mit Messzeiten im Bereich einiger Stunden die Probenposition bezüglich des Laserspots stabilisiert werden.

3.1.3 Zeitauflösung

Zur Realisierung zeitaufgelöster BLS-Mikroskopie (bzw. -Spektroskopie) muss die gezielte Anregung von Spinwellen durch RF-Felder stroboskopisch erfolgen. Die in dieser Arbeit verwendeten Mikrowellen-Generatoren von der Firma *Agilent* bzw. *Keysight* boten die Möglichkeit der Pulsmodulation des Ausgangssignals.

Dabei wurde an einem weiteren Ausgang die resultierende Einhüllende bereitgestellt. Die Zeitinformation wurde mittels einer Flugzeit-Messung der inelastisch gestreuten Photonen erfasst. Dies konnte mit der Messkarte *Time Tagger 20* der Firma *Swabian Instruments* realisiert werden. Für jedes detektierte Photon des Photonenzählers im Interferometer wurde dadurch die relative Flugzeit bezüglich der Einhüllenden der Mikrowellenpulse detektiert. Das zyklische Scannen des Interferometers im gewählten Spektralbereich ist typischerweise sehr langsam (im Bereich einer Sekunde). Für jedes von der *time-of-flight*-Karte detektierte Signal wurde ebenfalls der aktuelle Spiegelabstand des Interferometers und damit die zugehörige Frequenz des Photons detektiert. Die damit erfassten Daten waren Wertepaare in der Form (t, ω) . In einer Frequenz-Zeit-Matrix wurde damit der Eintrag an der entsprechenden Stelle um 1 erhöht. Das beschriebene Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht.

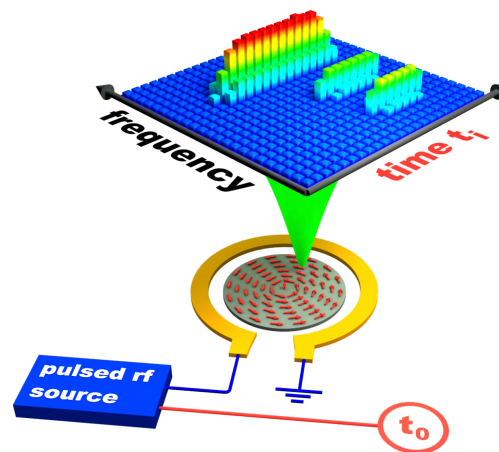


Abbildung 3.3: Schematische Übersicht der durchgeführten zeitaufgelösten BLS-Messungen in dieser Arbeit.

Die mit dieser Methode erreichbare Zeitauflösung kann mit ca. 50 ps abgeschätzt werden. Bei dieser Art der Messung ist es notwendig, entsprechende Daten aus sehr vielen Messzyklen zu akkumulieren. Die resultierenden Messzeiten liegen dabei im Bereich einiger Minuten bis Stunden.

Das beschriebene Messverfahren wurden im Vorfeld dieser Arbeit vom Autor implementiert und soll in Zukunft durch verbesserte Elektronik hinsichtlich der Zeitauflösung optimiert werden.

3.2 Probenbeschaffenheit

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben sollten die Anregung von Magnonen in magnetischen Vortex-Strukturen ermöglichen. Dazu wurden von K. Wagner und F. Wehrmann Kreisschreiben aus magnetischem Material an den Nanofabrikations-Anlagen des HZDR prozessiert, welche einen Durchmesser von 1 bis 6 μm hatten. Zur Anregung mit dynamischen *out-of-plane*-Feldern wurden um die Scheiben herum Ω -förmige Leiterschleifen mit einer Breite von ca. 1 μm prozessiert. Diese bildeten einen Kurzschluss zwischen der Ground- und Signalleitung eines koplanaren Wellenleiters, in den Mikrowellenströme eingespeist wurden. Die Anordnung wurde schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt.

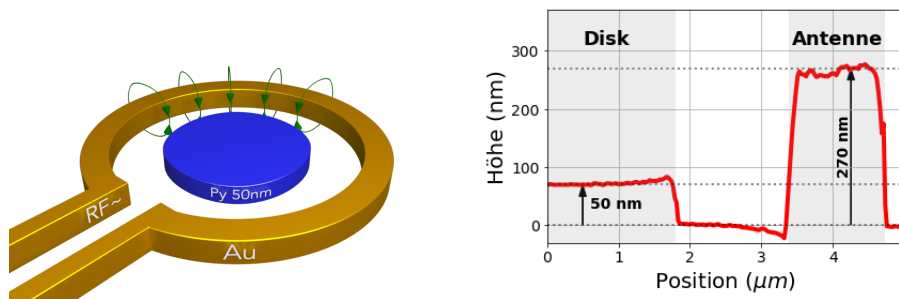


Abbildung 3.4: Links: Schematische Darstellung der untersuchten Probe.

Rechts: Höhenprofil der Probe mit 5 μm Durchmesser. Die Messung erfolgte mittels AFM. Ausgehend von der Kreisscheibe wurde in radialer Richtung gemessen.

Die Strukturierung wurde mittels Elektronenstrahl-Lithographie auf einem Si/SiO₂-Substrat realisiert. Die untersuchte ferromagnetische Legierung Ni₈₁Fe₁₉(Permalloy), sowie das Gold für die Mikrowellenleiter wurden mittels thermischem Verdampfen abgeschieden. Die Dicke der Disks betrug dabei ca. 50 nm, die der Antennen-Strukturen ca. 270 nm. Die AFM-Messungen wurden von Dr. K. Schultheiß und Dr. L. Bischoff am HZDR durchgeführt. Für das verwendete Permalloy sollen gemäß [1] folgende Materialparameter angenommen werden:

$A \left(10^{-11} \frac{\text{J}}{\text{m}}\right)$	$M_s \left(10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}}\right)$	$\gamma \left(\frac{\text{rad}}{\text{T ns}}\right)$	$l_d (\text{nm})$
1, 3	8	176	5, 7

Tabelle 3.1: In dieser Arbeit verwendete Materialparameter für Permalloy gemäß [1].

3.3 Verwendetes Mikrowellenequipment

3.3.1 Antennen-Strukturen

Die gezielte Anregung von Spinwellen in den durchgeführten μ BLS-Experimenten erfolgte durch Mikrowellenströme. Im Bereich der Probe bildeten Leiterschleifen aus Gold mit einer Breite von 500 nm und einer Dicke von 100 nm dabei einen Kurzschluss zwischen *Signal* und *Ground* der Mikrowellenquelle. Ausgehend davon wurden die Goldstrukturen so prozessiert, dass sie in Leiterbahnen mit einer Breite von ca. 50 μ m übergehen. Dies ist vereinfacht in Abbildung 3.5 gezeigt.



Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der RF-Leiterstrukturen aus Gold, welche in den Versuchen genutzt wurden, um Spinwellen in den magnetischen Mikrostrukturen im Bereich des Kurzschlusses gezielt anzuregen. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu.

Mithilfe spezieller RF-Kontaktspitzen, welche auf Mikromanipulatoren montiert waren, konnten die vergrößerten *Kontaktpads* der Gold-Strukturen mit der RF-Zuleitung verbunden werden.

3.3.2 Mikrowellenbrücke

Die Ausgänge der Mikrowellen-Generatoren wurden in den Versuchen zunächst mit einer Mikrowellenbrücke verbunden. Diese hatte dabei in den durchgeführten Versuchen zwei Konfigurationen, zwischen denen je nach Anforderungen gewechselt wurde. An dieser Stelle sollen die verwendeten Komponenten kurz beschrieben werden.

Für Messungen mit einer Signalquelle wurde der verwendete RF-Generator über

ein sogenanntes *Bias Tee* mit einer *Source/Measurement Unit* verbunden. Letztere ist eine DC-Quelle, die es ermöglicht, Spannungen bzw. Widerstände zu messen. Dies war im Zuge der Kontaktierung notwendig, um sicherzustellen, dass die Kontaktspitzen eine gute elektrische Verbindung zu den Gold-Strukturen hatten. Ein *Bias Tee* ist ein einfaches Netzwerk, welches einen AC- und einen DC-Eingang sowie einen gemischten Ausgang hat. Hinter dem AC-Eingang befindet sich eine Kapazität, welche die Transmission von DC-Komponenten in beide Richtungen unterdrückt. Der DC-Eingang ist mit einer Induktivität verbunden und erlaubt keine Transmission von AC-Signalen. Beide Zweige werden anschließend zusammengeführt, wobei Gleich- und Wechsellsignal schließlich gemischt werden.

In den Versuchen erfüllte diese Komponente den Schutz der empfindlichen Elektroniken der AC- und DC-Quellen. Diese erste Konfiguration der Mikrowellenbrücke ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt.

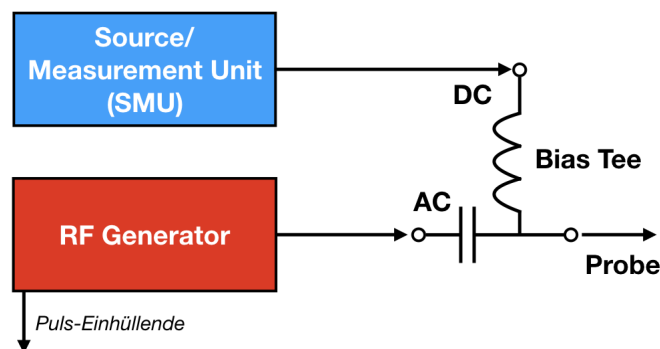


Abbildung 3.6: Schema der Mikrowellenbrücke für die Messungen mit einer RF-Signalquelle.

Für die Verwendung von zwei RF-Quellen, wie in manchen Versuchen erforderlich, mussten die Signale dieser zunächst gemischt werden. Dazu wurde ein zusätzlicher *Combiner* verwendet. Um die relative Phasenstabilität der zwei Signalgeneratoren zueinander zu gewährleisten, wurden diese mit der selben 10 MHz Referenz synchronisiert. Da die Signale beider Quellen unterschiedliche Kabelstrecken durchliefen, war es notwendig, in einen der Zweige einen Phasenschieber einzubauen, mit welchem die relative Phasenverschiebung der Signale justiert werden konnte. Die daraus resultierende zweite Konfiguration der Mikrowellenbrücke ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

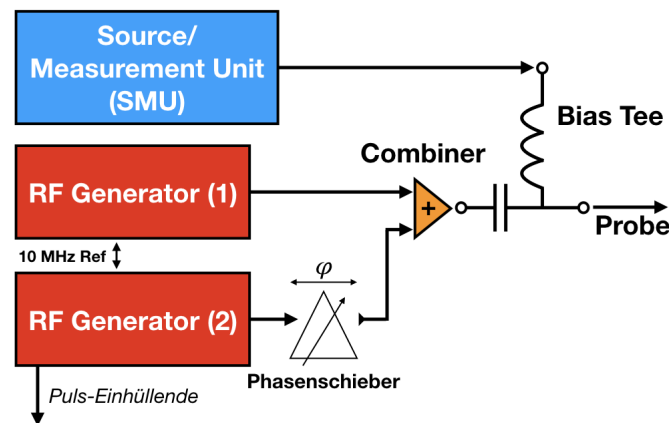


Abbildung 3.7: Schema der Mikrowellenbrücke für die Messungen mit zwei RF-Quellen.

In den durchgeführten Experimenten wurden für alle Verbindungen entsprechende koaxiale Kabel verwendet, um Leitungsverluste und Reflexionen zu reduzieren. Die zweite beschriebene Konfiguration der Mikrowellenbrücke hatte zur Folge, dass durch die zusätzlichen Komponenten mehr Leistungsverluste auftraten. Um in den Experimenten, in denen nur eine Quelle nötig war, die größtmögliche Leistung in die Proben einspeisen zu können, wurde dafür die erste Konfiguration gewählt. In einigen Testmessungen konnte festgestellt werden, dass der relative Unterschied annähernd den Faktor 2 erreicht. Allerdings war dieser Faktor durch notwendige Eingriffe in das System, wie beispielsweise Probenwechsel (und damit verbundenes Kontaktieren der Proben mit den Kontaktspitzen) oder der Umbau der Mikrowellenbrücke, nur bedingt reproduzierbar. Daher ist für die im vierten Kapitel aufgeführten Ergebnisse zu berücksichtigen, dass die Daten verschiedener Messreihen (und damit verschiedener Abschnitte) hinsichtlich der angegebenen absoluten Leistungen nicht vergleichbar sind.

3.3.3 Felder am Ort der Probe

Trotz der umfangreichen experimentellen Möglichkeiten des in dieser Arbeit verwendeten Brillouin-Lichtstreu-Mikroskops bleibt die exakte Bestimmung der magnetischen Flussdichte, welche durch Mikrowellenströme in den als Antennen verwendeten Gold-Strukturen induziert werden, eine große Herausforderung. Die tatsächlich in die Strukturen gespeiste Leistung wäre nur mit erheblichem Mehraufwand messbar und ist unter dem Gesichtspunkt der Zielstellung für diese Arbeit nicht zweckmäßig. Dennoch seien an dieser Stelle einige wesentliche

Aspekte genannt, welche die vom Signalgenerator bereitgestellte Leistung während der Übertragung reduzieren.

Leitungsverluste

Die in dieser Arbeit verwendeten koaxialen Kabel sind spezifiziert für Mikrowellenfrequenzen bis 40 GHz. Dennoch nimmt die transmittierte Leistung als Funktion der Leitungslänge ab. Für die verwendeten Kabel kann im experimentell genutzten Frequenzbereich eine Dämpfung von ca. 1 dB/m abgeschätzt werden. Wegen des komplexen Aufbaus beträgt die Länge der Leitungen jeweils ungefähr 2 bis 3 Meter. Die daraus resultierende Dämpfung reduziert also die Mikrowellenleistung an der Probe bereits um 2 bis 3 dB.

Verluste an Verbindungen

Alle Geräte und Leitungen in den durchgeführten Experimenten sind auf eine Impedanz von $50\ \Omega$ angepasst. Um dies auch bei der Verbindung von verschiedenen Kabeln, Adaptern und Geräten zu gewährleisten, sind alle Schraubverbinder auf ein definiertes Drehmoment ausgelegt. Mittels eines kalibrierten Drehmomentschlüssels können sprunghafte Änderungen der Impedanz an Verbindungsstücken minimiert werden. Letztere sind jedoch sehr empfindlich gegenüber kleinsten Verunreinigungen und Beschädigungen, welche oftmals nicht unmittelbar erkennbar sind. Es ist davon auszugehen, dass es an allen Verbindungsstellen aufgrund kleiner Impedanzunterschiede dennoch zu Reflexionen und somit zusätzlicher Abschwächung des Pump-Signals kommt.

Verluste an den Gold-Antennen

Ausgehend von den verwendeten koaxialen Kabeln wird die Mikrowellenleistung zunächst in die Kontaktspitze (auch *Picoprobe* genannt) gespeist. Diese ist für RF-Anwendungen ausgelegt und sollte dementsprechend eine Impedanz von $50\ \Omega$ vorweisen. Ein kritischer Aspekt ist jedoch die Grenzfläche zwischen der Kontaktspitze und dem mikrostrukturierten Gold auf der Probe, denn auch hier sind Reflexionen zu erwarten. Ebenfalls ist anzunehmen, dass die Reflektivität an dieser Grenzfläche nicht exakt reproduzierbar ist, da die Verbindung zwischen Kontaktspitze und dem koplanaren Wellenleiter manuell mittels Mikromanipulatoren hergestellt wird.

Andere Verfahren, wie beispielsweise die *Ferromagnetische-Resonanz-Spektroskopie*, erfassen die transmittierte Mikrowellenleistung durch verwendete Wellenleiter. Dadurch können in dieser Art der Messung die tatsächlich wirkenden Flussdichten besser quantifiziert werden. Das Messen der transmittierten

Leistung erfordert jedoch einen hohen messtechnischen Aufwand und ist in Verbindung mit BLS-Mikroskopie nicht zweckmäßig. Daher werden im Rahmen von μ BLS-Messungen typischerweise keine Aussagen zu den tatsächlichen Anregungsfeldern getroffen. Die relativen Änderungen der eingespeisten Leistungen übertragen sich jedoch trotz der zahlreichen Verlustquellen auch auf die Flussdichte am Ort der Probe und sind somit aussagekräftig.

4 Ergebnisse und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von Experimenten an den in Abschnitt 3.2 diskutierten Proben durchgeführt und ausgewertet. Die Steuerung der Messparameter sowie die Messwerterfassung wurden mittels des Labor-Betriebssystems *thaTEC:OS* realisiert. Die Analyse und Darstellung wurden in der Programmiersprache *Python* umgesetzt.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeiten präsentiert und diskutiert. Der erste Abschnitt befasst sich dabei mit der Identifikation von verschiedenen Streumechanismen bei der Anregung der Proben mit hohen Leistungen. Dazu dienen μ BLS-Spektren, welche in Abhängigkeit der eingestrahlten Mikrowellenleistung verglichen werden.

Im weiteren Verlauf wird das zeitliche Verhalten dieser Streuprozesse charakterisiert und beschrieben.

Die Analyse inelastisch gestreuter Photonen mithilfe eines Interferometers integriert die gemessene Intensität über einen wohldefinierten Zeitraum. In den durchgeführten Experimenten betrug dieser, soweit nicht anders angegeben, 0,5 ms pro gemessenem Frequenzkanal. Dadurch geht die Zeitinformation über die untersuchten Streuprozesse, welche typischerweise auf einer Zeitskala von wenigen Nanosekunden ablaufen, verloren. Durch die Erweiterung des experimentellen Szenarios um eine *Time-of-Flight*-Messkarte (wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben) ist es möglich, diese Geschwindigkeiten aufzulösen und zu quantifizieren.

Folglich vergrößert sich der Parameter-Raum, in dem Experimente zu nichtlinearen Prozessen durchgeführt werden können, erheblich. Neben der zeitlichen Reaktion der verschiedenen Frequenzkomponenten auf Pumpsignale kann auch der Einfluss sich zeitlich verändernder Anregungsfelder untersucht werden. Letzteres stellt einen wesentlichen Schwerpunkt dieser Arbeit dar. Im Folgenden werden die ermittelten Messdaten systematisiert dargestellt und punktuell hinsichtlich bestimmter Fragestellungen analysiert.

4.1 Nichtlineare Prozesse in magnetischen Vortex-Strukturen

Magnetische Vortex-Strukturen zeichnen sich durch eine Rotationssymmetrie der Magnetisierung aus: die magnetischen Momente orientieren sich in der Ebene parallel entlang des Azimuts einer Kreisscheibe. In einem nanoskopischen Bereich im Mittelpunkt dreht sich die Magnetisierung dabei senkrecht zur Ebene. Spinwellen-Eigenmoden eines solchen Systems werden mittels Modennummern (n, m) beschrieben. Diese sind ganzzahlig und beschreiben die Anzahl der Wellenknoten in radialer (n) und azimuthaler (m) Richtung im Bereich der halben Kreisscheibe.

Durch die stark anisotrope Spinwellendispersion sind die beiden Ausbreitungsrichtungen in einem Vortex mit unterschiedlichen Energiebeiträgen verbunden. Mit steigender Anzahl radialer Wellenknoten ($n = 0, 1, 2, \dots$) steigt auch die Energie und damit die Frequenz der Spinwellen. In dieser Richtung wird die Propagation durch den Fall $\vec{k} \perp \vec{M}$ der Mannigfaltigkeit der Dispersion beschrieben. Die Energie erhöht sich dabei mit größer werdenden Wellenvektoren $\vec{k}_r$.

Die Propagation in azimuthaler Richtung (beschrieben durch die Modennummer $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) hingegen entspricht der Konfiguration $\vec{k} \parallel \vec{M}$. Im Bereich der dipolaren Wechselwirkung, welche in den folgenden Versuchen ausschließlich untersucht wurde, reduziert sich die Energie mit steigendem Betrag des Wellenvektors parallel zu $\vec{M}$.

Durch gezielte Anregung der (0,0)-Mode durch Mikrowellen-Felder kann bei hohen Pumpleistungen eine Aufspaltung im Anregungsspektrum gemessen werden. Dies ist für Proben mit den Durchmessern drei und fünf Mikrometer in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei wurde für jeden Frequenzschritt der Mikrowellenanregung ein vollständiges BLS-Spektrum gemessen. Neben der Diagonalen, welche die gemessene BLS-Frequenz für jeweils verschiedene RF-Frequenzen zeigt, finden sich im Bereich der Resonanzen (charakteristisch durch einen deutlichen Intensitätsanstieg) zusätzliche Komponenten bei niedrigeren Frequenzen. Dabei zeigen sich neben einer starken Verbreiterung auch jeweils zwei diskrete Zustände, welche um die halbe Anregungsfrequenz aufspalten. Letzteres ist dabei nur durch 3-Magnonen-Streuung erklärbar, wie im Folgenden erläutert wird. Die Bedingung für diese ist, dass die halbe Frequenz des Pumpfeldes noch im Spinwellenband liegt und somit Zustände oberhalb und unterhalb dieser populiert werden können. In den gezeigten Fällen ist diese Aufspaltung abhängig vom Radius bzw. vom Aspektverhältnis (die Filmdicke ist für alle Strukturen identisch). Die in den Darstellungen sichtbare Linienverbreiterung kann durch 4-Magnonen-

Streuung erklärt werden. Dabei streuen zwei Magnonen zu je einem Magnon mit etwas höherer und etwas geringerer Frequenz. Die entstehenden Differenzfrequenzen sind mittels optischer Detektion nicht mehr auflösbar und erscheinen in den Spektren somit als *Wolken* von Magnonen um die Resonanzfrequenz.

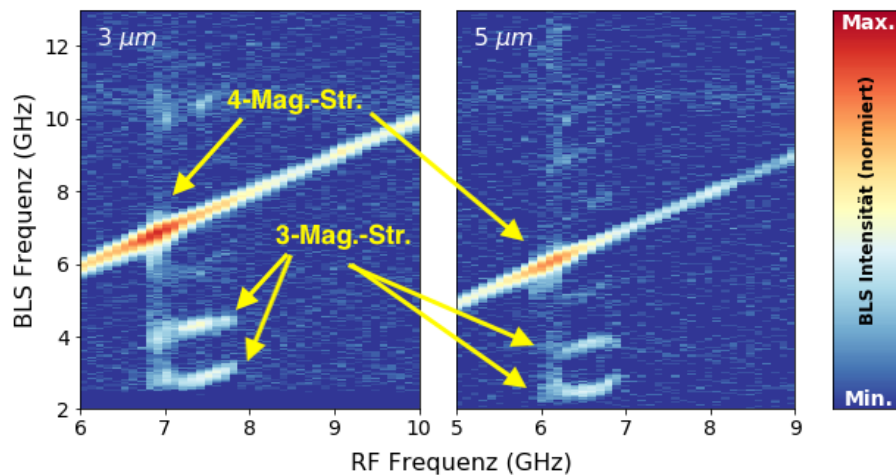


Abbildung 4.1: BLS-Spektren für Strukturen mit 3 und 5 Mikrometer Durchmesser. Die gemessene Intensität wurde in allen Darstellungen normiert und ist farbkodiert. Die Diagonale zeigt die direkte Anregung durch Mikrowellenfelder mit steigender Frequenz bei einer Leistung von je 20 dBm. Weitere spektrale Komponenten sind auf Streuprozesse zurückzuführen.

Die RF-Anregungsspektren in Abbildung 4.1 zeigen ein qualitativ vergleichbares Verhalten: Im Bereich der Resonanz kommt es durch 3- bzw. 4-Magnonen-Streuprozesse zu Aufspaltung bzw. starker Linienverbreiterung. Die Resonanzfrequenz selbst ist dabei abhängig vom Durchmesser der Probe und steigt für kleinere Durchmesser. Betrachtet man die fundamentale radiale Mode, so sind benachbarte magnetische Momente für kleiner werdende Radien zunehmend stärker gegeneinander verkippt. Dies erhöht die Gesamtenergie des Systems und damit die Resonanzfrequenz.

Anhand gemessener RF-Anregungsspektren wie in Abbildung 4.1 kann die BLS-Intensität als Funktion der eingespeisten Mikrowellenfrequenz extrahiert werden. Dabei wird schrittweise über einen gewissen BLS-Frequenz-Bereich (1 GHz) um die gemessene Diagonale integriert und die jeweils resultierende Intensität über der zugehörigen RF-Frequenz aufgetragen. Dies wurde in Abbildung 4.2 für drei untersuchte Disks mit 2, 3 und 5 µm Durchmesser dargestellt.

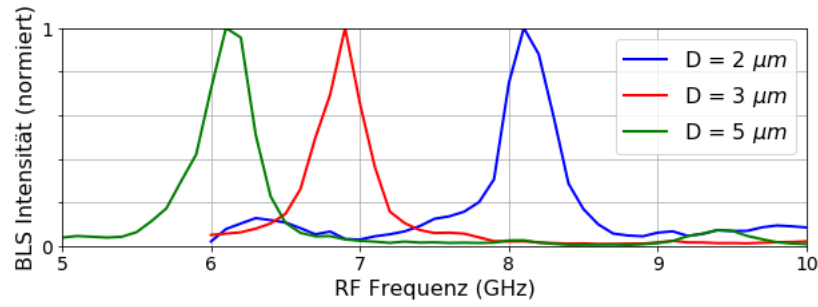


Abbildung 4.2: RF-Anregungsspektren für Disks mit 2,3 und 5 µm Durchmesser. Alle Messungen wurden mit einer Mikrowellenleistung von 20 dBm durchgeführt.

4.1.1 Auswahlregeln für 3-Magnonen-Prozesse

Aus den Messdaten in Abbildung 4.1 können Auswahlregeln für die Aufspaltung durch 3-Magnonen-Streuung formuliert werden. Die Frequenzen der dadurch populierte Moden sind jeweils um den Betrag $\delta\omega$ bezüglich der halben Anregungsfrequenz $\frac{\omega_0}{2}$ verschoben. Somit ergibt sich gemäß Energieerhaltung:

$$\hbar\omega_0 \rightarrow \hbar\left(\frac{\omega_0}{2} + \delta\omega\right) + \hbar\left(\frac{\omega_0}{2} - \delta\omega\right) \quad (4.1)$$

Der Betrag $\delta\omega$ ist abhängig von den durch die Dispersionsrelation beschriebenen möglichen Zuständen. Anhand der gemessenen Anregungsspektren in Abbildung 4.1 konnte die Frequenzaufspaltung extrahiert werden. Dazu wurden für verschiedene Anregungsfrequenzen die entsprechenden BLS-Spektren betrachtet. Anschließend wurden die Frequenzdifferenzen der zusätzlichen Maxima ermittelt und auf die Anregungsfrequenz ω_0 normiert. Die resultierenden Daten sind in Abbildung 4.3 dargestellt.

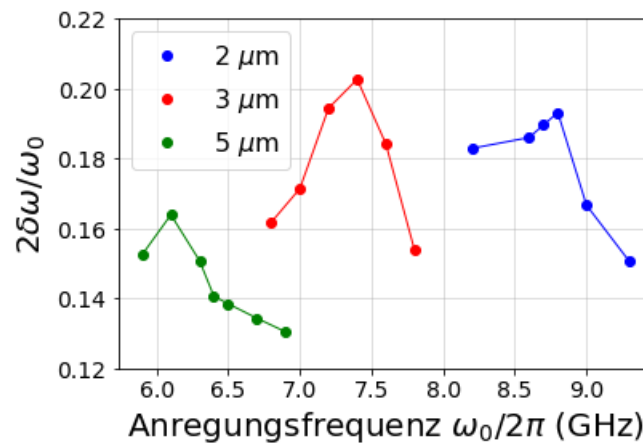


Abbildung 4.3: Gemessene Frequenzaufspaltung $2\delta\omega$ der durch 3-Magnonen-Streuung generierten Sekundärmoden. Diese wurde auf die jeweilige Anregungsfrequenz ω_0 normiert.

Für alle Durchmesser gibt es ein Maximum der Aufspaltung $\delta\omega$ bezüglich der Anregungsfrequenz. Zu niedrigeren und höheren Frequenzen wird die Aufspaltung dabei kleiner. Um dies genauer diskutieren zu können, sollen im Fortgang die Resultate orts aufgelöster BLS-Messungen betrachtet werden. Ziel dieser Messung war die Erfassung der Modenprofile der beschriebenen Zustände, um dadurch Rückschlüsse auf die zugehörigen Wellenvektoren zu ziehen. Da die Ortsauflösung der BLS-Mikroskopie durch den Durchmesser des Laserspots (~ 350 nm) limitiert wird, wurden diesen Messungen auf der $5\text{ }\mu\text{m}$ Disk durchgeführt, um eine möglichst große Auflösung bezüglich der Probengeometrie zu erreichen.

Die Probe mit einem Durchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ wurde mit einer RF-Frequenz von $6,1\text{ GHz}$ angeregt und mit dem fokussierten Laser und einer Schrittweite von 130 nm gerastert, wobei an jedem Punkt ein vollständiges BLS-Spektrum akkumuliert wurde. Die genannte Frequenz wurde gewählt, da dabei für die zusätzlich generierten Moden die größte Intensität gemessen wurde. Aus der Darstellung der Intensität verschiedener spektraler Bereiche als Funktion der Position geht hervor, dass die durch nichtlineare Prozesse generierten, sekundären Moden im Vergleich zur $(0,0)$ -Mode durch andere Quantenzahlen (m, n) beschrieben werden. Besonders auffällig ist die deutlich unterschiedliche azimuthale Komponente. Während die resonante Mode ihre größte Amplitude bei $x = \pm R/2$ hat, haben die zusätzlichen Komponenten ihr Maximum jeweils an verschiedenen Positionen entlang des Radius. Die Mode bei $3,46\text{ GHz}$ soll daher über die Modennummern $(1, 12)$ beschrieben werden und ist um einen Betrag δf bezüglich der halben Pumpfrequenz $f_0/2 = 3,05\text{ GHz}$ verschoben. Die zweite Sekundärmode hat eine Frequenz von $2,54\text{ GHz}$ und kann als $(0, 12)$ -Mode identifiziert werden. Diese ist um einen Betrag $-\delta f$ bezüglich $f_0/2$ verschoben.

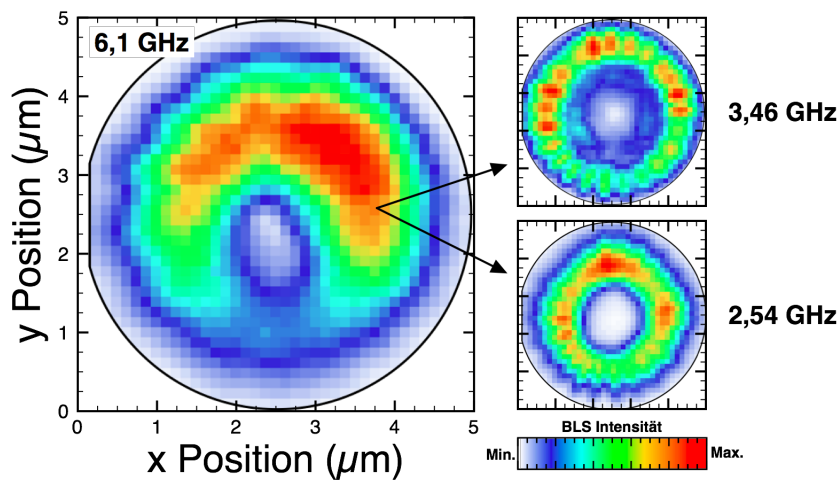


Abbildung 4.4: Intensitätsprofile der verschiedenen spektralen Bereiche $6,1$; $3,46$ und $2,54\text{ GHz}$ bei einer CW-Anregung mit $6,1\text{ GHz}$. Entnommen aus: [17]

Da die zeitlich integrierenden BLS-Messungen ein stationäres Modenprofil zeigen, ist anzunehmen, dass es sich jeweils um eine Überlagerung von zwei in azimuthaler Richtung gegenläufigen Moden handelt.

Gemäß des *Noether-Theorems* kann davon ausgegangen werden, dass der Drehimpuls in dem untersuchten rotationssymmetrischen Probensystem eine Erhaltungsgröße ist. In radialer Richtung ist die Probe nicht translationsinvariant, daher ist die radiale Komponente des Impulses keine Erhaltungsgröße. Unter Berücksichtigung dieser Aspekte kann für die 3-Magnonen-Streuung von zwei möglichen Prozessen ausgegangen werden, welche jeweils mit identischer Wahrscheinlichkeit auftreten:

$$\begin{aligned}(n_0, 0) &\rightarrow (n_1, +m) + (n_2, -m) \\ (n_0, 0) &\rightarrow (n_1, -m) + (n_2, +m)\end{aligned}\tag{4.2}$$

Dadurch können die gemessenen stehenden Wellenbilder als Superpositionen von Magnonen mit jeweils $+m$ und $-m$ erklärt werden.

4.1.2 Übergang zur 4-Magnonen-Streuung

Die in Abbildung 4.1 dargestellten Anregungsspektren zeigen außerdem, dass sich die Aufspaltung durch 3-Magnonen-Streuung und die Linienverbreiterung durch 4-Magnonen-Streuung für einige Frequenzen überschneiden. Um dies deutlicher darzustellen, wurden in Abbildung 4.5 BLS-Spektren für eine Pumpfrequenz von 5,675 GHz extrahiert, auf das Maximum normiert und über einer logarithmischen Intensitätsachse dargestellt. Zu erkennen ist, dass beide Streuprozesse als Funktion der eingestrahltten Leistung ineinander übergehen können. Dabei verbreitert sich die Resonanz bei 5,675 GHz zunehmend. Im unteren Frequenzbereich ist für kleinere Leistungen (hier: 14 dBm) die 3-Magnonen-Streuung dominierend, wodurch zwei zusätzliche Frequenzkomponenten beobachtet werden können. Bei einer Verbreiterung der Resonanz durch 4-Magnonen-Prozesse (infolge höherer Pumpleistungen) sind im Bereich der halben Anregungsfrequenz keine diskreten Zustände mehr zu erkennen.

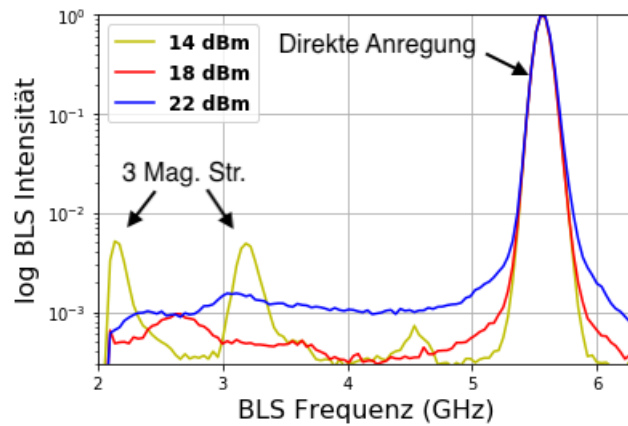


Abbildung 4.5: Zeitlich integrierte BLS-Spektren für eine RF-Frequenz von 5,675 GHz und verschiedene Leistungen.

Bei der Anregung von Spinwellen mit großen Amplituden gilt zu berücksichtigen, dass sich die Resonanz mit steigender Pumpleistung zu größeren Frequenzen verschiebt. Diese Eigenschaft wird häufig auch als *Foldover*-Effekt bezeichnet und ist auch für mechanische, elektrische und viele weitere Systeme bekannt [3]. Bei periodischer Anregung mit großen Amplituden kann die Rückstellkraft eines Oszillators nicht mehr als linear angenommen werden. Resultierend daraus sind die stimulierten Oszillationen anharmonisch. Dies gilt für nahezu alle realen oszillierenden Systeme.

Für die untersuchte Probe mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ ist dies exemplarisch für 20 und 23 dBm in Abbildung 4.6 dargestellt. Dabei wurde die Mikrowellenfrequenz schrittweise durchgestimmt und jeweils die BLS-Intensität im zugehörigen Frequenzbereich aufsummiert.

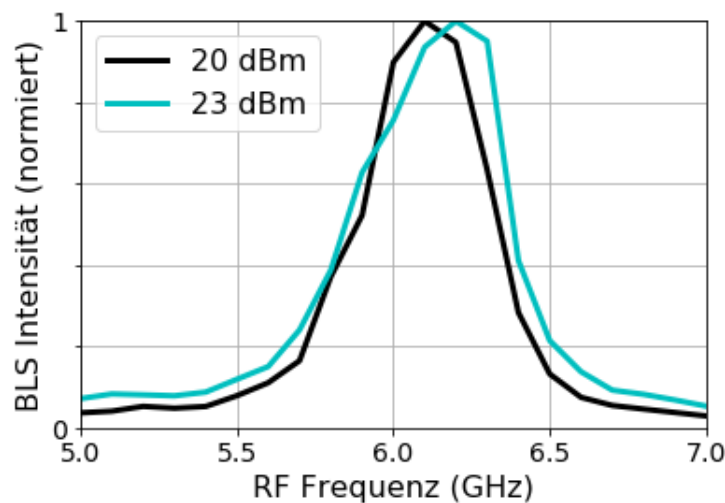


Abbildung 4.6: RF-Anregungsspektren für 20 und 23 dBm. Die Integration erfolgte über einem Bereich von 1 GHz um die Anregung. Für höhere Leistungen verschiebt sich die Resonanz der fundamentalen Mode zu höheren Frequenzen.

Weitere Messergebnisse zeigen, dass bei niedrigeren Pumpfrequenzen verschiedene Streuprozesse leistungsabhängig angeregt werden können. Abbildung 4.7 zeigt im oberen Teil die BLS-Spektren für eine Pumpleistung von 17 bzw. 23 dBm. Bei niedriger Leistung ist die Aufspaltung um die halbe Anregungsfrequenz deutlich ausgeprägt und bildet zwei scharf begrenzte Peaks. Durch Erhöhen der Leistung wird das Spektrum schließlich von einer starken Linienverbreiterung dominiert und zeigt (bis auf die Resonanz) keine scharf begrenzten Komponenten mehr. Bei einer Pumpfrequenz von 6,1 GHz hingegen bleibt die spektrale Zusammensetzung über den gezeigten Leistungsbereich qualitativ erhalten.

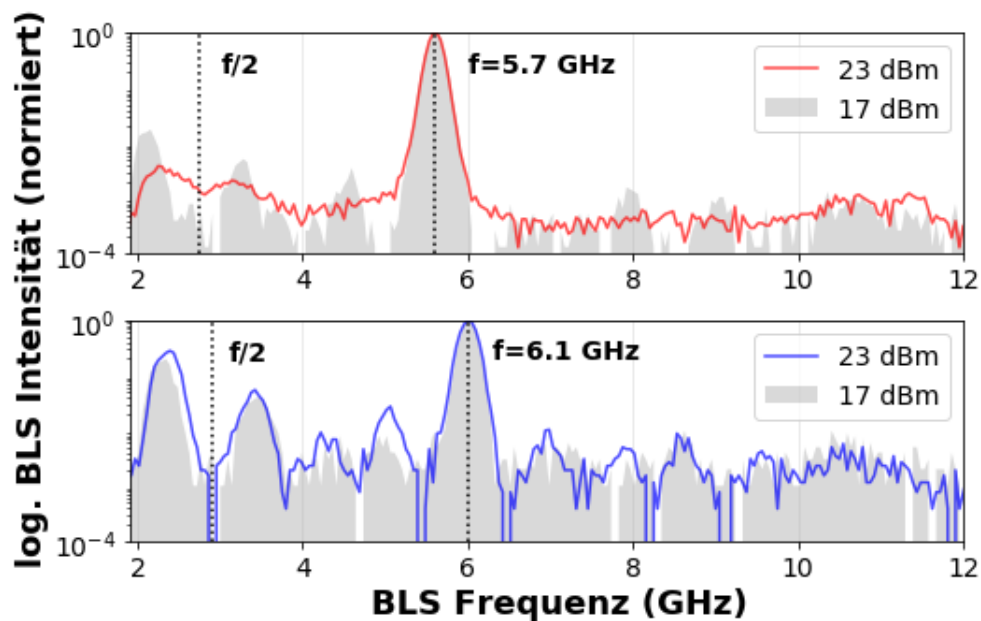


Abbildung 4.7: BLS-Spektren für eine Anregungsfrequenz von 5,7 und 6,1 GHz für je 17 und 23 dBm. Die eingezeichneten Linien dienen der Veranschaulichung der (halben) Pumpfrequenz.

Die bisher präsentierten Ergebnisse zeigen, dass Spinwellen in den vorliegenden Proben in drei Bereichen generiert werden können: dem linearen Bereich, dem Bereich der 3-Magnonen-Streuung und in dem Bereich der 4-Magnonen-Streuung. Je nach Anregungsfrequenz kann dabei die Abfolge der Prozesse für steigende Pumpleistungen variieren. Dies ist in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt.

Aufgrund der Energieerhaltung kann 3-Magnonen-Streuung nur auftreten, wenn erlaubte Zustände unterhalb der halben Anregungsfrequenz existieren und ist damit nicht immer erlaubt. In dem untersuchten Frequenzbereich, in dem die (0,0)-Mode der untersuchten Probe resonant angeregt werden kann, ist dies gegeben.

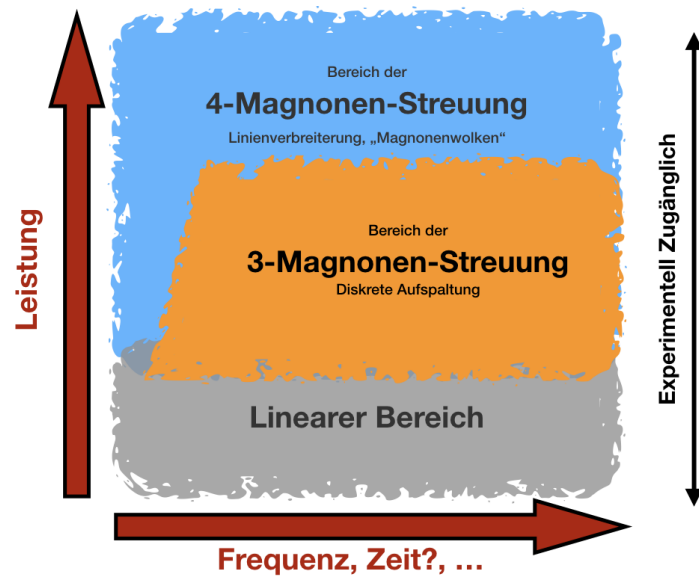


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des in den Experimenten zugänglichen Leistungsreiches. Lineare und verschiedene nichtlineare Prozesse gehen in Abhängigkeit der Anregungsleistung ineinander über und beeinflussen maßgeblich das resultierende Spinwellenspektrum.

Die 4-Magnonen-Streuung kann bei hohen Leistungen immer auftreten und wird in der Fachliteratur meist unabhängig von 3-Magnonen-Prozessen beschrieben [16].

4.1.3 Nichtlineare Prozesse bei gepulster Anregung

Die Streumechanismen sind unmittelbar an die Zeitskalen der dynamischen Magnetisierung geknüpft. Die Lebenszeiten von Magnonen befinden sich für ein Material wie Permalloy im Bereich von einigen Nanosekunden und können somit mittels zeitaufgelöster μ BLS beobachtet werden. Um sicherzustellen, dass die für diese Art der Messung notwendige stroboskopische Anregung die bisher diskutierten Effekte vergleichbar ermöglicht, wurden RF-Anregungsspektren im CW- und im Pulsbetrieb durchgeführt. Dies ist für eine jeweilige Leistung von 23 dBm und eine Pulsbreite von 100 ns (200 ns Pulsperiode) in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Messungen erfolgten dabei direkt hintereinander, wobei der Laserspot auf halbem Radius der untersuchten Probe positioniert wurde. Für die Wahl der Pulsparameter wurden folgende Aspekte berücksichtigt:

- **Mittlere Lebenszeit der Magnonen:** Diese liegen im Bereich einiger Nanosekunden. Die gepulste Anregung sollte nicht schneller stattfinden als Relaxationsprozesse selbst.

- **Signal-zu-Rausch-Verhältnis:** Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis steigt mit der Anzahl der wiederholten Messungen. Zweckmäßige Messzeiten erfordern damit eine möglichst hohe Repitionsrate.
- **Pulsquelle:** Die Pulsquelle des verwendeten Mikrowellengenerators konnte als kleinste Pulsbreite 10 ns bereitstellen. Um eine konstante Signal-Amplitude während des Pulses sicherzustellen, sind größere Pulsbreiten typischerweise besser geeignet.
- **Zeiterfassung:** Die Repitionsrate der in späteren Messungen verwendeten TOF-Karte ist auf 8 MHz und damit auf eine Pulsperiode von 125 ns limitiert.

Auch für die Messungen, welche in den folgenden Abschnitten präsentiert werden, wurden die Pulsparameter unter den genannten Gesichtspunkten ausgewählt und lagen somit in einem ähnlichen Bereich.

Die gemessenen Anregungsspektren für CW- und gepulste Anregung zeigen ein hohes Maß an qualitativer Übereinstimmung. Eine wesentliche Ursache für kleinere Abweichungen ist dabei vor allem die Normierung beider Spektren auf ihr Maximum und die anschließende Darstellung mit der selben Farbskala. Für diese Fälle beträgt das Tastverhältnis (auch als *duty cycle* bezeichnet) für die CW-Anregung 1 und für die gepulste Anregung $1/2$.

Es resultiert ein geringeres *Signal-zu-Rausch-Verhältnis* für die gepulste Anregung, welches stärkeres Rauschen im zugehörigen Intensitätsgraphen verursacht. Dennoch kann aufgrund des hohen Maßes an Übereinstimmungen davon ausgegangen werden, dass die stroboskopische Anregung hinreichend ist, um nichtlineare Effekte in der Zeitdomäne zu analysieren. Eine auffällige Abweichung in Abbildung 4.9 wurde mittels zweier Pfeile markiert. An diesen Stellen ist zu erkennen, dass dort die 4-Magnonen-Streuung bei CW-Anregung deutlicher stärker auftritt, wohingegen bei gepulster Anregung noch diskrete Zustände durch 3-Magnonen-Streuung erkennbar sind. Damit zeigt sich die Zeitabhängigkeit der genannten Prozesse und soll die im Fortgang durchgeführten zeitaufgelösten Experimente motivieren.

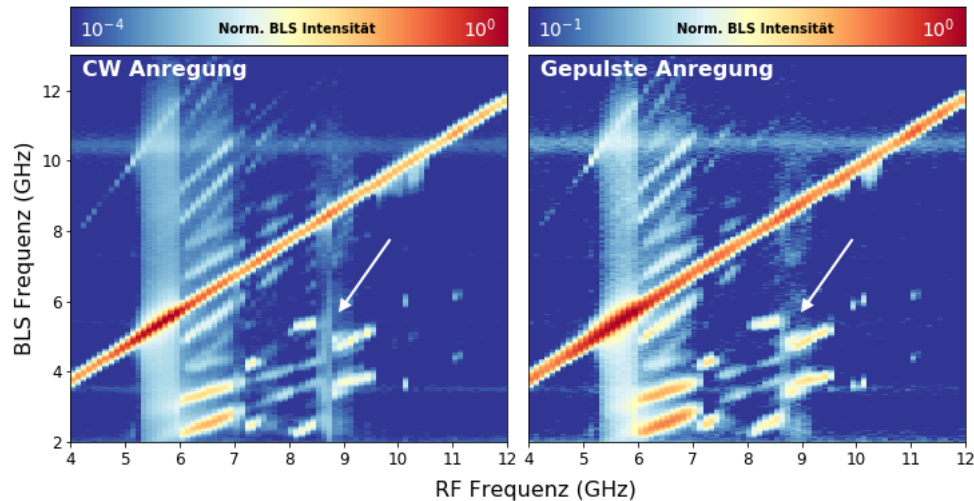


Abbildung 4.9: Vergleich der RF-Anregungsspektren für CW-Anregung (*links*) und gepulster Anregung (*rechts*) bei einer Leistung von 23 dBm. Beide Graphen wurden auf das jeweilige Maximum normiert und mittels der selben Farbskala dargestellt.

4.2 Zeitverhalten von 3-Magnonen-Prozessen

4.2.1 Einschwingverhalten

Im Folgenden soll die zeitliche Entwicklung der durch 3-Magnonen-Streuung generierten Moden untersucht werden. In Abbildung 4.9 wird deutlich, dass für Frequenzen zwischen 6 und 7 GHz zwei diskrete Zustände im BLS-Frequenzbereich zwischen 2 und 4 GHz angeregt werden. Dabei ist der zusätzliche Untergrund bzw. die Linienverbreiterung durch 4-Magnonen-Prozesse verhältnismäßig gering. Die folgenden Messungen wurden daher bei einer Frequenz von 6,1 GHz durchgeführt.

Zeitaufgelöste BLS-Messungen in Abbildung 4.10 zeigen, dass die nichtlinearen Moden eine Verzögerungszeit bezüglich der direkten Anregung aufweisen. Erhöht man die Pumpleistung zur Anregung der fundamentalen Mode, so wird die Zeitdifferenz zwischen dem Anschwingen beider Zustände kleiner. Die Ergebnisse zeigen, dass die Verzögerung je nach Pumpleistung in einem Bereich von ca. 30 ns variiert werden kann.

Es ist davon auszugehen, dass die Anstiegs- bzw. Einschwingzeit der unteren Frequenzkomponenten, vergleichbar mit anderen physikalischen Systemen, von folgenden wesentlichen Parametern bestimmt wird:

- Besetzungsdichte des höherenergetischen Zustandes
- Besetzungsdichte Zustände niedrigerer Energie

- Kopplung der Zustände
- Verlustrate/Dämpfung

Auf Grundlage der theoretischen Vorbetrachtung kann angenommen werden, dass die Besetzungsdichte der unteren Zustände zu Beginn des Anregungspulses quasi null ist, da für 3-Magnonen-Streuung zunächst ein kritisches Pumpfeld überschritten werden muss. Dies wird in Abbildung 4.10 daran deutlich, dass für 16 dBm der Streuprozess noch nicht sichtbar ist und nur Magnonen mit der Anregungsfrequenz 6,1 GHz während des Pulses (von 20 bis 120 ns) detektiert wurden. Mit dem Überschreiten dieser Schwelle setzt die Population der zusätzlichen Moden durch den Streuprozess ein. Dies ist in Abbildung 4.10 ab 17 dBm zu erkennen und wurde dort mit einem weißen Pfeil markiert. Dabei ist die 3-Magnonen-Streuung ein zusätzlicher Verlustkanal für Magnonen der Resonanz und reduziert folglich die Besetzungsdichte. Auch die Magnonen in den sekundären Moden erfahren eine Dämpfung. Dies resultiert in einer bestimmten Einstellzeit, die das System benötigt, um ein Gleichgewicht herzustellen. Danach bleiben die gemessenen relativen Intensitäten im Messzeitraum konstant.

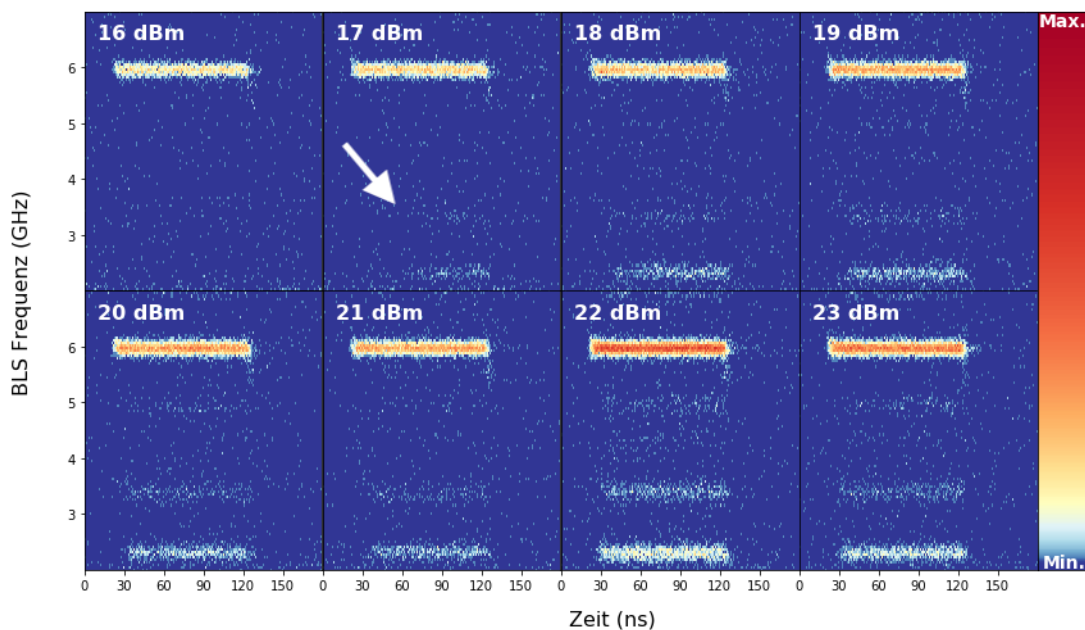


Abbildung 4.10: Zeitaufgelöste BLS-Messungen für eine RF-Frequenz von 6,1 GHz bei jeweils unterschiedlichen Pumpleistungen. Für höhere Leistungen (hier: ab 17 dBm) kann die Anregung nichtlinearer Moden beobachtet werden (symmetrisch um 3 GHz). Die gemessene und dargestellte Intensität folgt in allen acht Abbildungen der selben logarithmischen Farbskala.

Aufgrund der orts aufgelösten Messung mittels BLS-Mikroskopie und der unterschiedlichen Lokalisierung der nichtlinearen Moden sind die relativen Intensitäten

der nichtlinearen Moden in Abbildung 4.10 nicht identisch.

Zur Analyse des Einschwingvorganges wurden Zeitprofile der gemessenen BLS-Intensität mittels Integration über einen Frequenzbereich von $\pm 0,5$ GHz um 2,5 GHz extrahiert. Einige dieser Intensitätsverläufe sind exemplarisch in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Intensität I als Funktion der Zeit t wurde im Anschluss mit einer *Sigmoid*-Funktion gemäß Gleichung 4.3 angenähert.

$$I(t) = \frac{c}{1 + e^{-k(t-t_0)}} + I_0 \quad (4.3)$$

Die Resultate der Regression sind als durchgehende Linien in Abbildung 4.11 dargestellt.

Auf Grundlage dessen konnte die Anstiegszeit $t_{\text{Rise}} = |1/k|$ ermittelt und als Funktion der Anregungsleistung dargestellt werden.

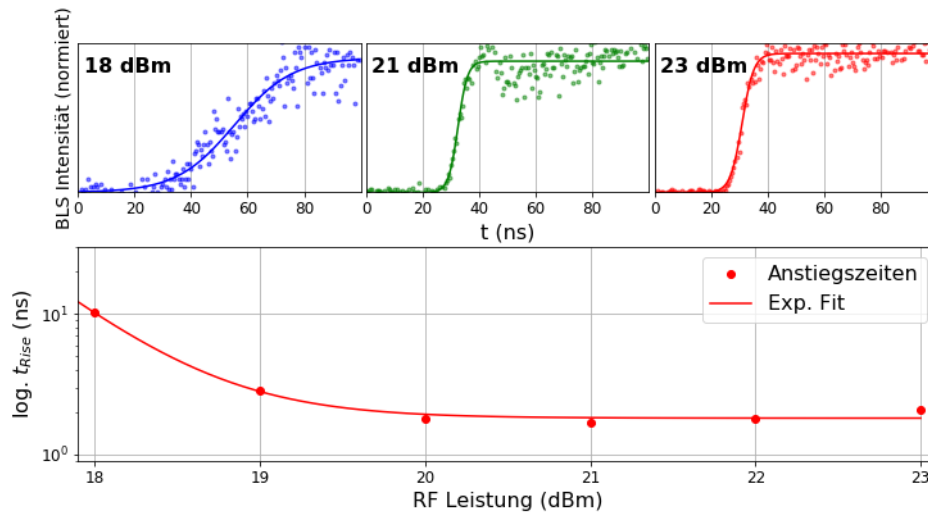


Abbildung 4.11: *Oben:* Zeitprofile des Frequenzbereiches um 2,5 GHz zeigen das Anschwingverhalten der durch 3-Magnonen-Streuung populierte Moden. Alle drei Graphen wurden auf das jeweilige Maximum des gesamten Messbereiches (250 ns) normiert. Es werden jeweils die ersten 80 ns der Messdaten dargestellt (blau). Die Zeitprofile wurden im dargestellten Bereich mit einer *Sigmoid*-Funktion angenähert (rot).

Unten: Aus den durchgeführten Regressionen wurde die Anstiegszeit ermittelt und als Funktion der Anregungsleistung aufgetragen (Datenpunkte). Der rot eingezeichnete Graph basiert auf einer Regression der Daten mit einer Exponentialfunktion.

Die Auswertung zeigt, dass die Anstiegszeiten im untersuchten Bereich mit steigender Leistung exponentiell abnehmen. Da die Anstiegszeiten im gemessenen Leistungsbereich ab ca. 20 dBm annähernd konstant bleiben, kann angenommen werden, dass hier nur noch die mittlere Lebenszeit der Magnonen in den Sekundärmoden und somit deren Dämpfung die Population limitiert. Es sei angemerkt, dass die in zeitaufgelösten BLS-Messungen bestimmte Lebenszeit

stets gerade der Hälfte der tatsächlichen Lebenszeit entspricht. Grund dafür ist die Messung der Intensität der Spinwellen und damit des Quadrates der Amplitude. Dies wird im folgenden Abschnitt erläutert.

4.3 Empirische Ratengleichungen

Gemäß der theoretischen Vorbetrachtung und der experimentellen Ergebnisse sollen im Folgenden Ratengleichungen abgeleitet werden, welche das Zeitverhalten des 3-Magnonen-Streuprozesses beschreiben. Dabei wird der Energieaustausch (hier repräsentiert durch die Änderung der gemessenen Intensitäten) zwischen gepumpter Resonanz und den durch 3-Magnonen-Streuung populierten Moden betrachtet. Letztere sind gemäß der Energieerhaltung stets gleich besetzt und werden im Fortgang durch das Intensitätsprofil einer Mode repräsentiert.

Die Intensität der fundamentalen Mode erhöht sich beim Anlegen der Mikrowellenleistung $P(t)$ und reduziert sich aufgrund der mittleren Lebenszeit τ_1 der Magnonen mit $\frac{-I_1(t)}{\tau_1/2}$. Der Faktor $1/2$ berücksichtigt, dass die mittels Intensitäten gemessene Lebenszeit stets halb so groß ist, wie die Lebenszeit der Amplitude. Diese resultiert aus der Dämpfung Γ . Es gilt:

$$a_{SW} \sim e^{-\Gamma t} \quad (4.4)$$

Die gemessene Intensität entspricht der quadrierten Amplitude a_{SW} der Spinwellen. Es gilt also $I = a_{SW}^2$. Unter der Berücksichtigung, dass der Dämpfungskoeffizient Γ reziprok zur Lebenszeit τ ist, kann für die gemessene zeitabhängige Dämpfung der Intensität folgender Zusammenhang formuliert werden:

$$I = a_{SW}^2 \sim e^{-2\Gamma t} \sim e^{\frac{-t}{\tau/2}} \quad (4.5)$$

Ein weiterer Verlustkanal resultiert aus der 3-Magnonen-Streuung. Die Kopplung dieser beiden Zustände soll im Fortgang mit der Konstante C beschrieben werden. Gemäß [14] skaliert die Kopplung zwischen der fundamentalen Mode und der durch Instabilitäten generierten Zustände analog zum Verhältnis der Anzahl der initialen und finalen Zustände des Streuprozesses. Im Falle der 3-Magnonen-Streuung ist dieses 1 : 2. Unter der Annahme, dass zwischen der gemessenen BLS-Intensität I und der Amplitude der Zusammenhang $I \sim A^2$ besteht, wird der dadurch bedingte Term der Ratengleichung mit $-C\sqrt{I_1(t)}I_2(t)$ angegeben.

Die Ratengleichung für die sekundäre Mode enthält ebenfalls einen Verlustterm $\frac{-I_2(t)}{\tau_2/2}$ aufgrund der mittleren Lebenszeit τ_2 der Magnonen in diesem Zustand. Die Population wird mittels des Terms $C\sqrt{I_1(t)}I_2(t)$ beschrieben. Ein Modell, welches auf den selben Annahmen basiert, wurde in [18] verwendet, um experimentelle Daten zur 3-Magnonen-Konfluenz, also dem umgekehrten Effekt, zu beschreiben. Dazu wurde im Kopplungsterm jedoch die Wurzel des Endzustandes gebildet, um das Verhältnis zwischen initialen und finalen Magnonen von 2 : 1 zu berücksichtigen. Die experimentellen Ergebnisse konnten damit in der genannten Quelle hinreichend beschrieben werden.

Die Skalierung um den Faktor $1/2$ in Gleichung (4.7) berücksichtigt, dass im Fortgang nur das Zeitprofil einer der beiden Sekundärmoden betrachtet wurde.

Es ergeben sich damit zwei gekoppelte Ratengleichungen, welche die Population der direkt angeregten und der durch 3-Magnonen-Streuung populierte Zustände beschreiben sollen.

$$\frac{dI_1(t)}{dt} = P(t) - \frac{I_1(t)}{\tau_1} - C\sqrt{I_1(t)}I_2(t) \quad (4.6)$$

$$\frac{dI_2(t)}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \left(-\frac{I_2(t)}{\tau_2} + C\sqrt{I_1(t)}I_2(t) \right) \quad (4.7)$$

Das Störglied $P(t)$ beschreibt die Einhüllende des im Experiment angelegten Mikrowellenpulses und wurde für die numerischen Simulationen durch eine *Sigmoid*-Funktion beschrieben:

$$P(t) = \frac{P_0}{1 + \exp[-k(t - t_0)]} \quad (4.8)$$

Die Amplitude des Pulses wird dabei über P_0 beschrieben. Die Verschiebung auf der Zeitachse, also der Zeitpunkt des Eintreffens des Pulses im Messfenster, entspricht t_0 . Die Anstiegszeit der Pulsflanke berechnet sich gemäß $t_{Rise} = 1/k$. Im Fortgang wurde lediglich das Einschwingverhalten der beobachteten Moden mit dem Modell verglichen, wodurch $P(t)$ keiner fallenden Flanke bedarf.

Um die Ergebnisse aus Abbildung 4.11 mit den Lösungen der Ratengleichungen zu vergleichen, wurden die Gleichungen (4.6) und (4.7) numerisch gelöst und die Koeffizienten anhand experimenteller Daten angepasst. Da bei einer Pumpleistung von 12 dBm im Experiment noch keine Aufspaltung messbar war, konnte anhand dieses Datensatzes das im Modell zu verwendende Störglied $P(t)$ angepasst werden. Die Kopplungskonstante C wurde dazu zunächst auf 10^{-10} gesetzt, um die 3-Magnonen-Streuung zu vernachlässigen. Demzufolge brachte eine *Sigmoid*-Funktion mit $k=1,2$ und einer Amplitude P_0 von '5' die größte Übereinstimmung. Für die Lebenszeit τ_1 konnte mit 2 ns die beste

Anpassung erreicht werden. Zur Überprüfung wurde die numerische Simulation für 15 dBm wiederholt (auch hier waren im Experiment noch keine zusätzlichen Moden messbar) und das Anregungsfeld dementsprechend um den Faktor 2 auf '10' erhöht. Die Resultate sind in Abbildung 4.12 dargestellt (schwarz) und zeigen große Übereinstimmung mit den Messdaten. Letztere wurden mit einer Zeitauflösung von 50 ps gemessen. Zur nachträglichen Verbesserung des *Signal-zu-Rausch-Verhältnisses* wurden die Messergebnisse über einen Zeitraum von 250 ps gemittelt (auch als *binning* bezeichnet).

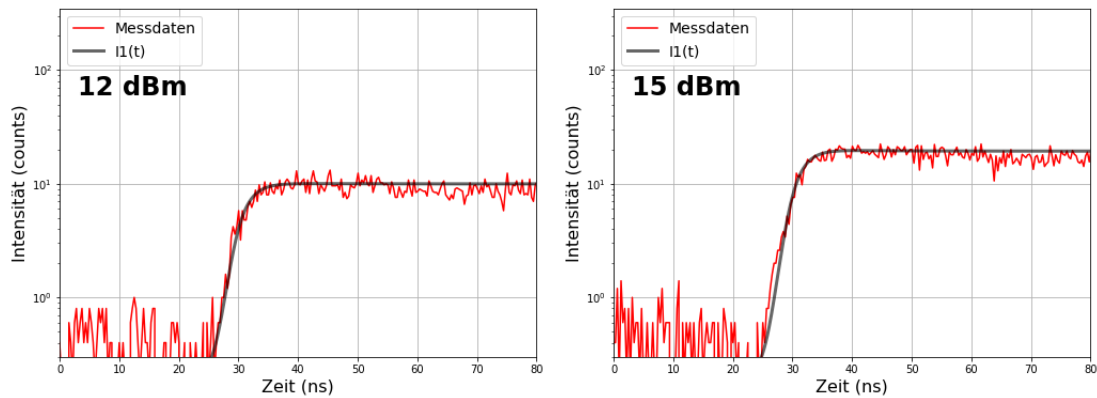


Abbildung 4.12: Zeitprofile der direkt angeregten Mode bei 6,1 GHz für 12 und 15 dBm (rot). Die schwarz dargestellten Graphen zeigen die Ergebnisse der numerischen Lösung der Ratengleichungen. Das zur Simulation verwendete Anregungsfeld wurde ausgehend von der Anpassung bei 12 dBm für die Validierung bei 15 dBm verdoppelt (alle anderen Parameter waren identisch).

Für Pumpleistungen oberhalb von 16 dBm wurden zusätzliche Moden durch 3-Magnonen-Streuung angeregt (siehe Abbildung 4.10). Anhand des Datensatzes für eine Pumpleistung von 18 dBm wurde die Kopplungskonstante C angepasst. Die Amplitude des sigmoidalen Anregungspulses wurde dafür gemäß der angegebenen Mikrowellenleistung skaliert. Die Anpassung des Koeffizienten erfolgte unter dem Gesichtspunkt, den Zeitpunkt des Einsetzens der Sättigung der Intensität hinreichend zu beschreiben. Die mittlere Lebenszeit $\tau_2/2$ wurde dafür ebenfalls mit 2 ns gewählt. Das Resultat dieser Anpassung ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

Es zeigt sich, dass sich sowohl das Einschwingverhalten als auch die Intensität im Bereich der Sättigung durch die Kopplungskonstante C nicht hinreichend beschreiben lassen. Zudem weicht das Modell dahingehend stark von den Beobachtungen ab, dass die Intensität der direkten Anregung durch Einsetzen des Streuprozesses stark reduziert wird und nach Einstellen des Gleichgewichtes geringer ist, als die der Sekundärmode. Selbiges Verhalten wird durch das Modell

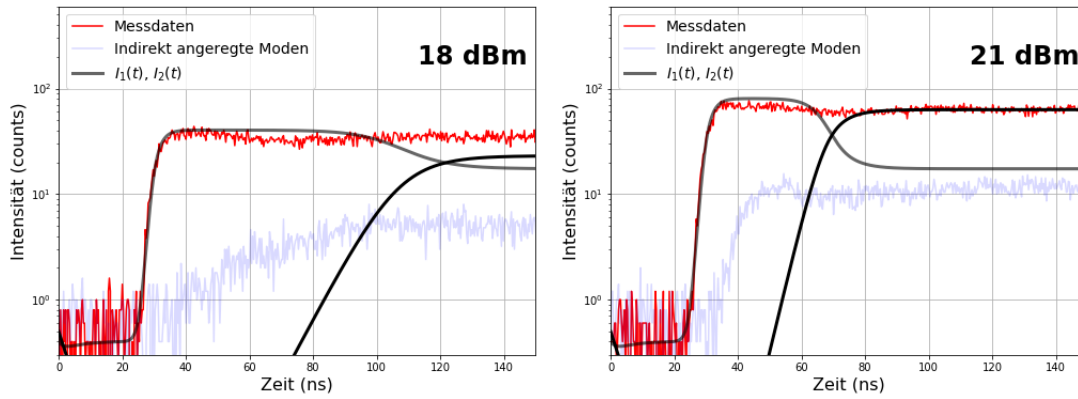


Abbildung 4.13: Zeitprofile der direkt angeregten Mode bei 6,1 (rot) und der Sekundärmode bei 2,5 GHz (blau). In schwarz sind die numerischen Lösungen der beschriebenen Ratengleichungen eingezeichnet. Durch die Berücksichtigung der 3-Magnonen-Streuung beschreibt das gewählte Modell die Messdaten nicht mehr hinreichend.

auch für höhere Leistungen beschrieben und ist beispielhaft für 21 dBm in Abbildung 4.13 dargestellt.

Die in den Experimenten gemessenen Zeitprofile weisen starke Ähnlichkeit mit den in [18] dargestellten und simulierten Messdaten für Konfluenzprozesse auf. Die Kopplungsterme der Gleichungen (4.6) und (4.7) wurden daher modifiziert:

$$\frac{dI_1(t)}{dt} = P(t) - \frac{I_1(t)}{\tau_1} - CI_1(t)\sqrt{I_2(t)} \quad (4.9)$$

$$\frac{dI_2(t)}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \left(-\frac{I_2(t)}{\tau_2} + CI_1(t)\sqrt{I_2(t)} \right) \quad (4.10)$$

Unter Berücksichtigung der bisherigen Annahmen beschreiben diese damit einen Konfluenzprozess von zwei Magnonen des durch I_1 repräsentierten Zustandes in den durch I_2 repräsentierten Zustand. Dies steht im Gegensatz zu den bisherigen Interpretationen des 3-Magnonen-Streuprozesses, welcher das Zustandsverhältnis 1 : 2 beschreibt.

Durch erneute numerische Simulationen mit dem veränderten Modell und den in Abbildung 4.12 verwendeten Werten, konnten die experimentellen Ergebnisse jedoch mit großer Übereinstimmung beschrieben werden. Dies gelang ebenfalls für verschiedene Pumpleistungen, in dem die im Modell verwendete Amplitude der Anregung entsprechend der Experimente relativ skaliert wurde. Die Ergebnisse dieser numerischen Approximationen sind in Abbildung 4.14 dargestellt.

Die Einschwingvorgänge der zusätzlichen Mode werden von dem modifizierten Modell hinreichend beschrieben und weichen lediglich für 18 dBm zwischen 40

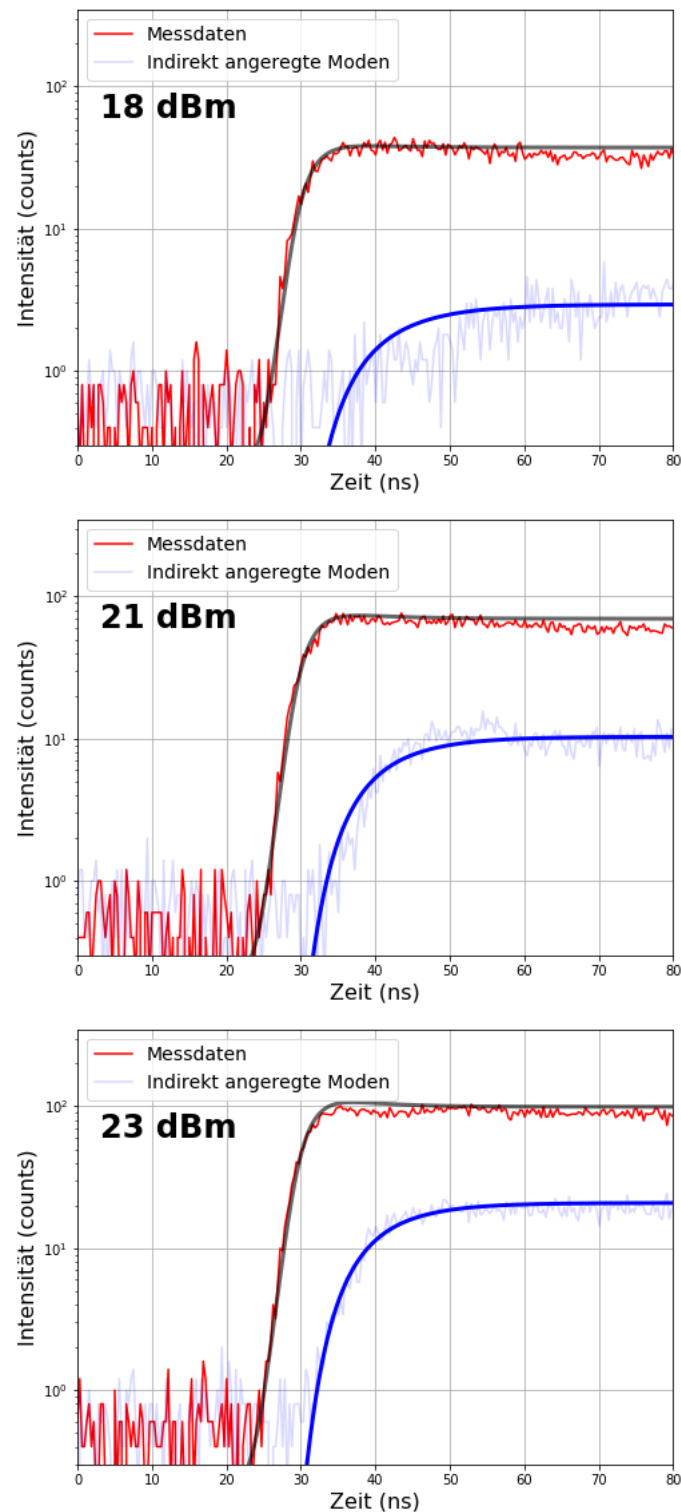


Abbildung 4.14: Zeitprofile der direkt angeregten Mode bei 6,1 GHz für 18, 21 und 23 dBm (rot). Die schwarz dargestellten Graphen zeigen die simulierten Zeitprofile für I_1 gemäß der diskutierten Ratengleichungen. In blau sind die jeweiligen gemessenen Zeitprofile (hellblau) der Mode bei 2,5 GHz dargestellt. Die dunkelblau dargestellten Graphen zeigen die Lösungen der Ratengleichung I_2 .

und 60 ns von den Messdaten ab. In dieser Messung ist jedoch das *Signal-zu-Rausch*-Verhältnis aufgrund der relativ geringen BLS-Intensität deutlich geringer. Die Abweichungen können also auch in den Messdaten begründet sein.

Für alle gezeigten Simulationen beschreiben die numerischen Lösungen der gekoppelten Differentialgleichungen (4.9) und (4.10) die Intensität der jeweiligen Moden im Bereich der Sättigung hinreichend. Die mögliche Ursache dafür, dass die gemessenen Streuprozesse über Konfluenzprozesse beschreibbar sind, soll nachfolgend diskutiert werden.

Die Zustände, welche über 3-Magnonen-Streuung populierte werden, sind bezüglich ihrer Energie entartet. Dies resultiert aus der Rotationssymmetrie des untersuchten Systems. Die gemessenen Intensitätsprofile zeigen eine periodische Modulation in azimuthaler Richtung. Da es in dieser Richtung keine Randbedingungen und somit keine Reflexionen gibt, kann das resultierende stehende Wellenbild nur durch die Überlagerung zweier Moden mit den Quantenzahlen m und $-m$ erklärt werden. Für den 3-Magnonen-Streuprozess heißt dies, dass es für ein initiales Magnon mit $m = 0$ zwei identisch wahrscheinliche Möglichkeiten für die Streuung gibt:

$$\begin{aligned} (n_0, 0) &\rightarrow (n_1, -m), (n_2 \neq n_1, m) \\ (n_0, 0) &\rightarrow (n_1, m), (n_2 \neq n_1, -m) \end{aligned} \tag{4.11}$$

Die Quantisierungsbedingung dieser beiden Moden erfordert demnach jeweils beide Wellenvektoren. Durch die beim Streuprozess geltende Energieerhaltung kann dies jedoch nie durch 'einen einzigen' Streuvorgang gegeben sein. Daher bedarf es zwei 3-Magnonen-Prozessen, aus denen die entgegengesetzten Wellenvektoren hervorgehen. In der Gesamtbilanz erhöhen damit zwei initiale Magnonen der fundamentalen Mode die Population der zusätzlichen Moden jeweils um eins. Das resultierende Verhältnis entspricht somit einem 3-Magnonen-Konfluenzprozess. Zum aktuellen Zeitpunkt gibt es jedoch keine exakt abgeleiteten Ratengleichungen für Streuprozesse in Vortex-Strukturen. Der nötige Aufwand würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Die aufgeführten Annahmen konnten also noch nicht theoretisch untermauert werden.

Um die Annahmen experimentell zu untermauern, müsste die Entartung der Zustände aufgehoben werden. In Publikationen auf dem Gebiet der Magnetisierungsdynamik in Vortex-Strukturen konnte gezeigt werden, dass eine Aufspaltung von Zuständen durch die Wechselwirkung mit der sogenannten *gyrotropen Mode* des Vortexkerns erreicht werden kann. Diese beschreibt die Rotationsbe-

wegung des Kernbereiches mit *out-of-plane*-Magnetisierung, welche ihre Resonanzen typischerweise in der Größenordnung von 0,1 - 1 GHz hat und durch dynamische *in-plane*-Felder angeregt werden kann. Da diese gyrotrope Bewegung einem Drehsinn unterliegt, spalten azimuthale Spinwellen abhängig vom Vorzeichen ihres Wellenvektors auf. Dabei reduziert sich die Energie der Spinwellen, deren Wellenvektor parallel zum Drehmoment des Vortexkerns steht. Für Spinwellen mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung erhöht sich die Energie. Der Einfluss der Bewegung des Vortexkerns auf azimuthale Spinwellen skaliert mit der räumlichen Überschneidung der dynamischen Prozesse und ist somit abhängig von den jeweiligen Amplituden. Ein Modell für die resultierende Aufspaltung der azimuthalen Mode mit $m=1$ wird in [5] vorgestellt. Es wird gezeigt, dass die Aufspaltung mit dem Aspektverhältnis der Vortexstruktur skaliert. Ein mögliches Experiment zur Überprüfung der beschriebenen Annahmen sollte demzufolge in Vortexstrukturen mit großem Aspektverhältnis (Schichtdicke/Radius) durchgeführt. Durch zusätzliche *in-plane*-Felder mit großer Amplitude kann eine Aufspaltung entarteter Zustände erreicht werden. Die Zeitprofile von durch 3-Magnonen-Prozessen populierte Zuständen sollten dann durch einen Kopplungsterm in der Form $C\sqrt{I_1(t)}I_2(t)$ beschreibbar sein. Die Validierung dieser Annahme erfordert jedoch einen enormen Aufwand und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

4.3.1 Modulation der Pumpleistung

Die Übergangsrate für die Population niederenergetischer Zustände über 3-Magnonen-Streuung skaliert ebenfalls mit deren Besetzungsdichte. Um dies zu demonstrieren, wurden Versuche durchgeführt, bei denen zunächst das kritische Pumpfeld bei der resonanten Frequenz überschritten wurde. Die sekundären Moden schwingen durch das Einsetzen der 3-Magnonen-Streuung an. Anschließend wurde zu dem Pumpfeld ein zweites Mikrowellensignal addiert, welches um 80 MHz bezüglich des ersten Signals verstimmt war. Da beide Frequenzen innerhalb der Linienbreite der Resonanz lagen, kam es zu einer Schwebung und somit zu einer zeitlichen Intensitätsmodulation der resonanten Mode mit einer Periode von 12,5 ns. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

Obwohl beide Mikrowellensignale die selbe nominelle Leistung (17 dBm) hatten, erreichte die Intensität der resonanten Mode während der Modulation niemals null. Diesbezüglich können zwei mögliche Ursachen genannt werden. Einerseits ist anzunehmen, dass die Transmission des verwendeten Mikrowellenequip-

ments für beide Signale leicht abweicht und daher keine Modulation mit 100% erreicht werden konnte. Andererseits beträgt die Lebenszeit der Spinwellen etwa 4 ns (siehe Abschnitt 4.2.1). Die Lebenszeit ist definiert als die Zeit, in der die Spinwellenamplitude auf $1/e$ abfällt. Somit ist zu erwarten, dass im Zeitraum der negativen Halbwelle des modulierten Pumpsignals die Spinwellenamplitude bzw. die gemessene Intensität nicht null erreicht.

Dennoch bleibt festzustellen, dass die zeitlichen Änderungen der Intensitäten der sekundären und der resonanten Mode im Bereich der Modulation identisch sind. Die Sekundärmoden folgen dabei der Modulation der Resonanz mit einer Verzögerung von etwa 2 ns.

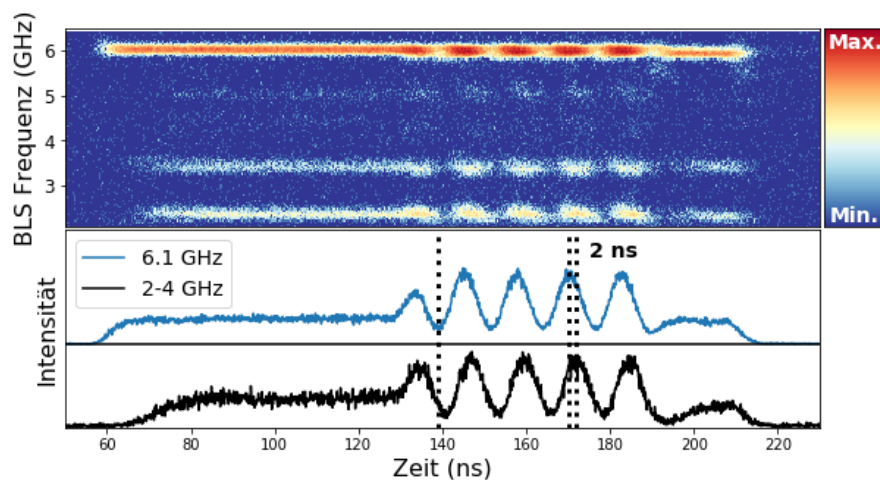


Abbildung 4.15: Oben: Zeitaufgelöste BLS-Messung für eine Anregung mit 6,15 GHz (60-210 ns) und 6,07 GHz (130-190) mit einer Leistung von je 17 dBm. Die gemischte Anregung führt zu einer periodischen Intensitätsmodulation der direkten Anregung, welche sich auf die zusätzlich angeregten Moden bei ca. 3,5 und 2,5 GHz überträgt.

Unten: Extrahierte Zeitprofile für die direkte Anregung (zusätzlichen Moden) um 6,1 (2-4) GHz. Die eingezeichneten Linien dienen der Veranschaulichung der zeitlichen Verschiebung der Signale im Bereich der Modulation um ca. 2 ns.

Vergleicht man den Intensitätsverlauf beim Einschwingvorgang der nichtlinearen Magnonen (2.4 GHz) ab ca. 60 ns mit der Änderung durch die Modulation ab ca. 130 ns, wird deutlich, dass die Rate des Energieflusses zwischen resonanter Mode und den aufgespalteten Moden mit der Population beider skaliert. Die Intensität der sekundären Moden kann demnach der Resonanz nach dem Einstellen eines Gleichgewichtes schneller folgen.

Das im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Modell der gekoppelten Rattengleichungen wurde ebenfalls für dieses Experiment angewandt. Um das Anregungsfeld entsprechend zu modellieren, wurden die zwei Sigmoidfunktionen

$sig_{Rise}(t)$ und $sig_{Fall}(t)$ verwendet, welche jeweils die steigende und die fallende Flanke des zusätzlichen Pulses bilden.

$$sig(t) = \frac{1}{1 + \exp[k(t - t_0)]} \quad (4.12)$$

Unter Berücksichtigung der experimentellen Daten, wurden die in Tabelle 4.3.1 aufgeführten Parameter verwendet, um den zusätzlichen Mikrowellenpuls zu beschreiben.

	k	t_0 (ns)
sig_{Rise}	-0,3	130
sig_{Fall}	0,5	188

Tabelle 4.1: Verwendete Parameter zur Modellierung der zusätzlichen steigenden und fallenden Flanke.

Die aus der Überlagerung beider RF-Signale resultierende Schwebung mit einer Frequenz von 80 MHz wurde mittels einer Sinusfunktion beschrieben. Unter Berücksichtigung der Messdaten kann diese folgendermaßen formuliert werden:

$$m(t) = \sin(0,08 \cdot 2\pi \cdot t - 1,8) + 0,6 \quad (4.13)$$

Die Zeit t wird dabei in Nanosekunden angegeben. Die Phasenverschiebung um -1,8 resultiert aus den unterschiedlichen Kabelstrecken, welche die beiden Signale im Experiment durchliefen. Die Verschiebung um 0,6 in y-Richtung wurde in Übereinstimmung mit den Messdaten gewählt. Die drei diskutierten Funktionen sind im oberen Teil von Abbildung 4.16 dargestellt.

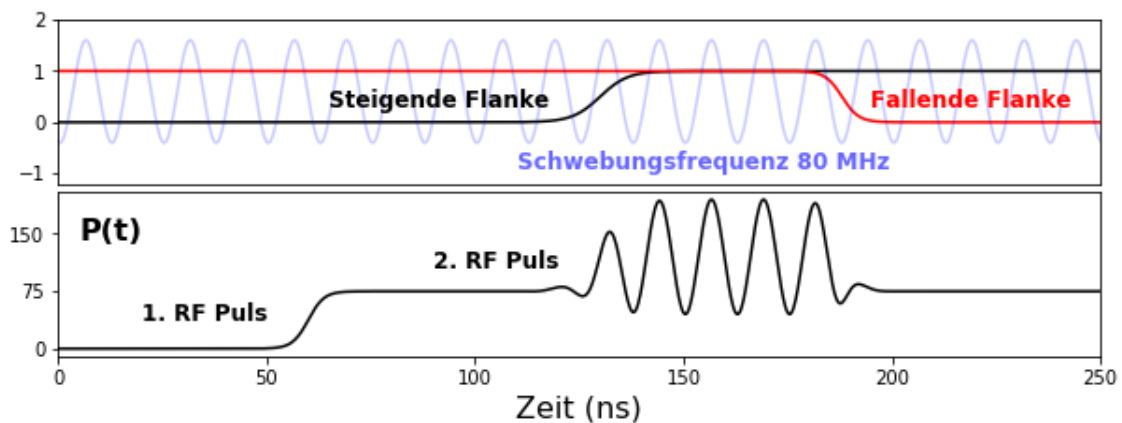


Abbildung 4.16: Schritte zur Modellierung des Pumpfeldes für das durchgeführte Experiment mit amplitudenmodulierter Anregung im Bereich der 3-Magnonen-Streuung. Durch Multiplikation zweier Sigmoidfunktionen mit einer Sinusfunktion (obere Darstellung) wurde die Schwebung durch das zusätzliche RF-Signal modelliert. Dieses wurde anschließend zum ersten Puls addiert (untere Darstellung).

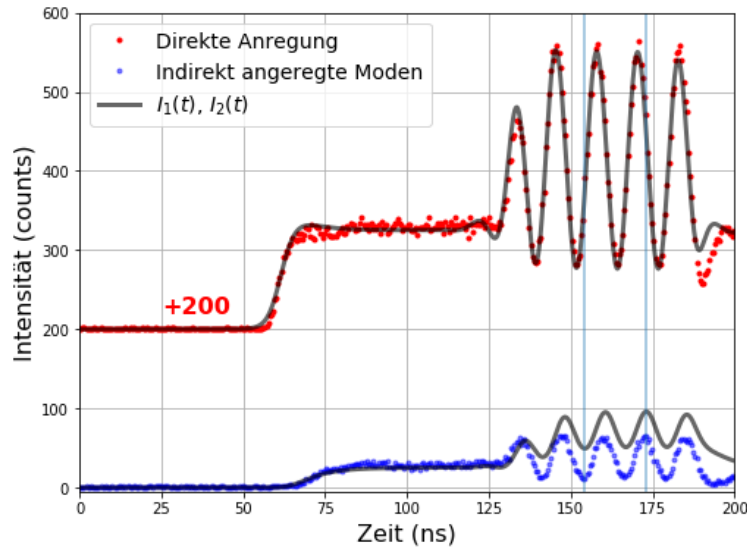


Abbildung 4.17: Messdaten (rot, blau) und Ergebnisse der Simulation (schwarz) für eine Modulation des Pumpsignals mit 80 MHz unter Verwendung zweier RF-Signale (6,07 und 6,15 GHz) mit jeweils 17 dBm. Die senkrechten Linien dienen als Orientierung und zeigen, dass das zeitliche Verhalten der Simulation im Bereich der Modulation mit dem der Messdaten übereinstimmt. Lediglich eine Abweichung im Hinblick auf die Intensität ist erkennbar.

Durch Multiplikation von $m(t)$, $sig_{Rise}(t)$ und $sig_{Fall}(t)$ wurde schließlich der zusätzliche Beitrag zur Anregung modelliert. Der erste Mikrowellenpuls wurde erneut über eine *Sigmoid*-Funktion gemäß Gleichung (4.12) beschrieben, wobei der Anstieg mit $k=-0,53$ und die Verzögerung mit $t_0=60$ ns gewählt wurden.

Beide Beiträge wurden mit dem Faktor 75 skaliert, um diese an die gemessene Intensität anzupassen. Im Falle identischer Leistungen der im Experiment verwendeten RF-Signale, wäre eine Modulation mit 100% zu erwarten, deren Amplitude gerade doppelt so groß wäre, wie die der Ausgangssignale. Dies wurde jedoch im Experiment nicht beobachtet, weswegen die Modulation im modellierten Signal nur mit dem Faktor 1,5 skaliert wurde.

Die beschriebenen Signale wurden anschließend addiert und ergeben somit die Anregungsfunktion $P(t)$ für die numerische Simulation (in Abbildung 4.16 unten dargestellt).

Unter Verwendung des Kopplungsparameters C und der Lebenszeiten τ_1 und τ_2 aus dem vorangegangenen Abschnitt konnten die gekoppelten Differentialgleichungen (4.6) und (4.7) unter der Verwendung der modifizierten Anregung $P(t)$ erneut numerisch gelöst werden. Das Resultat ist gemeinsam mit den Messdaten in Abbildung 4.17 dargestellt.

Es zeigt sich zunächst, dass das Einschwingverhalten beider Moden zu Beginn

des ersten RF-Pulses (ab ca. 60 ns) durch das verwendete Modell erneut hinreichend beschrieben werden kann. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Modulation der direkten Anregung mithilfe der beschriebenen Funktion $P(t)$ erfolgreich in das Modell übertragen werden konnte und lediglich am Ende des zweiten Pulses (ca. 185 ns) eine leichte Abweichung zwischen Simulation und Messdaten vorliegt.

Das zeitliche Verhalten beider Moden, inklusive der Verzögerungszeit zwischen direkt und indirekt angeregter Mode, wird vom verwendeten Modell ebenfalls hinreichend vorhergesagt.

Die Intensität der simulierten Sekundärmode im Bereich der Modulation weicht jedoch von den Messdaten ab. Gemäß der Berechnung fällt die Intensität auch während der Modulation niemals weiter, als auf das vom ersten RF-Puls generierte Niveau. Es kann angenommen werden, dass durch die starke Erhöhung der Pumpleistung durch die Modulation zusätzliche Streuprozesse ausgelöst werden und damit zusätzliche Verlustkanäle zu berücksichtigen sind. Damit ist das diskutierte Modell nur in einem begrenzten Leistungsbereich einsetzbar. Der Einfluss der 4-Magnonen-Streuung soll deshalb im folgenden Abschnitt untersucht werden.

4.4 Zeitverhalten im Bereich der 4-Magnonen-Streuung

In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass für Anregungsfrequenzen unterhalb von 6 GHz im zugänglichen Leistungsbereich Effekte der 4-Magnonen-Streuung erkennbar sind. Auch diese werden nachfolgend hinsichtlich ihrer zeitlichen Entwicklung untersucht. Der Schwerpunkt wurde dabei auf den Übergangsbereich zwischen 3- und 4-Magnonen-Streuung bei entsprechend hohen Pumpleistungen gelegt.

Die Abfolge verschiedener Streuprozesse mit steigender Leistung ist dabei keineswegs durch die Streumechanismen selbst vorgegeben. In anderen Probensystemen kann beispielsweise auch ohne vorangegangene 3-Magnonen-Streuung die starke Verbreiterung der angeregten Spinwellenresonanzen durch 4-Magnonen-Prozesse beobachtet werden [16]. Durch die in vorangegangenen Abschnitten diskutierten günstigen Bedingungen für die 3-Magnonen-Streuung ist bei Anregung mit hohen Leistungen dieser Übergangsbereich jedoch zugänglich.

4.4.1 Übergang von 3- zu 4-Magnonen-Prozessen

Um dieses Zeitverhalten in Abhängigkeit der angelegten Pumpleistung zu untersuchen, wurden zeitaufgelöste BLS-Messungen bei 5,675 GHz und jeweils steigende Leistungen durchgeführt. Dabei wurde der Laserspot auf halbem Radius der untersuchten Probe positioniert. Da bei dieser Frequenz die Verbreiterungen der Moden in den zeitlich integrierten BLS-Spektren oberhalb von 15 dBm gemessen wurden, wurde die nun durchgeführte Messreihe bei einer Leistung von 14 dBm begonnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Pulsbreite der angelegten Mikrowellenpulse betrug 100 ns und die Periodendauer 200 ns.

Für niedrige Leistungen (hier 14 dBm) sind neben der direkten Anregung zwei weitere diskrete Zustände zu erkennen, welche auf 3-Magnonen-Streuung zurückgehen. Für steigende Leistungen kann nun eine Verbreiterung der direkten Anregung beobachtet werden, welche sich zunehmend über das gesamte Spektrum erstreckt.

Das Zeitverhalten der nichtlinearen Moden bei 2,2 und 3,2 GHz ändert sich in diesem Bereich wesentlich. Für 16 bis 19 dBm ist zu beobachten, dass diese mit dem Anschwingen der gepumpten Resonanz ein Maximum bei ca. 40 ns

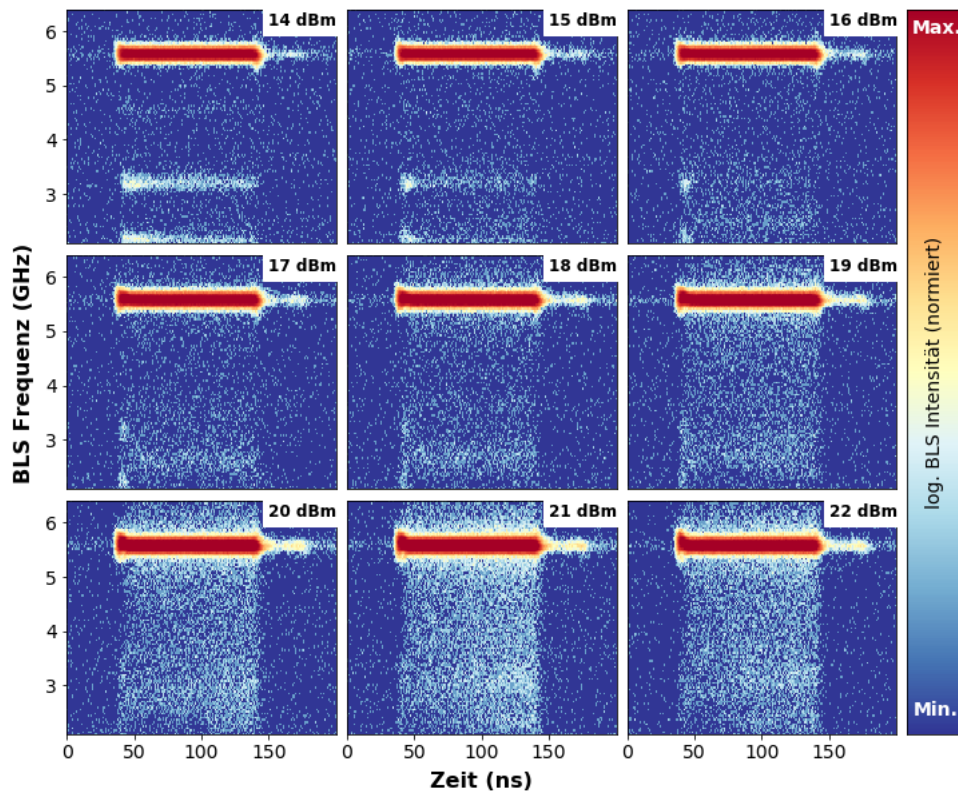


Abbildung 4.18: Zeitaufgelöste BLS-Messungen bei einer Pumpfrequenz von 5,675 GHz und verschiedenen Anregungsleistungen. Die Pulsbreite betrug jeweils 100 ns, die Pulsperiode jeweils 250 ns. Die gemessene Intensität wurde pro Graph auf 1 normiert und mittels der selben Farbskala dargestellt.

erreichen und danach nicht mehr messbar sind. Für 15 dBm ist nach diesem Überschwingen der Moden noch eine geringe Intensität während des RF-Pulses erkennbar, für höhere Leistungen nicht mehr. Ab 21 dBm schwingen diese Moden zu keinem Zeitpunkt mehr an. Stattdessen ist zu beobachten, dass der Frequenzbereich zwischen den beiden diskreten Zuständen bei 2,2 und 3,2 GHz für steigende Leistungen zunehmend mit Magnonen populierte wird. Dieser Bereich grenzt sich jedoch nicht klar ab und geht für Leistungen über 19 dBm fließend in die Linienverbreiterung der direkt angeregten Mode über. Die im Experiment sichtbare Intensität im nahezu gesamten gemessenen Frequenzbereich wird im Fortgang als *Magnonenwolke* bezeichnet.

Aus den Ergebnissen kann zunächst abgeleitet werden, dass die kritische Leistungsschwelle für 3-Magnonen-Streuung bei der verwendeten Frequenz niedriger liegt als für Streuprozesse höherer Ordnung. Für steigende Leistungen ist die Beschreibung der beobachteten Effekte zunehmend komplexer. Daher sollen im Fortgang einige der Beobachtungen eingehender untersucht werden. Es fällt zunächst auf, dass die Populationsrate der zusätzlichen Moden durch 3-Magnonen-Prozesse aufgrund des Einsetzens weiterer Streuprozesse verringert

wird. In darauffolgenden Messungen wurde untersucht, ob die 4-Magnonen-Streuung in der untersuchten Probe die 3-Magnonen-Streuung irreversibel unterbindet. Um dies zu realisieren, wurde das verwendete Mikrowellen-Equipment modifiziert, um Signale von zwei RF-Generatoren in die Probe einspeisen zu können. Im Anschluss wurde die Probe mittels des ersten Signals so stark angeregt, dass 3-Magnonen-Streuung beobachtet werden konnte. Dies entsprach nach dem Umbau der Mikrowellenbrücke einer Leistung von 17 dBm. In Abbildung 4.19 ist dies links oben dargestellt. Durch Verdopplung der Leistung auf 20 dBm konnte bereits der Übergang zur 4-Magnonen-Streuung beobachtet werden (Abbildung 4.19 links unten). Nachfolgend wurde die Probe durch einen ersten Mikrowellenpuls mit 17 dBm für jeweils 125 ns gepumpt. Zusätzlich wurde ein zweiter Puls mit selber Frequenz und Leistung eingespeist. Dadurch verdoppelte sich punktuell die Anregungsleistung. Um möglichst konstruktive Interferenz der beiden Signale zu erreichen, wurde das zeitlich integrierte Signal zu Beginn mit einem manuellen Phasenschieber optimiert. Um zu berücksichtigen, dass der 4-Magnonen-Prozess auch einer gewissen Einschwingzeit bedarf, wurde dieses Experiment für zwei verschiedene Pulsbreiten des zusätzlichen Pulses durchgeführt.

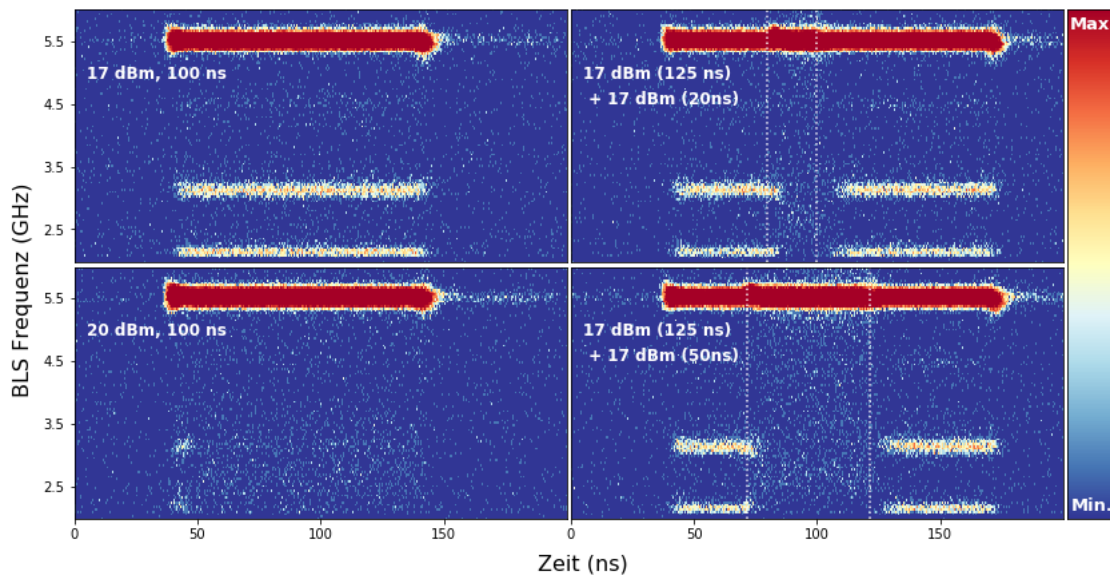


Abbildung 4.19: Zeitaufgelöste BLS-Messungen bei einer Anregungsfrequenz von 5,675 GHz. *Links:* Anregung mittels eines einzelnen Pulses mit einer Pulsbreite von 100 ns und einer Leistung von 17 dBm (*oben*) bzw. 20 dBm (*unten*). *Rechts:* Anregung durch Addition von zwei Mikrowellenpulsen. In beiden Abbildungen hatte der erste Puls eine Pulsbreite von 125 ns bei einer Leistung von 17 dBm. Ein zusätzlicher Puls mit einer Breite von 20 ns (*oben*) bzw. 50 ns (*unten*) wurde währenddessen ebenfalls mit 17 dBm eingespeist. Im Zeitraum der Überschneidung (gestrichelte Linien) ist davon auszugehen, dass sich die Mikrowellenleistung näherungsweise zu 20 dBm verdoppelt.

Die Ergebnisse zeigen, dass durch dieses zeitlich modulierte Pumpfeld die 3-Magnonen-Streuung unterdrückt werden kann. Die Ergebnisse für beide Pulsbreiten sind in Abbildung 4.19 (rechts) dargestellt. Die eingezeichneten Linien deuten dabei den Zeitraum an, in dem die Leistung verdoppelt wurde. Aus den Resultaten geht hervor, dass die 4-Magnonen-Streuung kein hysteretisches Verhalten zeigt und durch das Unterschreiten der kritischen Pumpleistung dieser Prozess nicht weiter besteht. Es kann angenommen werden, dass die durch 4-Magnonen-Prozesse generierten Magnonen eine deutlich kürzere mittlere Lebenszeit haben, da diese Zustände nicht resonant sind. Die durch 3-Magnonen-Streuung populierte Moden erfahren demnach deutlich weniger Dämpfung und dominieren bei der Reduzierung der Pumpleistung wieder.

4.4.2 Zusätzliche harmonische Frequenzkomponenten

Abbildung 4.18 lässt erkennen, dass in den Messungen bis 20 dBm mit dem Einsetzen der 4-Magnonen-Streuung auch im Bereich der halben Anregungsfrequenz $\omega_0/2$ Magnonen populierte werden. Dieser Bereich ist jedoch im Vergleich zu den durch 3-Magnonen-Prozesse populierte Moden nicht klar abgegrenzt und weist eine deutlich geringere Intensität auf. Diese Beobachtung wurde für vergleichbare Messungen mit Anregungsfrequenzen zwischen 5,6 und 5,7 GHz bestätigt. Abbildung 4.20 zeigt die Ergebnisse einer entsprechenden Messreihe bei 5,625 GHz. Bei einer Leistung von 17 dBm ist dabei nur die Auswirkung der 3-Magnonen-Streuung in Form der zwei zusätzlichen diskreten Zustände im TR-BLS-Spektrum sichtbar. Die Zeitprofile der direkten Anregung und der zusätzlichen Moden sind in Abbildung 4.20 (Mitte) dargestellt und beschreiben einen zu Abschnitt 4.2.1 vergleichbaren Verlauf. Bei Verdoppelung bzw. Vervierfachung der Pumpleistung auf 20 bzw. 23 dBm wird in den TR-BLS-Spektren eine Art *Kaskade* sichtbar, bei welcher zunächst die 3-Magnonen-Streuung und anschließend die 4-Magnonen-Streuung dominiert. Für 20 dBm dauert dieser Übergang etwa 20 ns, für 23 dBm nur noch ca. 5 ns. Die Zeitprofile in diesen Leistungsbereichen zeigen ein gegenläufiges Verhalten für die Frequenzbereiche 1,6-2,4 GHz und 2,3-3 GHz. In Abbildung 4.20 (rechts oben) sind die Zeitprofile im Bereich 2,3 bis 3 GHz für verschiedene Leistungen als Intensitätsgraph dargestellt. Dabei wurde in diesem Bereich ab 20 dBm eine deutlich größere Intensität gemessen. Dies bestätigt erneut das nichtlineare Verhalten, welches erst oberhalb einer kritischen Leistungsschwelle einsetzt.

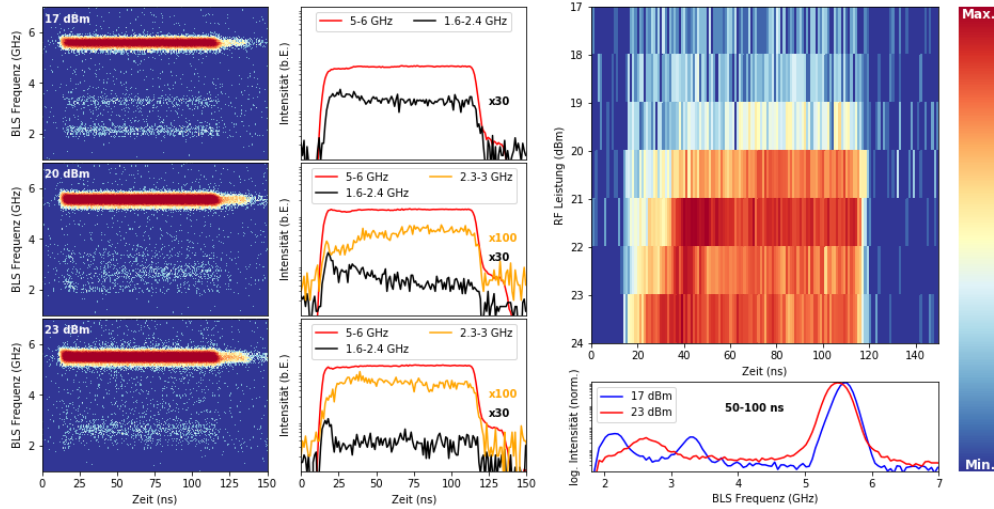


Abbildung 4.20: *linke Spalte:* TR-BLS-Spektren der Messungen bei 5,625 GHz für verschiedene Leistungen.

Mitte: Extrahierte Zeitprofile der Intensitäten in den Frequenzbereichen 5-6 GHz (rot), 1,6-2,4 GHz (schwarz) und 2,3 bis 3 GHz (orange). Die schwarz (orange) dargestellten Graphen wurden zur günstigeren Darstellung mit dem Faktor 30 (100) multipliziert.

Rechts oben: BLS-Intensität im Frequenzbereich 2,3-3 GHz als Funktion der angelegten RF-Leistung und der Zeit.

Rechts unten: BLS-Spektren für 17 und 23 dBm. Diese wurden durch Integration der TR-Spektren im Zeitbereich 50-100 ns erstellt und anschließend auf ihr Maximum normiert.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft der 4-Magnonen-Streuung ist die Linienverbreiterung. Diese kann gemäß der Energieerhaltung einfach verstanden werden:

$$2 \cdot \hbar\omega_0 \rightarrow \hbar(\omega_0 + \delta\omega) + \hbar(\omega_0 - \delta\omega) \quad (4.14)$$

Dabei streuen zwei initiale Magnonen mit der Frequenz ω_0 in ein Magnon mit etwas höherer Frequenz ($+\delta\omega$) und eines mit etwas niedrigerer Frequenz ($-\delta\omega$). Dies sorgt typischerweise dafür, dass sich die Resonanz verbreitert (in Abbildung 4.20 rechts unten dargestellt). Die abgebildeten Spektren für 17 und 23 dBm wurden durch Integration der TR-Spektren (links) im Zeitbereich 50 - 100 ns extrahiert. Die direkte Anregung bei 5,625 GHz ist für 23 dBm deutlich verbreitert. Um die Population der halben Frequenz $\omega_0/2$ nachvollziehen zu können, sollen zwei mögliche Mechanismen angenommen werden. Der erste Beitrag basiert dabei zunächst auf der Generation höherer harmonischer Frequenzkomponenten. Starke Pumpfelder bedingen einen großen Präzessionswinkel der Magnetisierung in der Ebene. In Dünnschichtsystemen präzediert die Magnetisierung nicht auf einer Kreisbahn, sondern auf einer gekrümmt elliptischen Trajektorie. Diese Verzerrung bedingt bei steigenden Leistungen zunehmend das Auftreten höherer harmonischer Komponenten. Die dadurch populierte Magnonen mit $2\omega_0$ können

über 3-Magnonen-Streuung auch die Frequenzen $\omega_0/2$ und $3\omega_0/2$ populieren.

$$2\omega_0 \rightarrow \frac{\omega_0}{2} + \frac{3\omega_0}{2} \quad (4.15)$$

Ein weiterer möglicher Prozess basiert auf der 4-Magnonen-Streuung von Magnonen der Frequenz ω_0 . Ist $\delta\omega$ gleich $\omega_0/2$, so ergibt sich gemäß Gleichung 4.14:

$$\begin{aligned} 2 \cdot \hbar\omega_0 &\rightarrow \hbar(\omega_0 + \frac{\omega_0}{2}) + \hbar(\omega_0 - \frac{\omega_0}{2}) \\ 2 \cdot \hbar\omega_0 &\rightarrow \hbar\frac{\omega_0}{2} + \hbar\frac{3\omega_0}{2} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Anhand experimenteller Daten können einige Hinweise auf die diskutierten Mechanismen gefunden werden. Die zeitlich integrierten Spektren in Abbildung 4.20 (rechts unten) zeigen in blau das Spinwellenspektrum unter dem Einfluss der 3-Magnonen-Streuung. Dabei sind neben der direkten Anregung bei 5,625 GHz zwei weitere diskrete Zustände bei etwa 2,1 und 3,2 GHz zu erkennen. Für 23 dBm zeigt sich neben der direkten Anregung ein weiteres Maximum bei 2,8 GHz, was der halben Anregungsfrequenz entspricht. Im Vergleich zu den zusätzlichen Komponenten bei 17 dBm ist dieses jedoch stark verbreitert, was auf 4-Magnonen-Prozesse zurückgeführt werden kann.

Die diskutierten Überlegungen verlangen auch, dass Magnonen mit $2\omega_0$ und $3\omega_0/2$ populiert werden. Dies kann mit Messungen über einen größeren Frequenzbereich bestätigt werden und ist exemplarisch für Anregungsleistungen von 20 und 23 dBm in Abbildung 4.21 dargestellt.

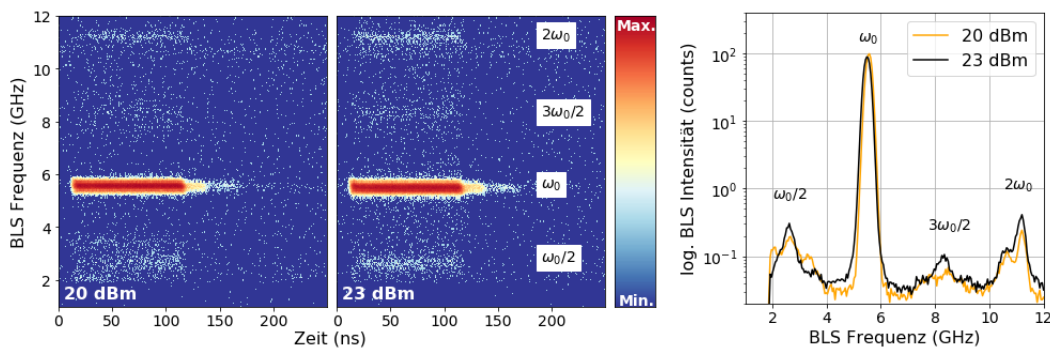


Abbildung 4.21: *Links:* TR-BLS-Spektren bei einer Anregungsfrequenz von 5,6 GHz und 20 bzw. 23 dBm. Neben der direkten Anregung sind mit steigender Leistung auch weitere harmonische Frequenzkomponenten im Spektrum erkennbar. *Rechts:* Zeitlich integrierte BLS-Spektren für 20 und 23 dBm.

Obwohl beide diskutierten Prozesse die Population von Magnonen mit $3\omega_0/2$ verlangen, fällt auf, dass die Intensität in diesem Bereich im Vergleich zu $\omega_0/2$

sehr gering ist. Eine mögliche Ursache ist die Sensitivität der BLS-Mikroskopie bezüglich des Wellenvektors von Spinwellen. Diese nimmt mit steigendem Betrag von k_{SW} ab und ist begrenzt durch die numerische Apertur des Objektivs. Damit ist der Vergleich von relativen Intensitäten gegebenenfalls fehlerbehaftet.

Es ist weiterhin möglich, dass die höhere Intensität bei $\omega_0/2$ auch in einer zusätzlichen Überlagerung mit den durch 3-Magnonen-Streuung populierte Moden, welche ebenfalls eine Linienverbreiterung erfahren, begründet ist.

Die diskutierten möglichen Ursachen der Population des untersuchten Frequenzbereiches können nicht getrennt voneinander beobachtet werden. Daher war es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, exakte Aussagen über die Ursachen dieser Beobachtungen zu treffen. Dennoch kann anhand der gezeigten Daten verdeutlicht werden, dass sich das Spinwellenspektrum in Abhängigkeit der Pumpleistung gezielt manipulieren lässt.

Analog zu den Betrachtungen in Abschnitt 4.2.1 wurden weiterhin die Anstiegszeiten des Frequenzbereiches um $\omega_0/2$ ermittelt. Dazu wurde die gemessene Intensität aus den Daten von Abbildung 4.18 im Frequenzbereich von 2,3 bis 3 GHz aufsummiert und als Funktion der Zeit dargestellt. Die reziproken Anstiegskoeffizienten der an die Daten angenäherten *Sigmoid*-Funktion dienen dabei als Maß für die Anstiegszeit.

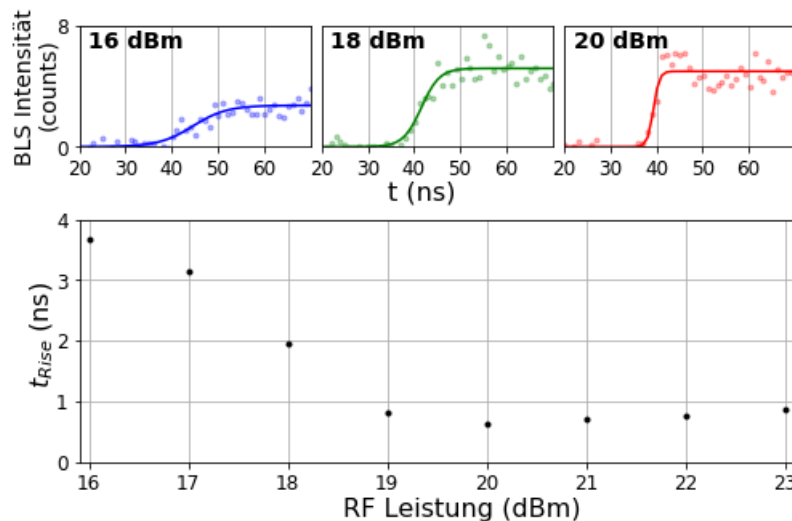


Abbildung 4.22: *Oben:* Zeitprofile im Frequenzbereich von 2,5 bis 2,9 GHz aus Abbildung 4.18 für 16, 18 und 20 dBm. Die gemessenen Daten wurden analog zu Abschnitt 4.2.1 mit einer *Sigmoid*-Funktion angenähert.
Unten: Die durch Regression ermittelten Anstiegszeiten als Funktion der eingestrahnten RF-Leistung.

Hier zeigt sich ein ähnliches Verhalten, wie für die 3-Magnonen-Streuung: Die Anstiegszeit nimmt als Funktion der Pumpleistung ab und erreicht für hohe Leis-

tungen ein Plateau. Für dieses liegen die Anstiegszeiten im Bereich < 1 ns und sind damit schneller als die Anstiegszeiten der durch 3-Magnonen-Streuung populierte Moden. Dies wiederum unterstützt die Annahme, dass es sich hierbei um eine Überlagerung mehrerer diskutierter Mechanismen handelt, wodurch die Population deutlich schneller stattfindet. Aufgrund der experimentellen Beobachtungen kann angenommen werden, dass die kritische Leistungsschwelle der 4-Magnonen-Streuung bei dieser Frequenz höher liegt als die der 3-Magnonen-Streuung. Somit wird in dem betrachteten Leistungsbereich zunächst stets 3-Magnonen-Streuung beobachtet. Wird die Schwelle zur 4-Magnonen-Streuung überschritten, verringert sich auch der Energiefluss in die ursprünglich generierten Sekundärmoden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mittels μ BLS nichtlineare Spinwellen in magnetischen Vortex-Strukturen untersucht. Die untersuchten Proben waren dabei mikrostrukturierte Kreisscheiben aus weichmagnetischem Permalloy.

Der erste Abschnitt der Diskussion beinhaltet die Identifizierung und eingehendere Untersuchung nichtlinearer Prozesse. Besonders hervorzuheben sind die Beobachtungen der Population zusätzlicher Moden, welche nur über 3-Magnonen-Streuprozesse erklärbar sind. Anhand der Daten war es möglich, Auswahlregeln für diese Übergänge unter Berücksichtigung von Impuls- und Energieerhaltung in der untersuchten Geometrie, zu formulieren. Für höhere Leistungen zeigten die BLS-Messungen starke Linienverbreiterungen, wodurch auf 4-Magnonen-Prozesse geschlossen werden konnte.

Im zweiten Teil wurde das zeitliche Verhalten der 3-Magnonen-Streuung mittels zeitaufgelöster Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie eingehender untersucht. Die Ergebnisse zeigten, dass die Anschlagzeit der zusätzlich populierte Moden im untersuchten Probensystem als Funktion der Pumpleistung bei ca. 2 ns sättigt.

Ausgehend von diesen Betrachtungen wurden im dritten Abschnitt empirische Ratengleichungen aufgestellt und anhand der experimentellen Daten validiert. Das Modell basierte dabei auf grundlegenden Annahmen der analytischen Theorie und wurden zur Beschreibung von Spinwellenintensitäten formuliert. Hier konnte festgestellt werden, dass sich die beobachtete 3-Magnonen-Streuung durch das Modell eines Konfluenz-Prozesses hinreichend beschreiben lässt. Im entsprechenden Abschnitt fand diesbezüglich eine Diskussion der möglichen Ursache statt, die auf der Entartung der zusätzlichen Energieniveaus basiert. Eine Möglichkeit zu weiterführender experimenteller Arbeit wurde an dieser Stelle ebenfalls erläutert. Das Modell wich bei Messungen, in denen das RF-Anregungsfeld moduliert wurde, von den experimentellen Ergebnissen ab. In diesem Zusammenhang, konnte von einer Unvollständigkeit des Gleichungssystems bezüglich Streuprozessen höherer Ordnung ausgegangen werden.

Im vierten Teil der Diskussion der Ergebnisse wurde das Zeitverhalten im Bereich der 4-Magnonen-Streuung eingehender untersucht. Dabei konnte zunächst

festgestellt werden, dass im vorliegenden Probensystem 3- und 4-Magnonen-Prozesse bei hohen Pumpleistungen in *Kaskaden* auftreten und als Funktion der Zeit ineinander übergehen. Im Bereich der 4-Magnonen-Streuung zeigten die Ergebnisse die Population von Magnonen mit halber und anderthalbfacher Anregungsfrequenz. Typischerweise wird bei hohen Leistungen erwartet, dass höhere harmonische Spinwellen generiert werden. Für die beobachteten zusätzlichen Komponenten wurden ebenfalls mögliche Ursachen auf Grundlage von 3- und 4-Magnonen-Prozessen diskutiert. Die Messungen zeigen damit, dass das resultierende Spinwellen-Spektrum lediglich durch die Pumpleistung manipuliert werden kann.

In dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von Phänomenen untersucht, die in der Fachliteratur zum aktuellen Zeitpunkt kaum beschrieben sind. Für weiterführende Arbeiten steht damit im Vordergrund, die zugrundeliegenden physikalischen Effekte besser verstehen und beschreiben zu können.

In Abschnitt 4.3 wurde bereits die Möglichkeit dargelegt, die Entartung azimuthaler Moden durch die Anregung der gyrotropen Mode des Vortexkerns aufzuheben, wie es beispielsweise in [5] berichtet wird. Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, die Probe einem zusätzlichen, konstanten *out-of-plane*-Magnetfeld auszusetzen. Dadurch könnte der normalerweise nanoskopische Bereich mit senkrechter Magnetisierung im Vortexkern vergrößert werden. Die Wechselwirkung mit der gyrotropen Mode würde somit vergrößert, selbst wenn diese nicht aktiv angeregt wird. Die Wechselwirkung von azimuthalen Spinwellen mit der Oszillation des Kernbereiches führt damit in Abhängigkeit des Vorzeichens der Quantenzahl m zu einer Energieaufspaltung.

Im Hinblick auf zukünftige Untersuchungen zu dieser Thematik kommen neben Permalloy auch andere ferromagnetische Materialien in Frage. In [15] werden Resultate zur *FMR*-Messungen an Cobalt-Eisen-Legierungen verschiedener Stöchiometrie präsentiert. Demnach kann die Dämpfung durch eine geeignete Wahl der Komposition stark verringert werden, um die Dämpfung des in dieser Arbeit verwendeten Permalloys zu unterschreiten. Dies kann genutzt werden, um nichtlineare Effekte bereits bei kleineren Leistungen zu induzieren. Gegebenenfalls könnten somit auch nichtlineare Prozesse höherer Ordnungen mit dem selben experimentellen Aufwand untersucht werden. Aktuell werden die dafür notwendigen Strukturierungsprozesse optimiert, um Mikro- und Nanostrukturen auf Grundlage dieser Legierung zu prozessieren.

Weiterhin ist die Einbettung von magnetischen Wirbeln in *magnonische Netzwerke* von großem Interesse. Ein erstes, einfaches System könnte dabei aus einem kreisrunden Vortex und einem anschließenden magnetischen Streifen bestehen. Wird die Geometrie des Streifens so gewählt, dass die durch nichtlineare Prozesse im Vortex stimulierten Moden auch Eigenzustände des Streifens bzw. Wellenleiters sind, so können mittels dipolarer Kopplung Spinwellen in diesem Streifen angeregt werden. Somit entsprechen diese einem 'Aktionspotential', welches durch Überschreiten einer kritischen Reizschwelle ausgesendet wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] ABO, G.S. ; HONG, Y. ; PARK, J. ; LEE, J. ; LEE, W. ; CHOI, B.-C.: Definition of Magnetic Exchange Length. In: *IEEE Transaction on Magnetics* 49 (2013).
- [2] BUSS, M. ; KNOWLES, T.P.J. ; HÖLLINGER, R. ; HAUG, T. ; KREY, U. ; WEISS, D. ; PESCIA, D. ; SCHEINFELD, M.R. ; BACK, C.H.: Excitations with negative dispersion in a spin vortex. In: *Physical Review B* 71 (2005).
- [3] FETISOV, Y.K. ; PATTON, C.E. ; SYNOGACH, V.T.: Nonlinear ferromagnetic resonance and foldover in yttrium iron garnet thin films - Inadequacy of the classical model. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 35 (1999).
- [4] GROSS, R. ; MARX, A.: *Festkörperphysik*. 2. Berlin/Boston : Walter de Gruyter GmbH, 2014.
- [5] GUSLIENKO, K.Y. ; SLAVIN, A.N. ; TIBERKEVICH, V. ; KIM, S.-K.: Dynamic Origin of Azimuthal Modes Splitting in Vortex-State Magnetic Dots. In: *Physical Review Letters* 101 (2008).
- [6] HILLEBRANDS, B. ; OUNADJELA, K.: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. 1. Auflage. Berlin/Heidelberg : Springer, 2002.
- [7] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik*. 6. Berlin/Heidelberg/New York : Springer, 2002.
- [8] KALINIKOS, B.A. ; SLAVIN, A.N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. In: *J. Phys. C: Solid State Phys.* 19 (1986).
- [9] KILLINGER, A.: *Statik und Dynamik von ferromagnetischen Nanostrukturen*. Regensburg, Universität Regensburg, Naturwissenschaftliche Fakultät II - Physik, Dissertation, 2003.
- [10] KRIVOSIK, P. ; PATTON, C.E.: Hamiltonian formulation of nonlinear spin-wave dynamics: Theory and applications. In: *Physical Review B* 82 (2010).

- [11] LANDAU, L.D. ; LIFSHITZ, E.M.: On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies. In: *Phys. Z. Sowjetunion* 8 (1935).
- [12] MOORE, G.E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965).
- [13] NEUMANN, J. v.: First Draft of a Report on the EDVAC. In: *IEEE Annals of the History of Computing* 15 (1993).
- [14] OLSON, H.M. ; KRIVOSIK, P. ; SRINIVASAN, K. ; PATTON, C.E.: Ferromagnetic resonance saturation and second order Suhl spin wave instability processes in thine Permalloy films. In: *Journal of Applied Physics* 102 (2007).
- [15] SCHOEN, M.A.W. ; THONIG, D. ; SCHNEIDER, M.L. ; SILVA, T.J. ; NEMBACH, H.T. ; ERIKSSON, O. ; KARIS, O. ; SHAW, J.M.: Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet. In: *Nature Physics* 12 (2016), S. 839–842.
- [16] SCHULTHEISS, H. ; VOGT, K. ; HILLEBRANDS, B.: Direct observation of non-linear four-magnon scattering in spin-wave microconduits. In: *Physical Review B* 86 (2008).
- [17] SCHULTHEISS, K. ; VERBA, R. ; WEHRMANN, F. ; WAGNER, K. ; KÖRBER, L. ; HULA, T. ; HACHE, T. ; KAKAY, A. ; AWAD, A.A. ; TIBERKEVICH, V. ; SLAVIN, A.N. ; FASSBENDER, J. ; SCHULTHEISS, H.: Excitation of whispering gallery magnons in a magnetic vortex. In: *ArXiv e-prints* 1806.03910 (2018).
- [18] SCHULTHEISS, H.: *Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen*. Kaiserslautern, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2010.
- [19] SEBASTIAN, T. ; SCHULTHEISS, K. ; OBRY, B. ; HILLEBRANDS, B. ; SCHULTHEISS, H.: Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves on the nanoscale. In: *Frontiers in Physics* 3 (2015).
- [20] SEMICONDUCTOR INDUSTRY ASSOCIATION (Hrsg.): *International Technology Roadmap for Semiconductors*. 2. Washington: Semiconductor Industry Association, Juni 2015.
- [21] STANCIL, D.D. ; PRABHAKAR, A.: *Spin Waves: Theory and Applications*. New York : Springer, 2009.
- [22] SUHL, H.: The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 1 (1957), S. 209–227.

- [23] THE TABLE STABLE LTD. (Hrsg.): *High Contrast Tandem Fabry-Pérot Interferometer TFP-2 HC - Operator Manual*. 1. Mettmenstetten: The Table Stable LTD., 2015.
- [24] ZYGA, Lisa: *Magnetic vortex memory shows memory potential of nanodots*. Unter: <https://phys.org/news/2010-04-magnetic-vortex-memory-potential-nanodots.html>, Zugriff am 27.09.2018 21.30 Uhr.

Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

Diese Arbeit lag in gleicher Weise noch keiner Prüfungsbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Zwickau, 28.09.2018

gez. Tobias Hula