



Westsächsische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences

HzDR

HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Bachelorarbeit

Analyse des Spinwellentransportes in ferromagnetischen Nanostrukturen mit magnetooptischen Methoden

von Tobias Hula

Im Studiengang Physikalische Technik, Schwerpunkt Mess- und Verfahrenstechnik

Ausgabedatum: 02.02.2016

Abgabedatum: 29.03.2016

Betreuer:

Prof. Dr. rer. nat. Wieland Zahn, Westsächsische Hochschule Zwickau

Dr. rer. nat. Helmut Schultheiß, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

Autorenreferat

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Propagation von Spinwellen in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ Nanostrukturen. Diese experimentell gut kontrollierbaren Anregungszustände in Ferromagneten bieten vielversprechende Möglichkeiten für zukünftige Technologien im Bereich der Informationsübertragung. Die untersuchten Proben waren Streifenstrukturen unterschiedlicher Breite, einer Länge von 200 μm und einer Dicke von 100 nm. Ein statisches externes Magnetfeld konnte parallel zu den Streifen angelegt werden. Dies ermöglichten die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik in der sogenannten Backward-Volume-Geometrie, welche einen der zwei Grenzfälle der Spinwellendispersion darstellt. Zur Anregung der Spinwellen wurden in den Untersuchungen dynamische Magnetfelder genutzt, welche durch Mikrowellenströme in dünnen Goldstrukturen erzeugt wurden. Ziel der Untersuchungen war die experimentelle Bestimmung der Abklinglängen, der Sättigungsmagnetisierung und der Dispersionsrelation.

Der experimentelle Teil wurde an einem Brillouin-Lichtstreu-Mikroskop durchgeführt welches eine lediglich beugungsbegrenzte Analyse der Spinwellen-Intensität im Ortsraum ermöglicht und ebenfalls zur Untersuchung des Phasenprofils genutzt werden kann. Die BLS-Mikroskopie basiert dabei auf der inelastischen Streuung von Photonen an Magnonen welches eine Frequenzverschiebung des eingestrahnten Lichtes zur Folge hat.

Abstract

This thesis discusses the propagation of spin-waves in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ nanostructures. These experimentally controllable excited states of a ferromagnet offer promising opportunities for future information technologies. The samples were stripes of different widths with a length of 200 μm and height of 100 nm. A static external magnetic field was applied parallel to the stripes. This allowed the investigation of magnetization dynamics in the so called Backward-Volume geometry which is one of the two special cases of the spin-wave dispersion.

For exciting the spin waves dynamic magnetic fields induced by microwave currents in small gold structures were used during the measurements. The aims of the investigations were the experimental determination of the decay length, the saturation magnetization and the dispersion relation.

As experimental setup a Brillouin light scattering microscope was used which allows the analysis of the spin-wave intensity and the phase profile in the spatial domain only limited by the diffraction of the used light. The BLS microscopy is based on the inelastic scattering of photons at magnons that leads to a frequency shift of the introduced light.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Dr. Helmut Schultheiß für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit in diesem spannenden und aktuellen Forschungsgebiet zu schreiben, für die geduldige Vermittlung von Fachwissen und experimentellen Fähigkeiten und für das angenehme Arbeitsumfeld.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Wieland Zahn von der Westsächsischen Hochschule Zwickau für die Betreuung dieses Bachelorprojekts und des vorherigen Praxismoduls.

Ich danke Kai Wagner, Dr. Katrin Schultheiß und Dr. Thomas Sebastian für die Unterstützung bei der Einarbeitung in die Thematik, bei der experimentellen Arbeit und für die vielen heiteren Stunden innerhalb und außerhalb des Labors.

Auch allen anderen Mitgliedern der Nachwuchsgruppe Magnonik sei an dieser Stelle für jegliche Form der Hilfe und besonders für das freundschaftliche Arbeitsklima gedankt.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, welche mir das Studium ermöglicht haben und mich jederzeit unterstützten.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Freundin Laura für das Korrekturlesen, ihre Geduld und ihr Interesse an meiner Arbeit bedanken.

Inhaltsverzeichnis

1	Zielstellung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Magnetische Eigenschaften von Festkörpern	3
2.1.1	Das atomare Magnetische Moment	3
2.1.2	Diamagnetismus	4
2.1.3	Paramagnetismus	4
2.1.4	Ferromagnetismus	5
2.2	Anisotropie	6
2.3	Magnetisierungsdynamik	6
2.3.1	Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	7
2.3.2	Ferromagnetische Resonanz	8
2.3.3	Spinwellen	9
3	Experimentelle Methodik	13
3.1	Probenherstellung- und beschaffenheit	13
3.2	Inelastische Streuung von Licht an Spinwellen	17
3.2.1	Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie	18
3.2.2	Phasenaufgelöste Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie	19
4	Resultate und Diskussion	21
4.1	Bestimmung der Resonanzfrequenzen	21
4.2	Bestimmung der Abklinglänge	23
4.3	Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung	26
4.4	Experimentelle Bestimmung der Dispersionsrelation	29
5	Zusammenfassung und Ausblick	34

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Magnetisierung M im effektiven Magnetfeld H mit Präzessionsrichtung und Dämpfung.	8
2.2	Magnetische Momente präzedieren im Falle der ferromagnetischen Resonanz in Phase.	9
2.3	Im Fall von Spinwellen sind die einzelnen magnetischen Momente aufgrund der Präzession leicht gegeneinander verkippt.	10
2.4	Schematischer Verlauf der Dispersion für Backward-Volume- und Damon-Eshbach-Spinwellen	11
3.1	Mikroskopbild der untersuchten Proben mit den Breiten der Permalloy-Streifen	13
3.2	links: Erster Schreibprozess der Elektronenstrahllithografie in einen Positivlack; rechts: Negativ der geschriebenen Struktur im Positivlack nach dem chemischen Entwickeln	14
3.3	links: Probe nach dem Bedampfen mit Permalloy; rechts: Nach durchgeführtem „Lift-Off“ mit Aceton und Ultraschall befindet sich nur noch die gewünschte Permalloy-Struktur auf dem Substrat	14
3.4	links: Zweiter Schreibprozess für die Gold-Antennenstrukturen; rechts: Nach dem Entwickeln bleiben Gräben für die Goldstrukturen im Positivlack zurück .	14
3.5	links: Bedampfung der Probe mit 10 nm Chrom und anschließend 150 nm Gold; rechts: Fertige Probe nach dem zweiten Lift-Off	15
3.6	Wellenvektorverteilung und B-Feld-Verteilung entlang des Py-Streifens für eine einfachen Streifen-Antenne (links) und eine wellenvektorselektiven Antenne (rechts)	16
3.7	Übersicht der Probe mit breiter werdenden Goldantennen	16
3.8	Auf der Antennenstruktur positionierte Kontaktspitze	17
3.9	Stokes- und Anti-Stokes-Prozess, grün: Photonen, rot: Magnonen	17
3.10	Schematischer Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Brillouin-Lichtstreu-Mikroskops	18
4.1	Gemessene Resonanzen für den 250 nm, 500 nm, 1 μm und 2 μm breiten Streifen	21
4.2	Gemessene Spinwellenintensitäten jeweils in der Mitte der 4 Streifen aus 4.1 in Abhängigkeit des Abstandes y zur Anregungsantenne	23
4.3	Logarithmische Darstellung des exponentiellen Abfalls inklusive der aus dem Fit resultierenden Abklinglängen	24
4.4	Schnittpunkt zwischen den Dispersionsrelationen für die verwendeten Streifenbreiten (Frequenzachse) und dem Anregungsmaximum der wellenvektorselektiven Antenne (Amplitudenachse)	25
4.5	Eine Auswahl der Ergebnisse der Frequenzscans für verschiedene externe Magnetfelder	26

4.6	Abweichung zwischen experimentellen Ergebnissen und dem theoretisch zu erwartenden Verlauf von $f(H)$	27
4.7	Levenberg-Marquardt-Fit der Messergebnisse auf Grundlage der Dispersionsrelation für longitudinal magnetisierte Streifen mit der Sättigungsmagnetisierung als freier Parameter; rechts unten: Veränderung der mittleren quadratischen Abweichung des Fits bei Änderung der Schichtdicke als fester Startparameter . . .	28
4.8	Levenberg-Marquardt-Fit mit Sättigungsmagnetisierung und Schichtdicke als freie Parameter	28
4.9	Frequenzscan auf der 2 μm breiten Streifenstruktur, rot: gewählte Anregungsfrequenzen für die weiteren Messungen	29
4.10	Phasenaufgelöste Ortsscans für verschiedene Anregungsfrequenzen, Streifenbreite: 2 μm , Mikrowellenleistung: 16 dBm	30
4.11	Messwerte und berechnete Dispersion auf Grundlage der Parameter aus Abschnitt 4.3	31
4.12	Dreidimensionale Darstellung eines Phasenaufgelösten Scans auf einem 2 μm breiten Streifen bei 10,1 GHz, 16 dBm und 100 Oe externem Feld (Antenne nicht maßstabsgetreu)	32
4.13	Dispersionsrelation für höhere Wellenleitermoden des 2 μm breiten Streifens, unterbrochene Linien: Anregungsmaxima der Wellenvektorantennen und Anregungsfrequenz 10,1 GHz	33
4.14	Darstellung der elliptisch präzedierenden Magnetisierung M in einem longitudinal magnetisierten Streifenbänder n , die dynamische Komponente in Streifenrichtung m_y oszilliert dabei mit doppelter Frequenz	33

Tabellenverzeichnis

1	Ergebnisse der Wellenvektor-Bestimmung aus den phasenaufgelösten Messungen in 4.4	31
2	Gemessene Resonanzfrequenzen des 2 μm breiten Streifens für verschiedene externe Magnetfelder	37

Abkürzungsverzeichnis

BLS	Brillouin-Lichtstreuung
BV	Backward-Volume
DE	Damon-Eshbach
EOM	Elektro-Optischer Modulator
FMR	Ferromagnetische Resonanz
FPI	Fabry-Pérot-Interferometer
GMR	Giant Magneto Resistance
LLGG	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung
MW	Mikrowellen
Py	Permalloy
TFPI	Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer

1 Zielstellung und Motivation

Für die in den letzten Jahrzehnten kontinuierlich anwachsenden Anforderungen an die Informationstechnologie hinsichtlich kürzerer Schaltzeiten und höherer Speicherdichten konnten im Forschungsschwerpunkt des Magnetismus bereits mehrfach interessante und praxistaugliche Lösungen gefunden werden. Ein prominentes Beispiel ist der *Riesenmagnetowiderstand* (engl. Abk.: GMR), welcher bereits kurz nach seiner Entdeckung technische Anwendung fand. Durch die Nutzung des *GMR* in Lesköpfen von Festplatten konnte ein wesentlicher Beitrag zur Erhöhung der Speicherdichte geleistet werden.

Besonders im Hinblick auf Miniaturisierung von Strukturen in der Informationstechnologie steht man heute jedoch zunehmend vor physikalischen Grenzen. Grundlage der heutigen Informationssysteme sind Elektronenströme, welche bei immer kleiner werdenden Querschnitten ihrer Leiterbahnen auch immer stärker mit den Gitteratomen eben jener wechselwirken. Entsprechende Folgen sind unter anderem parasitäre Hitzeentwicklung und Elektromigration. Beide können zur Zerstörung der verwendeten Strukturen führen und steigern somit zunehmend die Anforderung an die Fertigung der Systeme.

Eine vielversprechende Möglichkeit diesem Problem entgegenzutreten, bietet das Forschungsgebiet der *Magnonik*. Als Teilgebiet des Magnetismus befasst es sich mit den Anregungszuständen der ferromagnetischen Ordnung von Festkörpern. Diese sogenannten *Spinwellen* (quantisiert: Magnonen) sind von großem Interesse, da sie sich durch die Oszillation der atomaren magnetischen Momente ausbreiten und nicht durch Ladungsträger die sich durch das Gitter bewegen. Signifikant geringere Hitzeentwicklung und Schaltfrequenzen bis in den Terahertz-Bereich bieten große Vorteile gegenüber der herkömmlichen Technologien. Zahlreiche Forschungsschwerpunkte auf diesem Gebiet, angefangen von Grundlagenforschung bis hin zu ersten applikationsnahen Einsatzgebieten (wie z.B. Spinwellen-Logiken [1]) zeigen das Potential der Magnetisierungsdynamik für zukünftige Anwendungen. In einer aktuellen Publikation konnte experimentell nachgewiesen werden, dass Spinwellen-Zustände in Domänenwänden lokalisiert sein können [2], da die Dispersion in diesen Bereichen im Vergleich zu Domänen einen anderen Verlauf hat. Dies ermöglicht es, Informationen nicht nur durch einen gesamten Wellenleiter zu transportieren, sondern die Propagation im Ortsraum zu manipulieren. Dazu können Domänen mittels externer Magnetfelder vergrößert und verkleinert werden, um somit die Domänenwände zu verschieben. Mit diesen Möglichkeiten könnte man in Zukunft Systeme auf Wunsch vollständig neu konfigurieren ohne dabei die Form bzw. Geometrie anpassen zu müssen.

In dieser Arbeit soll die Ausbreitung von Spinwellen in verschiedenen breiten Permalloy-Streifen untersucht werden, welche eine Dicke von 100 nm besitzen. Ziel ist es, die Dispersionsrelation für die verwendeten Proben erstmalig mit einem Brillouin-Lichtstreu-Mikroskop experimentell zu ermitteln. Dazu wurden phasenaufgelöste Messungen bei bekannter Frequenz durchgeführt aus denen sich dann die Wellenlänge ableiten lässt. Zur Beurteilung der erhaltenen Ergebnisse

wurden davor die Materialparameter Sättigungsmagnetisierung und Schichtdicke ermittelt auf deren Grundlage die Dispersionsrelation ebenfalls berechnet wurde und mit den Messwerten verglichen werden konnte.

2 Theoretische Grundlagen

Das Fachgebiet des Magnetismus befasst sich mit zahlreichen Phänomenen unterschiedlicher Art und Ursache. Diese Einführung soll daher lediglich einen Überblick über die für das Verständnis dieser Arbeit relevanten Grundlagen geben. In den kommenden Unterpunkten wird zunächst ein Überblick über die magnetischen Eigenschaften von Festkörpern und deren Ursachen gegeben um anschließend auf die Magnetisierungsdynamik einzugehen. Für eine ausführliche Einführung in die Grundlagen des Magnetismus wird auf die Literatur [3] verwiesen.

2.1 Magnetische Eigenschaften von Festkörpern

Prinzipiell besitzen alle Materialien magnetische Eigenschaften, auch wenn fälschlicherweise oft der Begriff „magnetisch“ zur Beschreibung ferromagnetischer Materialien verwendet wird. Um die Ursache dieser makroskopisch wahrnehmbaren Eigenschaften zu verstehen, ist es notwendig die atomaren Prozesse näher zu betrachten.

2.1.1 Das atomare Magnetische Moment

Das atomare magnetische Moment setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen und kann semiklassisch erklärt werden. Der erste Beitrag entsteht durch die Bahnbewegung der Elektronen um den Kern. Dieser gleicht einem Strom der Ladung q , welche mit einer bestimmten Geschwindigkeit v auf einer Kreisbahn mit dem Radius r fließt.

$$I = q \frac{v}{2r\pi} \quad (2.1)$$

Da jedes Elektron eine Masse m_e besitzt, resultiert aus der Kreisbewegung ein Drehimpuls L , welcher senkrecht auf der eingeschlossenen Kreisfläche steht:

$$L = m_e v r \quad (2.2)$$

Da das magnetische Moment μ das Produkt aus Strom und eingeschlossener Fläche ist [3, S. 34-3], lässt sich in Abhängigkeit vom Drehimpuls L das magnetische Bahnmoment formulieren als:

$$\mu_L = \frac{-q_e}{2m_e} L \quad (2.3)$$

Das negative Vorzeichen ist hierbei auf die negative Ladung des Elektrons zurück zu führen. Auch der Spin der Elektronen, der hier als Eigenrotation interpretiert wird, leistet einen Beitrag zum magnetischen Gesamtmoment des Atoms. Die Herleitung dieses Moments ist nahezu analog zu der des Bahnmoments. Als Drehimpuls wird hier allerdings der Eigendrehimpuls S des Elektrons verwendet. Im Vergleich zu Gleichung (2.3) gilt für das aus dem Spin resultierende Moment jedoch zusätzlich ein Faktor 2.

$$\mu_S = \frac{-q_e}{m_e} S \quad (2.4)$$

Aufgrund der sonst identischen Herleitung nutzt man häufig eine verallgemeinerte Darstellung unter Verwendung des Bohr'schen Magnetons:

$$\mu_j = g \frac{j}{\hbar} \mu_B \quad (2.5)$$

Für j ist der jeweilige Drehimpuls einzusetzen. Der Landé g -Faktor hat für das Bahnmoment den Wert 1 und für das Spinmoment etwa den Wert 2.

Auch die Eigenrotation des Atomkerns liefert einen Beitrag zum Gesamtmoment. Aus den Gleichungen (2.3) und (2.4) geht jedoch hervor, dass das magnetische Moment umgekehrt proportional zur Masse des Teilchens ist. Da die Kernmasse die Elektronenmasse um mehrere Größenordnungen übersteigt, kann auf diesen Beitrag in guter Näherung verzichtet werden. Das Gesamtmoment ergibt sich also als Summe der einzelnen Beiträge:

$$\mu = \mu_L + \mu_S \quad (2.6)$$

Mit diesen Grundlagen lassen sich die verschiedenen Phänomene des Festkörpermagnetismus anschaulich verstehen [3][4].

2.1.2 Diamagnetismus

Alle Stoffe, die kein permanentes magnetisches Moment besitzen werden als diamagnetisch bezeichnet. Dies liegt vor wenn sich die einzelnen Momente in einem Atom, Molekül oder Kristall gegenseitig kompensieren. Eine weitere Eigenschaft des Diamagnetismus ist die Abschwächung externer Magnetfelder. Dies kann anschaulich durch die Lenz'sche Regel beschrieben werden: Werden die Elektronen auf ihren als kreisförmig angenommenen Bahnen durch eine Lorenzkraft abgelenkt, so erzeugen sie einen magnetischen Fluss welcher der auslenkenden Kraft entgegenwirkt [3].

2.1.3 Paramagnetismus

In paramagnetischen Stoffen liegen unkompenzierte permanente magnetische Momente vor. Diese liegen jedoch für einen großen Temperaturbereich ungeordnet vor. Dies ist begründet in der Wärmebewegung der Atome, welche eine spontane Ausrichtung in eine bestimmte Richtung verhindert. Die Energie der dipolaren Wechselwirkung zwischen zwei benachbarten magnetischen Momenten würde nur bei Temperaturen kleiner als 1 - 2 K eine ferromagnetische Ordnung erlauben. In einem externen Magnetfeld B richten sich die einzelnen Momente jedoch aus. Dies ist anschaulich verständlich mit Hilfe der Zeeman-Energie eines magnetischen Moments im äußeren Magnetfeld [3].

$$U_{mag} = -\mu B \cos \theta \quad (2.7)$$

Um die Gesamtenergie zu minimieren, muss sich ein magnetisches Moment also unter einem Winkel $\theta = 0^\circ$ relativ zum äußeren Magnetfeld B ausrichten. Paramagnetismus liegt in Atomen und Molekülen mit nicht abgeschlossenen inneren Schalen vor, wie z.B. in Übergangsmetallen oder seltenen Erden.

2.1.4 Ferromagnetismus

Das in dieser Arbeit verwendete Material $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ist eine ferromagnetische Legierung. Sowohl in Eisen als auch in Nickel wird das magnetischen Momente maßgeblich durch unkompenzierte Spins im 3d-Orbital des Elementes bestimmt. Im Gegensatz zu bisher diskutierten Arten des Magnetismus kommt es beim Ferromagnetismus zur spontanen Ausrichtung der magnetischen Momente bei Raumtemperatur und ohne externes Magnetfeld. Grund hierfür ist die sogenannte Austauschwechselwirkung oder Austauschenergie. Diese muss der thermischen Teilchenbewegung entgegenwirken, welche die ferromagnetische Ordnung für höhere Temperaturen zerstört. Ferromagnetismus ist ein kollektives Phänomen, welches auf dem gegenseitigen Einfluss benachbarter Spins basiert. Betrachtet man zunächst ein Wasserstoffmolekül mit zwei überlappenden Elektronenorbitalen, so ergibt sich aus dem Pauli-Prinzip, dass bei gleichem Spin der Elektronen diese nicht zur selben Zeit am selben Ort lokalisiert sein können. Für antiparallele Spins hingegen ergibt sich eine große Aufenthaltswahrscheinlichkeit beider Elektronen zwischen den Kernen. Dies führt zur Bindung des Wasserstoffmoleküls. Die elektrostatische Energie beider Elektronen ist in diesem Fall also niedriger als für den Fall der parallelen Spinausrichtung. Die Potentialdifferenz zwischen beiden Zuständen bestimmt maßgeblich die Austauschenergie. Letztere kann nach *Heisenberg* wie folgt beschrieben werden [5, S. 475]:

$$U = -2JS_iS_j \quad (2.8)$$

In der Gleichung repräsentierten S_i und S_j jeweils den als klassischen Drehimpulsvektor interpretierten Spin der Elektronen und J das sogenannte Austauschintegral, welches wie oben erwähnt die Energiedifferenz zwischen antiparallelem Zustand (Singulett) und parallelem Zustand (Triplett) angibt. Betrachtet man die Elektronenpaarbindung, wie bei dem gewählten Beispiel des Wasserstoffmoleküls, so ergibt sich stets eine negative Austauschwechselwirkung. In den 3d-Übergangsmetallen Eisen, Nickel und Kobalt in denen Ferromagnetismus, also die spontane Ausrichtung der Spins in die selbe Richtung, beobachtet wird, muss demzufolge der antisymmetrische Zustand energetisch günstiger sein. Für freie Elektronen in einem Festkörper erhält man eine positive Austauschwechselwirkung. Dies wird anhand des Betragsquadrates der Paarwellenfunktion für gleichen Spin deutlich [6, S. 200]:

$$|\Psi|_{ij}^2 dr_i dr_j = \frac{1}{V} [1 - \cos(k_i - k_j)(r_i - r_j)] dr_i dr_j \quad (2.9)$$

Die Differenz der Ortskoordinaten zweier Elektronen mit selbem Spin r_i und r_j ergibt gerade null, wenn beide Elektronen am selben Ort lokalisiert sind. Dadurch wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit zweier Elektronen mit selbem Spin am selben Ort ebenfalls Null. Man spricht vom sogenannten „Austauschloch“ welches dazu führt, dass um ein Elektron einer Spinsorte die Ladungsträgerdichte an Elektronen mit dem selben Spin abnimmt. Die Ausdehnung dieses Bereiches wird etwa durch den zweifachen Fermi-Vektor gegeben werden und liegt im Bereich von 1-2 Å [6, S. 201-202]. Dadurch erhöht sich die kinetische Energie der Elektronen was bedeutet, dass die austauschbedingte Absenkung der potentiellen Energie die Erhöhung der kinetischen Energie stets überkompensieren muss um eine Parallelstellung zu erreichen. Daher sind nur wenige Metalle ferromagnetisch.

Betrachtet man nun die Gesamtheit aller magnetischen Momente in einem Festkörper, so nutzt man häufig den Begriff der Magnetisierung M .

$$\vec{M} = \frac{d\vec{\mu}}{dV} \quad (2.10)$$

2.2 Anisotropie

Unter dem Begriff der Anisotropie fasst man verschiedene Phänomene zusammen, welche zu bestimmten Vorzugsrichtungen der Magnetisierung in ferromagnetischen Strukturen führen. Maßgeblich für die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen ist dabei die sogenannte Formanisotropie. Diese Art der Anisotropie bewirkt eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zu den langen Seiten der untersuchten Streifen. Grund dafür ist, dass die sich die Dipole bei homogener Magnetisierung in einem Ferromagneten gegenseitig immer kompensieren. An den Randflächen jedoch gibt es ungepaarte Dipole, welche dort sogenannte „magnetische Oberflächenladungen“ erzeugen. Es entstehen also an sich gegenüberliegenden Kanten der Streifen entgegengesetzte Pole. Diese wiederum verursachen ein Magnetfeld, das sogenannte „Entmagnetisierungsfeld“, welches der Magnetisierung entgegengesetzt ist. Da dies zu einer energetisch ungünstigeren Anordnung einiger magnetischer Momente führt, zieht die Magnetisierung eine Ausrichtung vor, welche zu möglichst wenigen ungepaarten Dipolen führt um die Gesamtenergie möglichst gering zu halten. [7, S. 15-22] Dies betrifft auch die senkrecht zur Schichtebene stehende Magnetisierungskomponente. Daher ist bei den vorliegenden Proben mit einer nominellen Schichtdicke von $d = 100$ nm davon auszugehen dass diese z-Komponente vernachlässigbar ist, da die Abmessungen in x- und y-Richtung mit 2 und ca. 200 µm deutlich größer sind.

2.3 Magnetisierungsdynamik

Grundlage für das Verständnis wesentlicher Aspekte des Forschungsgebietes der Magnonik ist die Kenntnis der grundlegenden Bewegungsgleichung magnetischer Momente. Bedeutende

Arbeiten zum theoretischen Verständnis dieses Phänomens wurden von L. Landau, E. Lifshitz und T.L. Gilbert geleistet. [8]

2.3.1 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (kurz LLGG) besteht aus einem Drehmoment-Term und einem Dämpfungsterm und soll im folgenden Abschnitt kurz hergeleitet werden [9] [10].

Auf ein atomares magnetisches Moment μ_m wirkt in einem effektiven Magnetfeld H_{eff} ein Drehmoment T :

$$T = \mu_m \times H_{eff} \quad (2.11)$$

Aus Gleichung (2.5) geht hervor, dass das atomare magnetische Moment über einen Drehimpuls beschrieben werden kann. Mit dem Drehimpuls J gilt:

$$\mu = \frac{g\mu_B J}{\hbar} \quad (2.12)$$

Da das Drehmoment der ersten Ableitung des Drehimpulses nach der Zeit entspricht, lässt sich zusammenfassend schreiben:

$$T = \frac{dJ}{dt} = \frac{\hbar}{g\mu_B} \cdot \frac{d\mu_m}{dt} = \mu_m \times H_{eff} \quad (2.13)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Drehimpuls und dem magnetischen Moment eines Teilchens wird über das gyromagnetische Verhältnis angegeben:

$$\gamma = \frac{|\mu_m|}{|J|} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (2.14)$$

Ersetzt man gemäß der Kontinuumsnäherung das atomare magnetische Moment μ_m durch die Magnetisierung M , erhält man für die zeitliche Änderung der Magnetisierung:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H_{eff}) \quad (2.15)$$

Dieser Gleichung zufolge würde die Magnetisierung, einmal aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, kontinuierlich um ein effektives Feld präzedieren. Die LLGG umfasst daher noch den phänomenologischen Dämpfungsparameter α welcher bewirkt dass der Winkel zwischen M und H zunehmend kleiner wird. Es ergibt sich:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H_{eff}) + \frac{\alpha}{M_S}(M \times \frac{dM}{dt}) \quad (2.16)$$

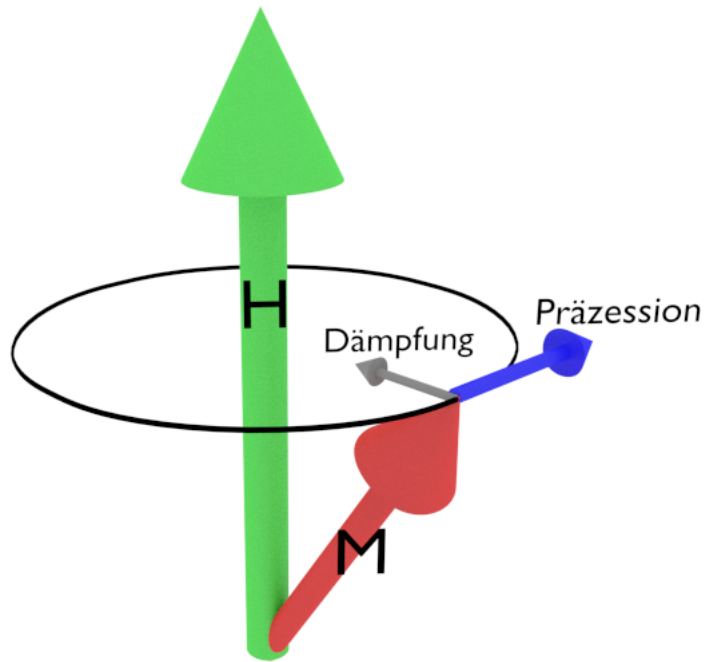


Abbildung 2.1: Darstellung der Magnetisierung M im effektiven Magnetfeld H mit Präzessionsrichtung und Dämpfung.

2.3.2 Ferromagnetische Resonanz

Präzedieren alle magnetischen Momente eines Ferromagneten in Phase, so spricht man von *ferromagnetischer Resonanz* (kurz: FMR). Alle Momente sind dabei trotz der Präzession stets parallel und die Wellenlänge dieses Zustandes ist unendlich groß. Messbar ist dieses Phänomen durch Anlegen eines externen hochfrequenten Magnetfeldes. Dieses regt die Magnetisierung zur Präzession an, wobei die Absorption der angelegten MW-Anregungsleistung genau dann maximal wird, wenn die Anregungsfrequenz mit der Eigenfrequenz der Magnetisierung übereinstimmt. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz ist neben dem externen Magnetfeld auch stark von der Probengeometrie abhängig und kann durch die Kittel-Formel beschrieben werden:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H_0 + (N_y - N_z)\mu_0 M] [H_0 + (N_x - N_z)\mu_0 M] \quad (2.17)$$

Die Faktoren N_x , N_y und N_z sind dabei sogenannte Entmagnetisierungsfaktoren in die jeweilige Richtung des kartesischen Koordinatensystems. Sie definieren das Verhältnis zwischen der jeweiligen Komponente des inneren und des äußeren Magnetfeldes und ergeben in Summe 1 [5, S. 534-536]. Die Frequenz ω_0 wird meist als ferromagnetische Resonanzfrequenz ω_{FMR} bezeichnet. Betrachtet man nun dünne Filme aus ferromagnetischen Materialien, vereinfacht sich Gleichung (2.17) zu:

$$\omega_{0(\text{Film})} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + \mu_0 M)} \quad (2.18)$$

Aufgrund der Präzession aller magnetischen Momente in Phase, lässt sich die ferromagne-

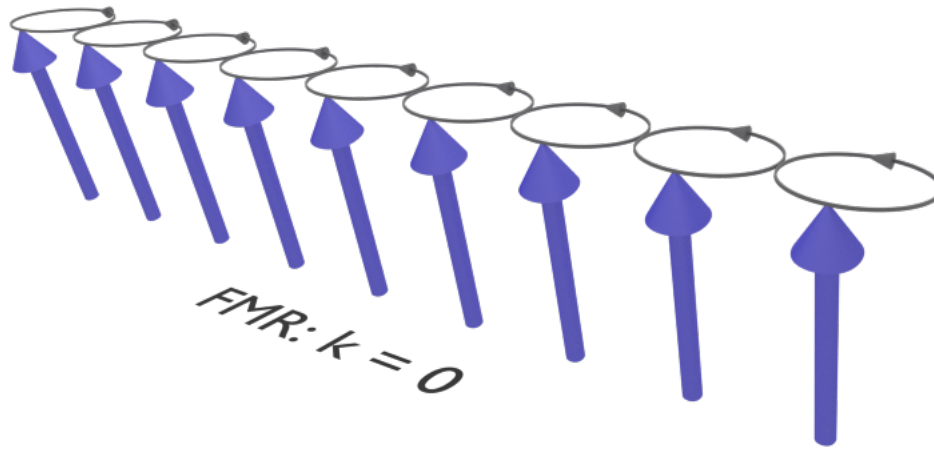


Abbildung 2.2: Magnetische Momente präzedieren im Falle der ferromagnetischen Resonanz in Phase.

tische Resonanz auch als Spinwelle mit unendlich großer Wellenlänge bzw. mit einem Wellenvektor $k = 0$ verstehen. [10, S. 14-16]

2.3.3 Spinwellen

Im unendlich ausgedehnten Festkörper

Für Wellenvektoren $k > 0$ sind die einzelnen magnetischen Momente nicht mehr parallel. Die räumlichen Komponenten der Magnetisierung sind nun nicht mehr nur zeitabhängig (wie im Falle der FMR), sondern auch ortsabhängig.

$$m(r, t) = \sum_k m_k(t) e^{ikr} \quad (2.19)$$

Dabei summiert man über alle Vektoren k des reziproken Gitters. Da bei endlicher Wellenlänge benachbarte Spins nun gegeneinander verkippt sind, liefert nun auch die Austauschwechselwirkung einen Beitrag zum effektiven Feld, welcher als Austauschfeld bezeichnet wird.

$$H_{ex} = \frac{-2A}{M_s^2} k^2 m(r, t) \quad (2.20)$$

Dabei ist A die sogenannte Austauschkonstante. Unter Berücksichtigung von (2.20) in (2.11) erhält man mit der *Herring-Kittel-Formel* eine Gleichung, die den Beitrag der Austauschwechselwirkung zum effektiven Feld berücksichtigt [5].

$$\omega = \sqrt{\left(H_0 + \frac{2A}{M_s^2} k^2\right) + \left(H_0 + \frac{2A}{M_s^2} k^2 + 4\pi M_s \sin^2 \theta_k\right)} \quad (2.21)$$

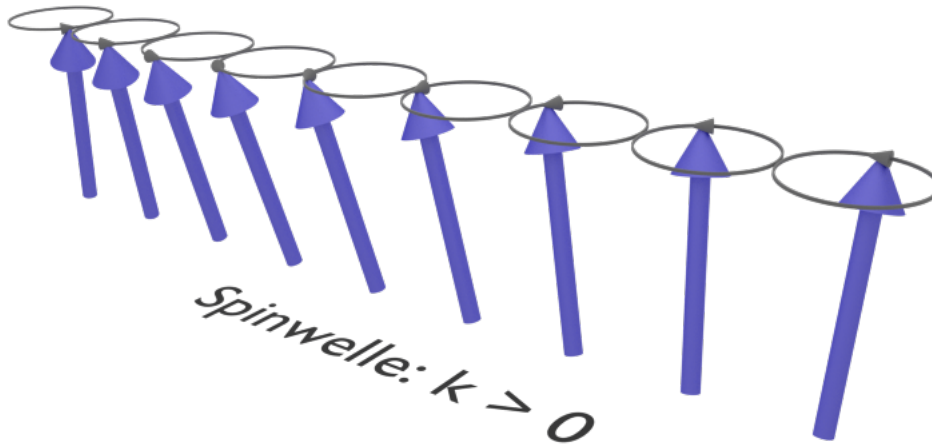


Abbildung 2.3: Im Fall von Spinwellen sind die einzelnen magnetischen Momente aufgrund der Präzession leicht gegeneinander verkippt.

Der Winkel θ_k beschreibt dabei den Winkel zwischen der Ruhelage der Magnetisierung und dem Wellenvektor der Spinwellen.

In dünnen Filmen

Da die Herring-Kittel-Formel für dünne Filme unzuverlässig ist, ist es notwendig die LLGG unter Berücksichtigung dipolarer Wechselwirkung und Austauschwechselwirkung zu lösen. Die daraus resultierende Gleichung lautet [11, 12]:

$$\omega = \gamma \mu_0 \sqrt{\left(\frac{H_0 + \lambda_{ex} k^2}{\mu_0} \right) \left(H_0 + \frac{\lambda_{ex} k^2}{\mu_0} + M_S F_{PP}(\varphi, k_{\parallel}, d) \right)} \quad (2.22)$$

Das Dipol-Dipol-Matrixelement F_{PP} berücksichtigt neben dem Winkel zwischen dem Wellenvektor der Spinwelle und der Magnetisierung auch die Schichtdicke und die Ausbildung stehender Spinwellen senkrecht zur Schicht. Die sogenannte „Austauschsteifigkeit“ wird durch λ_{ex} berücksichtigt. Hauptaugenmerk soll an dieser Stelle auf der Winkelabhängigkeit der Spinwellendispersion liegen. Diese hat genau zwei Grenzfälle wobei im ersten der Wellenvektor k genau senkrecht und im zweiten der Wellenvektor genau parallel zur Magnetisierung liegt. Für kleine Wellenvektoren k kann für beide Fälle der Einfluss der Austauschwechselwirkung vernachlässigt werden. Für große Werte von k dominiert der Austausch die Dispersion zunehmend wodurch diese zunehmend winkelnunabhängig wird.

Magnetostatische Oberflächenwellen

Für den Fall dass k senkrecht zu M steht, spricht man von sogenannten magnetostatischen Oberflächenwellen (auch *Damon-Eshbach-Spinwellen*, kurz DE) [13]. Charakteristisch für die-

sen Zweig der Dispersion ist eine hohe Intensität der Spinwellen auf der Filmoberfläche die in die Schicht hinein abklingt. Die Dispersion kann für kleine Wellenvektoren wie folgt beschrieben werden [14]:

$$\omega = \gamma\mu_0 \sqrt{H(H + M_S) + \frac{M_S^2(1 - e^{-2kd})}{4}} \quad (2.23)$$

Rückwärtsvolumenwellen

Stehen Magnetisierung und Wellenvektor der propagierenden Spinwellen parallel, spricht man von Rückwärtsvolumenwellen (auch *Backward-Volume-Spinwellen*, kurz: BV). Auch hier lässt sich die Dispersionsrelation für kleine Wellenvektoren vereinfachen und kann beschrieben werden durch [14]:

$$\omega = \gamma\mu_0 \sqrt{H(H + M_S(\frac{1 - e^{-kd}}{kd}))} \quad (2.24)$$

Diese Art der Spinwellen erhält ihren Namen durch den negativen Anstieg der Dispersion für kleine Wellenvektoren, der einer negativen Gruppengeschwindigkeit $\partial\omega/\partial k$ entspricht. Die Phasengeschwindigkeit ω/k ist stets positiv wodurch die Phase entgegengesetzt zum Energietransport der Spinwelle läuft. Der Verlauf von $\omega(k)$ hat ein Minimum bei $k_{\min}$, wobei für weiter steigende Wellenvektoren der Einfluss der Austauschwechselwirkung zunimmt.

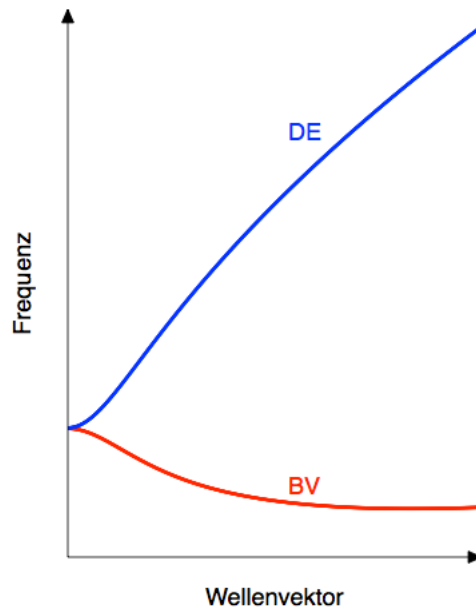


Abbildung 2.4: Schematischer Verlauf der Dispersion für Backward-Volume- und Damon-Eshbach-Spinwellen

Abbildung 2.4 soll die beiden diskutierten Grenzfälle der Dispersion veranschaulichen. Zwischen diesen gibt es für alle beliebigen Winkel zwischen M und k ebenfalls Zustände.

Dabei wurde für die Darstellung bereits berücksichtigt, dass es bei kleiner werdenden Strukturen zu Reflexionen an Oberflächen kommt und sich aufgrund dessen stehende Wellen ausbilden. Für die Untersuchungen in den folgenden Abschnitten hat dies zur Folge, dass in den gewählten Streifenstrukturen auch transversale Moden über die Streifenbreite angeregt werden können. Dabei ist der Frequenzunterschied zwischen der n -ten und $n+1$ -ten Mode umso größer, je kleiner die Streifenbreite wird. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Anregung geradzahligter transversaler Moden mit der gewählten Anregungsmethode (siehe 3.1) nicht möglich ist.

3 Experimentelle Methodik

3.1 Probenherstellung- und beschaffenheit

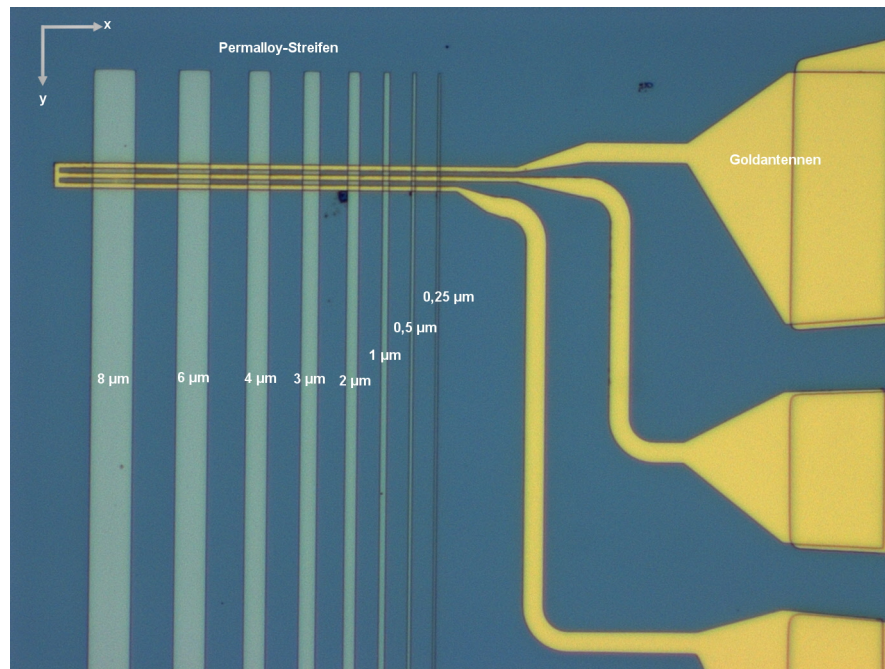


Abbildung 3.1: Mikroskopbild der untersuchten Proben mit den Breiten der Permalloy-Streifen

Das untersuchte Material in dieser Arbeit war eine weichmagnetische, polykristalline $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Legierung die auch als Permalloy (kurz: Py) bezeichnet wird. Die Strukturen wurden im *Argonne National Laboratory* in Illinois, USA hergestellt. Dabei wurden zunächst Streifenstrukturen mittels Elektronenstrahl-Lithografie in einen Positivlack geschrieben. Nach der Entwicklung wurde an diesen Stellen Permalloy mit einer nominellen Dicke von 100 nm mittels Sputtern aufgedampft. Nach dem Lift-Off wurde die Probe erneut belackt und es wurden ebenfalls mittels Elektronenstrahl-Lithografie die Antennenstrukturen geschrieben, auf deren Besonderheit im weiteren Verlauf noch eingegangen wird. Die Antennen bestanden aus einer 150 nm dicken Gold-Schicht, welche ebenfalls mittels Sputtern aufgedampft wurde. Zur Haftvermittlung wurde vor dem Gold zusätzlich eine 10 nm dicke Schicht Chrom aufgesputtert.

Die Fertigungsschritte sind vereinfacht in den Abbildungen 3.2 bis 3.5 dargestellt.

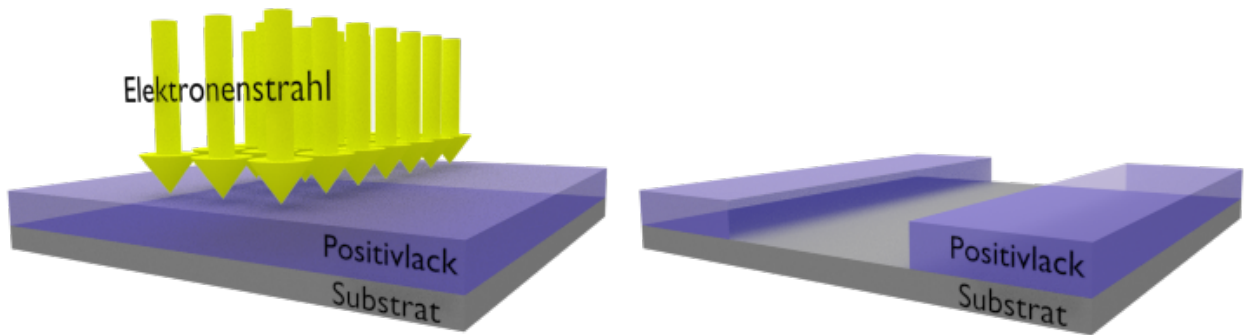


Abbildung 3.2: links: Erster Schreibprozess der Elektronenstrahlolithografie in einen Positivlack; rechts: Negativ der geschriebenen Struktur im Positivlack nach dem chemischen Entwickeln

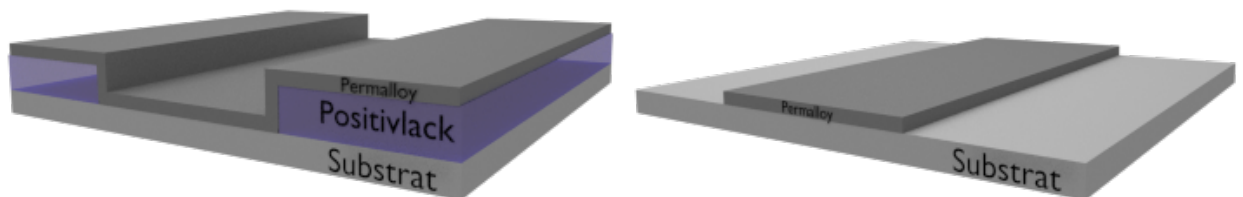


Abbildung 3.3: links: Probe nach dem Bedampfen mit Permalloy; rechts: Nach durchgeführtem „Lift-Off“ mit Aceton und Ultraschall befindet sich nur noch die gewünschte Permalloy-Struktur auf dem Substrat

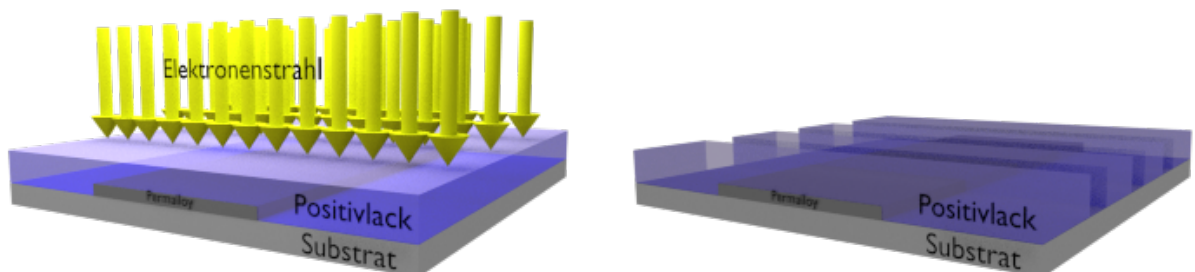


Abbildung 3.4: links: Zweiter Schreibprozess für die Gold-Antennenstrukturen; rechts: Nach dem Entwickeln bleiben Gräben für die Goldstrukturen im Positivlack zurück

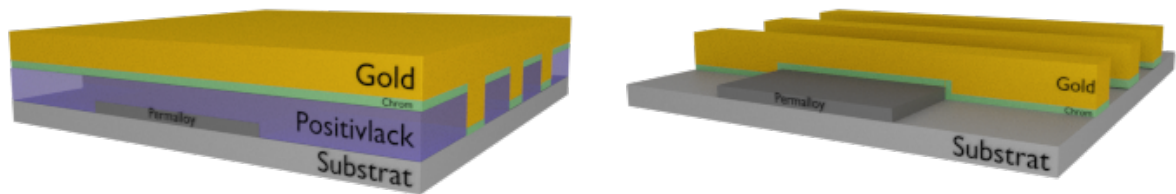


Abbildung 3.5: links: Bedampfung der Probe mit 10 nm Chrom und anschließend 150 nm Gold; rechts: Fertige Probe nach dem zweiten Lift-Off

Die Goldantennen, welche mit Mikrowellenströmen gespeist wurden um dynamische Magnetfelder zu erzeugen waren auf den gewählten Proben *wellenvektorselektiv*. Dies bedeutet, dass sich drei parallele Goldleitungen (Ground/Signal/Ground) senkrecht über den Permalloy-Streifen befanden. Diese Goldleitungen waren jeweils $1\ \mu\text{m}$ breit und hatten einen Abstand von ebenfalls $1\ \mu\text{m}$. So entstanden um jeden der drei Leiter dynamische Magnetfelder, wobei jedoch das Vorzeichen des Feldes um den mittleren Leiter bedingt durch die entgegengesetzte Stromrichtung immer umgekehrt im Vergleich zu den äußeren zwei Feldern war. Die daraus resultierende Feldverteilung konnte bestimmt werden, indem man das Biot-Savart-Gesetz auf einen rechteckigen Leiter angewandt wurde. Die dazu benötigte Formel wurde aus [9] entnommen. Der Wellenlängenbereich der Anregung wurde damit im Vergleich zur Anregung durch einen einzelnen Goldleiter („Stripline“) deutlich stärker eingeschränkt.

Um dies zu verdeutlichen ist in der Abbildung 3.6 die Feldverteilung entlang der Streifenrichtung (y-Richtung) und die Wellenvektorverteilung für die verwendete Wellenvektorantenne und für eine einzelne Streifen-Antenne mit $1\ \mu\text{m}$ Breite und 150 nm Höhe dargestellt. Die Wellenvektor-Verteilung wurde in LabView durch eine Fourier-Transformation der Feldverteilung ermittelt. Die Feldverteilung entlang des Streifens wurde normiert, da die Flussdichte nicht über die gesamte Schichtdicke des Permalloy konstant war und soll an dieser Stelle nur als Veranschaulichung dienen.

Zur Kontaktierung diente ein wesentlich breiterer Teil der Antenne (siehe Abbildung 3.7), an dem der Abstand zwischen den Mittelpunkten der benachbarten Leitungen jeweils $200\ \mu\text{m}$ betrug. An dieser Stelle wurde mittels Mikrometer-Manipulatoren eine 3-polige Kontaktspitze gelandet (siehe Abbildung 3.8), welche am Mikrowellengenerator angeschlossen war.

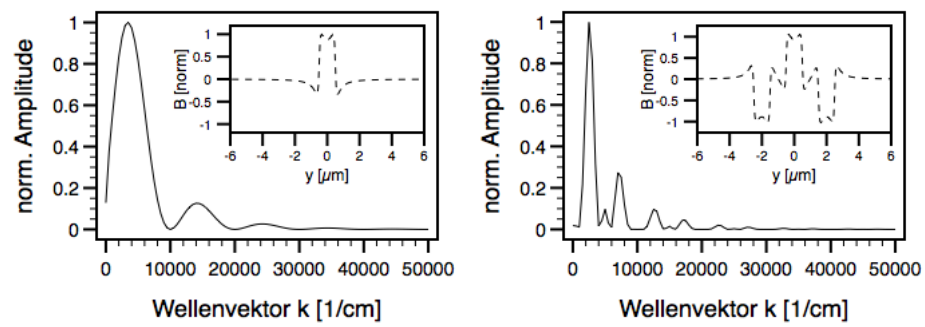


Abbildung 3.6: Wellenvektorverteilung und B-Feld-Verteilung entlang des Py-Streifens für eine einfachen Streifen-Antenne (links) und eine wellenvektorselektiven Antenne (rechts)

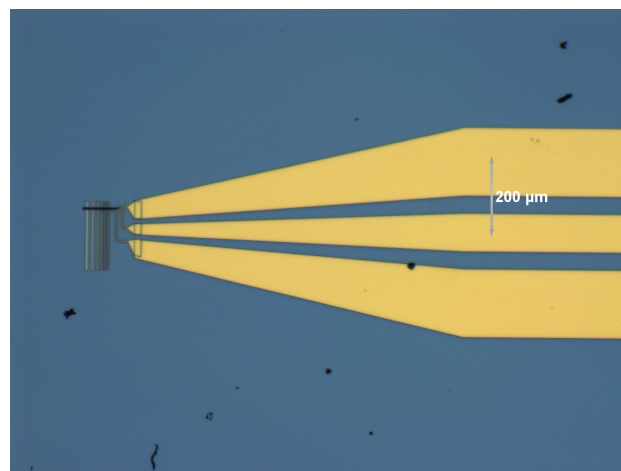


Abbildung 3.7: Übersicht der Probe mit breiter werdenden Goldantennen



Abbildung 3.8: Auf der Antennenstruktur positionierte Kontaktspitze

3.2 Inelastische Streuung von Licht an Spinwellen

Grundlage für den experimentellen Teil dieser Arbeit war die inelastische Streuung von Photonen an Magnonen. Quantenmechanisch wird dies durch den *Stokes-* und *Anti-Stokes-Prozess* beschrieben [10].

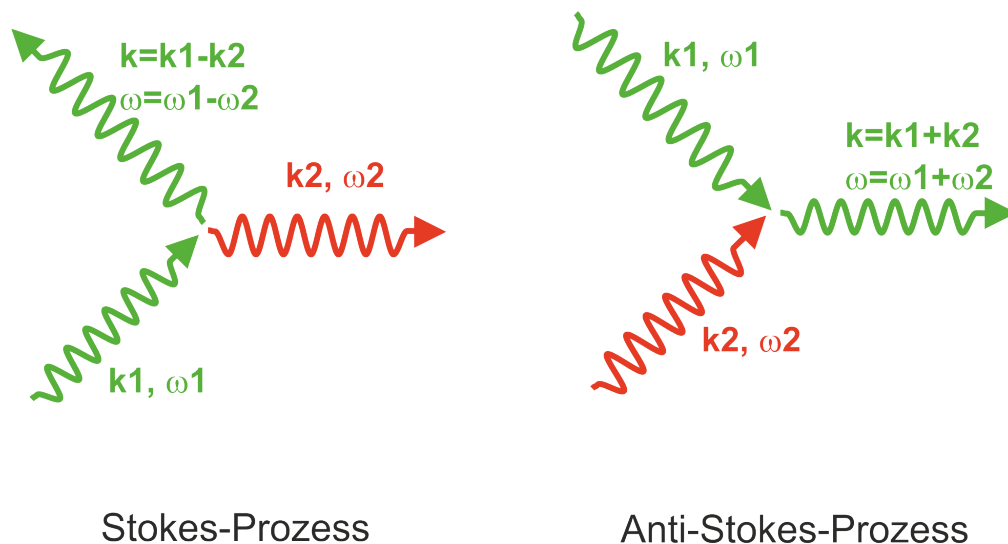


Abbildung 3.9: Stokes- und Anti-Stokes-Prozess, grün: Photonen, rot: Magnonen

Die Photonen-Magnonen-Wechselwirkung findet, wie in Abbildung 3.9 gezeigt, unter Erhaltung des Gesamtimpulses und der Gesamtenergie statt. Eine klassische Interpretation dieses

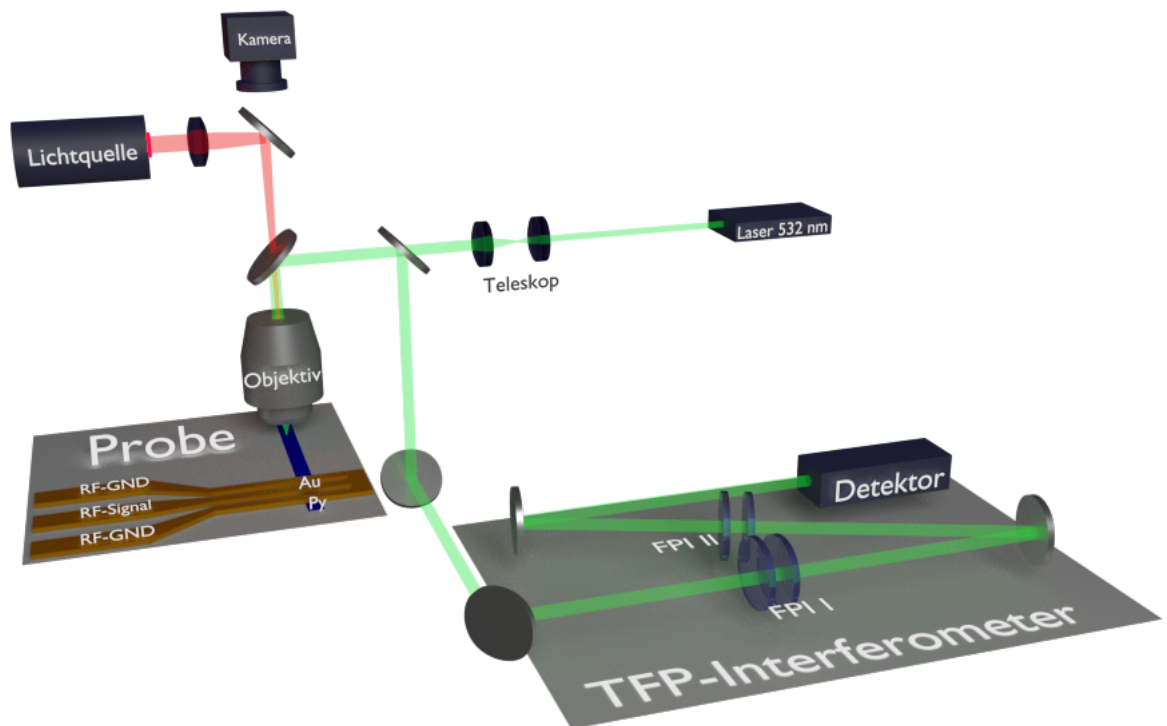


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Brillouin-Lichtstreu-Mikroskops

Prozesses kann man unter Zuhilfenahme der Fresnel'schen Formeln ableiten. Mit der Präzession der Magnetisierung wird die Permeabilität μ eines Ferromagneten kontinuierlich moduliert. Dies hat ebenfalls eine Modulation des Brechungsindex zur Folge. Die daraus resultierende Änderung der Reflektivität der Probe führt zu einer Amplituden-Modulation des reflektierten Lichtes. Dies erzeugt im Frequenzspektrum des reflektierten Lichtes Seitenbänder, welche um den Betrag der Spinwellenfrequenz verschoben sind.

3.2.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

Die *Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie* basiert auf dem selben grundlegenden Wechselwirkungsprozess zwischen Licht und Spinwellen. Es wird jedoch im Vergleich zur BLS-Spektroskopie stark fokussiertes Laserlicht verwendet, wodurch der erhaltenen Frequenzinformation eine Ortsinformation hinzugefügt wird welche lediglich beugungsbegrenzt ist. Der für diese Arbeit verwendete Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt.

Das von einem Festkörperlaser emittierte Laserlicht mit einer Wellenlänge von 532 nm wurde zunächst durch ein Teleskop aufgeweitet, um nach dem Durchgang durch das Objektiv einen möglichst kleinen Durchmesser im Fokuspunkt zu erreichen. Der Arbeitsabstand unterhalb des verwendeten „LD EC Epiplan-Neofluar“-Objektiv (Vergrößerung: 100x; numerische Apertur: 0,75) der Firma Zeiss betrug 4 mm. Innerhalb dieses Abstandes befanden sich zudem die Kontaktspitzen welche die Mikrowellenantenne speisen sollten. Das an den Spinwellen inelastisch gestreute Licht fiel dann zurück in das Objektiv und wurde an einem 50:50

Strahlteiler-Spiegel ausgekoppelt. Anschließend gelangte es an ein sogenanntes *Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer* (kurz: TFPI) der Firma *JRS Scientific Instruments*. Da die Ausbeute an inelastisch gestreuten Photonen bei Stokes- und Anti-Stokes-Prozessen sehr gering ist, wird für diese Art von Messungen eine sehr hohe Anforderung an den Kontrast des verwendeten Interferometers gestellt. Durch den besonderen Aufbau des TFPI ist es laut Hersteller möglich einen Kontrast von etwa 10^{15} zu erreichen. Ein normales Fabry-Pérot-Interferometer besteht aus zwei parallelen, teilreflektierenden Spiegeln deren Abstand L verändert werden kann. Dieser optische Resonator transmittiert dabei nur Licht, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$L = \frac{n\lambda}{2} \quad (3.1)$$

Der Faktor n muss dabei immer ganzzahlig sein. Das besondere Merkmal des in dieser Arbeit verwendeten Instruments ist die Nutzung zweier Fabry-Pérot-Interferometer (im weiteren Text: FPI1 und FPI 2) unter einem genau definierten Winkel α . Das Licht passiert dabei erst drei mal das erste Spiegelpaar und im Anschluss ebenfalls drei mal das zweite Spiegelpaar. Die Stabilisierung die benötigt wird um stets eine optimale Parallelität der Spiegel zu erhalten, erfolgt automatisch über Piezo-Aktoren. Dabei dient als Referenz ein stark abgeschwächter Strahl, der noch vor dem Teleskop aus dem Strahlengang ausgekoppelt wird. Die Stabilisierung bewegt dann die Spiegel in kleinen Schritten, um stets die maximale Intensität des Referenzstrahls am Detektor zu erreichen. Im späteren Messvorgang werden dann die Spiegelabstände beider Etalons periodisch durch eine Verschiebebühne verändert. Die Bewegungsrichtung ist dabei für beide Spiegelpaare stets genau senkrecht zu FPI 1. Durch den Winkel α zwischen beiden Etalons ändert sich der Spiegelabstand für FPI 2 immer nur um $\Delta d \cos(\alpha)$. Die Transmissionsbedingung wird von beiden Etalons während der Bühnenbewegung erfüllt, jedoch für unterschiedliche Werte von Δd . Da durch die bekannte Wellenlänge des Lasers die Strecke Δd in eine Wellenlänge umgerechnet werden kann, ergeben sich für die einzelnen FPI Transmissionsmaxima für unterschiedliche Wellenlängen. Das Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer wird deshalb im Vorfeld einer Messung durch unabhängiges justieren beider FPI so kalibriert, dass bei Stillstand der Bühne maximale Intensität transmittiert wird, sprich dass die Transmissionsmaxima beider Etalons für 532 nm überlappen. Da die Gesamttransmissionsfunktion sich als Produkt aus den Transmissionsfunktionen beider einzelner FPI ergibt, werden höhere Transmissionsordnungen (welche die Messergebnisse verfälschen würden) um einen Faktor von 10^6 reduziert. Die Strecke der Verschiebebühne wird dabei in Kanälen zerlegt welchen dann jeweils die am Detektor gezählten transmittierten Photonen zugeordnet werden.

3.2.2 Phasenaufgelöste Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

Da für die BLS-Mikroskopie ein Objektiv mit hoher numerischer Apertur verwendet wird, fällt Licht aus einem sehr großen Winkelbereich auf die Probe. Dadurch verliert man die Information über den eingestrahlten Wellenvektor, die man sonst bei konventioneller BLS-Spektroskopie

durch eine wohldefinierte Streugeometrie erhält. Um mit der BLS-Mikroskopie auch phasen aufgelöst zu messen, bedient man sich eines elektro-optischen Modulators auf dessen Funktionsweise hier nicht weiter eingegangen werden soll. Dieser wird im Strahlengang noch vor dem Objektiv platziert und vom selben Mikrowellengenerator wie auch die Anregungsantenne der Permalloy-Streifen gespeist. Dadurch werden im Spektrum des Lichtes frequenzverschobene Seitenbänder erzeugt, wie sie auch durch die Spinwellen erzeugt würden. An dieser Stelle ist es wichtig, die Intensitäten der EOM-Seitenbänder etwa an die Intensität des Spinwellensignals mittels Abschwächen anzugleichen. Da auch der EOM nur einen sehr kleinen Teil des einstrahlten Lichtes in der Frequenz verschiebt, kann davon ausgegangen werden, dass auf der Probe nur Photonen mit der Laserfrequenz inelastisch streuen. Spinwellen übertragen während des Streuprozesses ihre ortsabhängige Phaseninformation an das Licht. Diese ist räumlich nicht konstant und ändert sich somit während eines orts aufgelösten Scans. Da die Phasenbeziehung des durch den EOM gestreuten Lichtes aufgrund der selben Quelle immer konstant ist zur Anregung der Spinwellen, kommt es nun in Abhängigkeit des Ortes zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz zwischen dem gestreuten Licht des Modulators und der Spinwellen. Praktisch heisst das, dass dem Verlauf der gemessenen Spinwellen-Intensität im Ortsraum stets eine mit der angeregten Wellenlänge periodische Modulation überlagert ist. Die Lage von Minima und Maxima ist dabei nicht repräsentativ und kann im verwendeten Aufbau durch einen Phasenschieber vor dem EOM beliebig verändert werden. Dies ermöglicht eine einzige Messung, bei der sowohl die Frequenz als auch der Wellenvektor der angeregten Spinwellen bekannt sind.

4 Resultate und Diskussion

4.1 Bestimmung der Resonanzfrequenzen

Um die Abklinglänge der Spinwellen in den Wellenleitern zu bestimmen, wurden Zunächst Messungen durchgeführt, bei denen die Intensität der Spinwellen bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen gemessen wurde. Dies wurde bei jeweils identischen Abstand zur Antenne, ohne externes Magnetfeld und auf den Streifen mit den Breiten 250 nm, 500 nm, 1 μm und 2 μm durchgeführt.

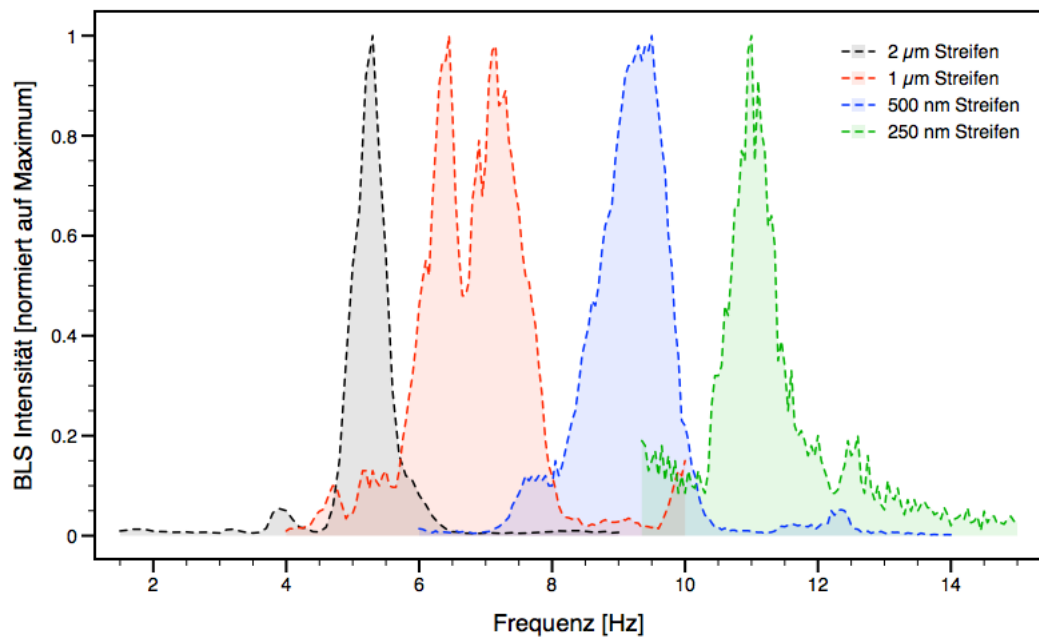


Abbildung 4.1: Gemessene Resonanzen für den 250 nm, 500 nm, 1 μm und 2 μm breiten Streifen

Man erkennt in Abbildung 4.1 deutlich, dass die Resonanzfrequenz für schmäler werdende Streifen stieg. Alle Messungen zeigten neben dem Hauptmaximum auch kleine Nebenmaxima. Dies erkennt man hier sehr deutlich an Struktur 4 bei etwa 4 GHz. Dieses Phänomen beruht auf der verwendeten wellenvektorselektiven Antenne, welche nicht nur eine diskrete Wellenlänge anregt, sondern ebenfalls Nebenmaxima im k -Raum vorweist.

Der Scan für die 1 μm breite Struktur zeigt zwei identisch hohe Peaks. Hier ist anzunehmen, dass die Transmission des verwendeten Mikrowellenequipments im Frequenzbereich von ca. 6,5 bis 7 GHz schlechter war da sich bei dieser Frequenz stehende Wellen zwischen den Schraubverbindungen der Mikrowellenkabel beziehungsweise der verwendeten Relais bildeten. Die absoluten Peaks sind daher eigentlich viel kleiner im Vergleich zu den Messungen auf anderen Strukturen, was jedoch durch das Normieren auf die höchste Intensität fälschlicherweise korrigiert wurde. Dies erkennt man auch am dadurch deutlich stärkeren Rauschen des Signals unterhalb von 6 GHz. An dieser Stelle sei die Normierung dennoch gerechtfertigt, da der ex-

perimentelle Aufbau für weitere Messungen nicht verändert wurde und aus den dargestellten Messungen die Anregungsfrequenz von 7,1 GHz für weitere Versuche entnommen wurde.

Auch der Kurvenverlauf für Struktur 1 zeigt ein stärkeres Rauschen. Dies ist in diesem Fall jedoch in der Strukturbreite von 250 nm begründet. Der Laserspot, welcher etwa einen Durchmesser von 300 nm hatte war in diesem Falle deutlich breiter als die untersuchte Struktur. Dies führte in der Messung zu einer deutlich geringeren Ausbeute an inelastisch gestreuten Photonen.

4.2 Bestimmung der Abklinglänge

Für die Anwendung von Spinwellen als Informationsträger in zukünftigen Technologien, ist ein möglichst geringer energetischer Aufwand wünschenswert. Daher wurden im Folgenden die Abklinglängen der Spinwellen ohne externes Magnetfeld zur Sättigung der Magnetisierung in eine bestimmte Richtung untersucht. Es ist dabei davon auszugehen, dass die Formanisotropie die Magnetisierung maßgeblich zu einer Ausrichtung parallel zum Streifen „zwingt“.

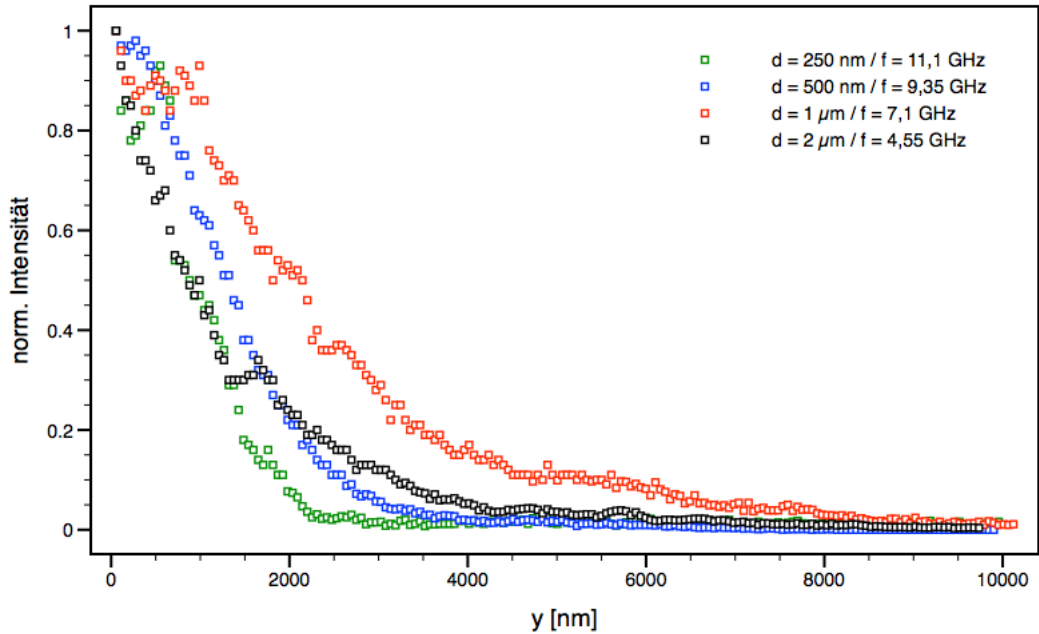


Abbildung 4.2: Gemessene Spinwellenintensitäten jeweils in der Mitte der 4 Streifen aus 4.1 in Abhängigkeit des Abstandes y zur Anregungsantenne

Der gemessene Intensitätsverlauf parallel zur Streifenrichtung ist in Abbildung 4.2 für die verschiedenen Streifenbreiten und mit den aus Abschnitt 4.1 erhaltenen Anregungsfrequenzen abgebildet.

Alle Messungen wurden ausgehend von der Antennenstruktur und für eine Mikrowellenleistung von 16 dBm durchgeführt.

Die Abklinglänge ist das Reziprok der Dämpfung δ einer Funktion der Form:

$$I(y) = ae^{-\delta y} + c \quad (4.1)$$

Die Dämpfung hat, da es sich um einen exponentiellen Abfall handelt, ein negatives Vorzeichen. Somit erhält man die Abklinglänge nach dem Anfitzen mit positivem Vorzeichen. Aus den Fitfunktionen in Abbildung 4.3 geht hervor, dass der 1 μm breite Streifen, welcher mit 7,1 GHz angeregt wurde die größte Abklinglänge von etwa 1,9 μm hat. Für den 250 nm breiten Streifen fällt die Intensität bereits nach 633 nm auf $1/e$ ab. Da die Gruppengeschwindigkeit dem Anstieg der Dispersion $\partial\omega/\partial k$ entspricht, kann sich anhand der Dispersionsrelation leicht

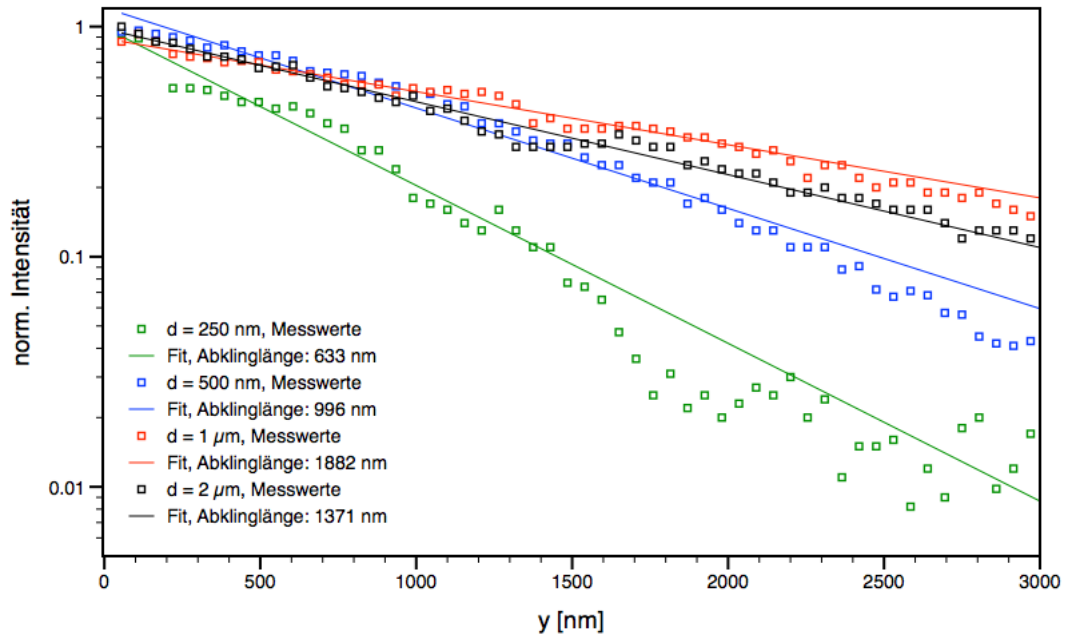


Abbildung 4.3: Logarithmische Darstellung des exponentiellen Abfalls inklusive der aus dem Fit resultierenden Abklinglängen

zeigen lassen, dass diese für schmäler werdende Streifen kleiner wird. Dargestellt ist dies in Abbildung 4.4 bei der die Dispersion mit nomineller Schichtdicke für das verwendete Permalloy und einem aus [15, S. 103] entnommen Wert für die Sättigungsmagnetisierung (800 Gauß) auf Grundlage von Gleichung (2.22) berechnet wurde.

Die Annahme, dass die Abklinglänge für Spinwellen mit größerer Gruppengeschwindigkeit ebenfalls größer ist hat sich lediglich bei der 2 μm breiten Struktur nicht bestätigt. Obwohl ω über k für diese Streifenbreite am steilsten abfällt, ist die gemessene Abklinglänge kleiner. Eine Ursache hierfür könnte im Frequenzscan aus Abschnitt 4.1 liegen. Da für die Messung stets ein fokussierter Laserstrahl verwendet wurde, sind streng genommen auch die Resonanzfrequenzen Funktionen des Ortes. So können bei Messungen neben der Antenne der 1 μm breiten Struktur bereits Spinwellen bestimmter Frequenzen abgeklungen sein, welche unterhalb der Antenne angeregt wurden und eine kleinere Gruppengeschwindigkeit hatten. Dadurch würde das Anregungsspektrum neben der Antenne streng genommen verfälscht was zur Folge hätte, dass man in 4.1 Spinwellen mit höherer Gruppengeschwindigkeit detektiert hat, welche zu einer größeren Abklinglänge auf Struktur 1 führten.

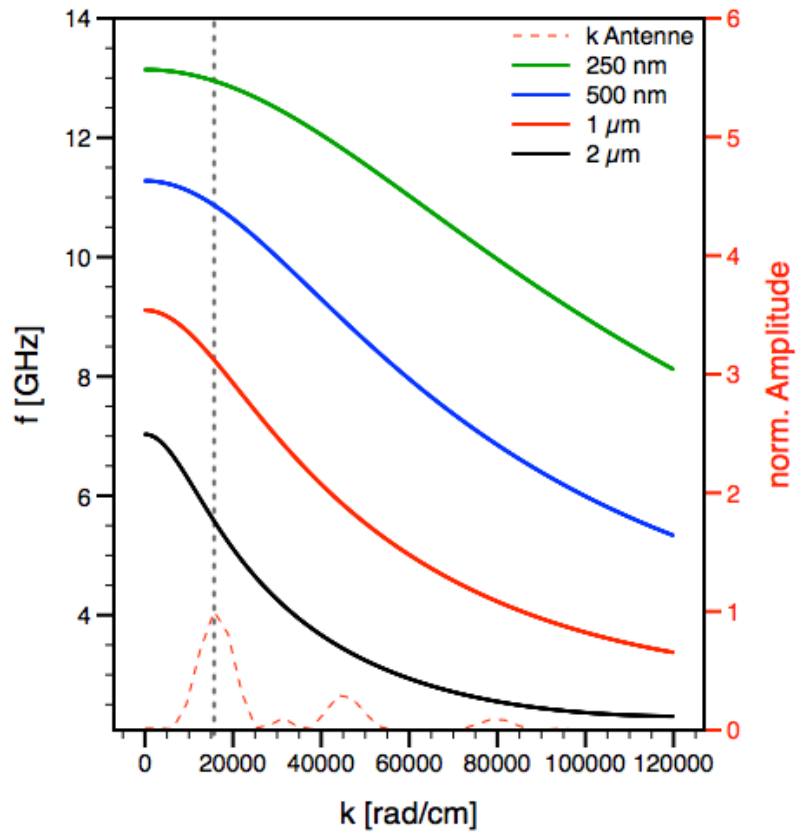


Abbildung 4.4: Schnittpunkt zwischen den Dispersionsrelationen für die verwendeten Streifenbreiten (Frequenzachse) und dem Anregungsmaximum der wellenvektorselektiven Antenne (Amplitudenachse)

4.3 Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung

Beim Vergleich der experimentell gemessenen Resonanzfrequenzen mit den theoretisch berechneten Dispersionsrelationen für 800 Gauß fiel auf, dass für eine gute Übereinstimmung von Messdaten zu Theorie der Wert der Sättigungsmagnetisierung reduziert werden musste.

Um dies zu überprüfen, wurde eine Messreihe auf dem 2 μm breiten Streifen durchgeführt bei der die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes bestimmt wurde. Dazu wurde für verschiedene Felder die Anregungsfrequenz durchgestimmt. Im Vorfeld jeder einzelnen Messung wurde der jeweils relevante Frequenzbereich mittels manuellem Durchstimmen der Anregungsfrequenz grob bestimmt. In diesem Bereich konnte dann für alle Messungen unter gleichen Bedingungen ein automatisierter Scan durchgeführt werden. Die angelegte Mikrowellenleistung betrug stets 16 dBm und es wurden pro 50 MHz-Schritt 12 Einzelspektren aufgenommen und addiert. In Abbildung 4.5 sind die Intensitäten ebenfalls auf das Maximum normiert.

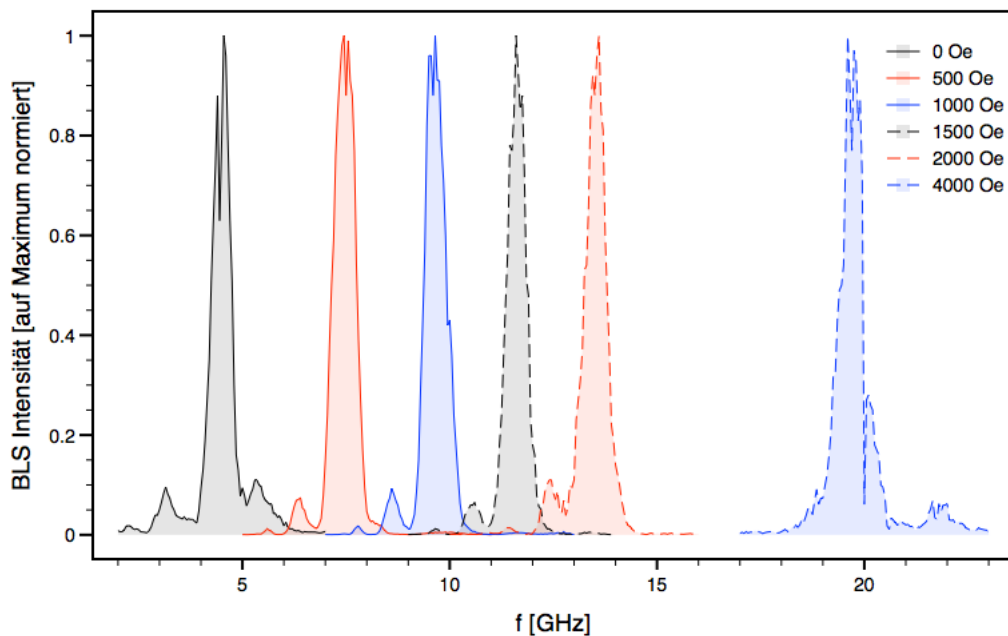


Abbildung 4.5: Eine Auswahl der Ergebnisse der Frequenzscans für verschiedene externe Magnetfelder

In der Abbildung erkennt man deutlich die Verschiebung der Resonanzfrequenz zu höheren Frequenzen mit zunehmendem externen Magnetfeld. Auf die Darstellung aller Messergebnisse wurde der Übersichtlichkeit halber hier verzichtet.

Durch ermitteln der Maxima der einzelnen Messungen (siehe Tabelle (2)), konnte im nächsten Schritt die jeweilige Resonanzfrequenz über dem Magnetfeld aufgetragen werden. Zusätzlich wurde mittels der Dispersionsrelation für $M_s = 800$ Gauß der theoretisch zu erwartende Verlauf $f(H)$ aufgetragen. Dabei ist in Abbildung 4.6 deutlich zu erkennen, dass die Frequenz der experimentellen Ergebnisse nicht nur um einen konstanten Wert kleiner ist, sondern dass

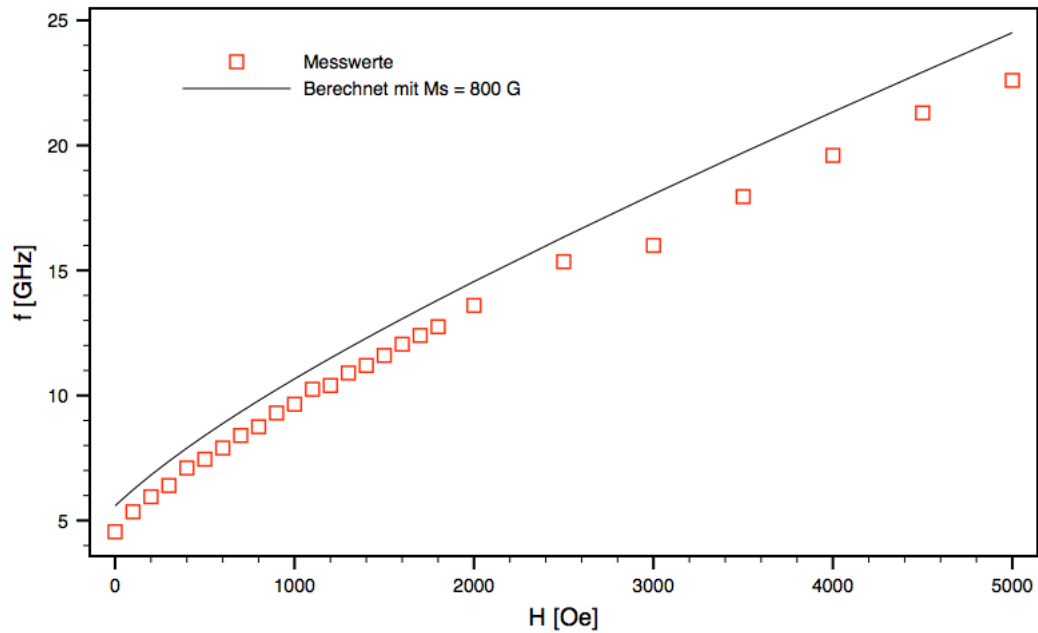


Abbildung 4.6: Abweichung zwischen experimentellen Ergebnissen und dem theoretisch zu erwartenden Verlauf von $f(H)$

die Abweichung für höhere Magnetfelder ebenfalls zunimmt.

In [16] konnte gezeigt werden, dass die Sättigungsmagnetisierung einer Permalloy-Probe in einem BLS-Mikroskop bedingt durch thermische Einflüsse des Lasers und der Mikrowellenleistung stets kleiner ist als bei Raumtemperatur.

Aufgrund dessen wurde als nächstes ein Levenberg-Marquardt-Fit der Messwerte basierend auf der Dispersionsrelation für longitudinal magnetisierte Streifen mit festem Wellenvektor $k = 15707 \frac{\text{rad}}{\text{cm}}$ durchgeführt

Auffällig bei der Auswertung war, dass die mittlere quadratische Abweichung der Fit-Funktion von den Messwerten durch Änderung des Ausgangswertes der Schichtdicke, welcher nominell 100 nm beträgt, weiter verringert werden konnte.

Abbildung 4.7 zeigt den durchgeführten Fit, bei dem die Sättigungsmagnetisierung als freier Parameter gewählt wurde. Es ergab sich $M_s = 666,5$ Gauß, also deutlich niedriger als der Tabellenwert. Rechts unten in der Abbildung befindet sich zudem der Verlauf der mittleren quadratischen Abweichung welche bei 115 nm Schichtdicke ein Minimum hat. Da das Permalloy mittels Sputtern aufgetragen wurde, ist davon auszugehen dass die nominelle Schichtdicke wie sie durch einen Schwingquarz in der Sputterkammer bestimmt wird von der reellen Schichtdicke abweicht.

Aufgrund der Tatsache, dass die Dispersion sowohl von M_s als auch von der Schichtdicke d beeinflusst wird, wurde erneut ein Levenberg-Marquardt-Fit durchgeführt, welcher diesmal beide Parameter bestimmen sollte und wurde in Abbildung 4.8 aufgetragen. Dieser ergab eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s = 656$ G und eine Schichtdicke von 115 nm. Die

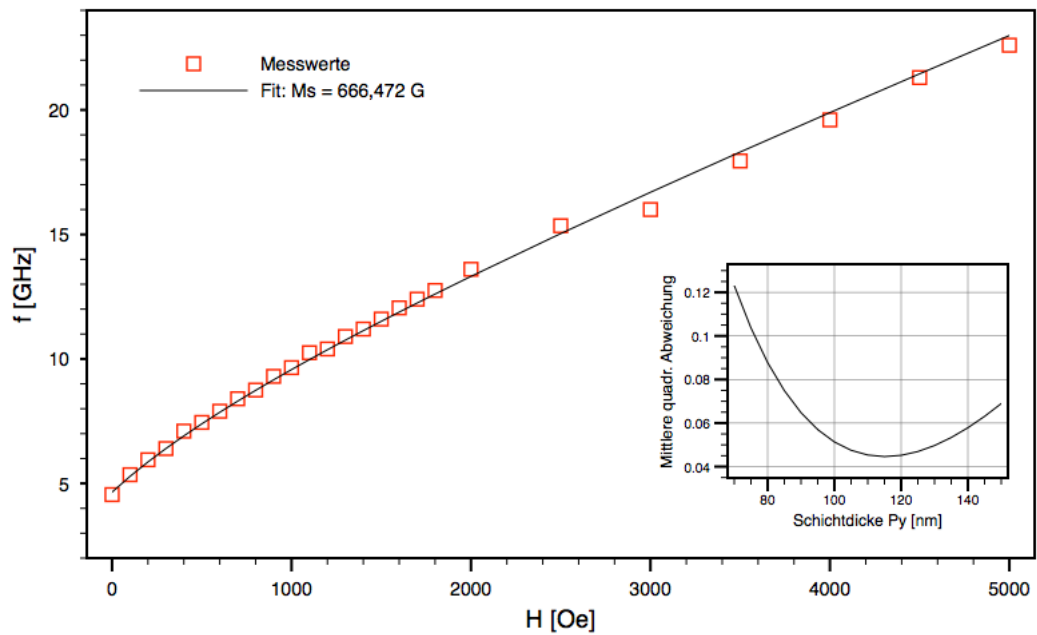


Abbildung 4.7: Levenberg-Marquardt-Fit der Messergebnisse auf Grundlage der Dispersionsrelation für longitudinal magnetisierte Streifen mit der Sättigungsmagnetisierung als freier Parameter; rechts unten: Veränderung der mittleren quadratischen Abweichung des Fits bei Änderung der Schichtdicke als fester Startparameter

ermittelte Sättigungsmagnetisierung liegt damit im selben Bereich wie in [16] publiziert. Mit diesen Materialparametern kann nun die Dispersionsrelation neu berechnet werden, welche im Abschnitt 4.4 dann experimentell bestätigt werden soll.

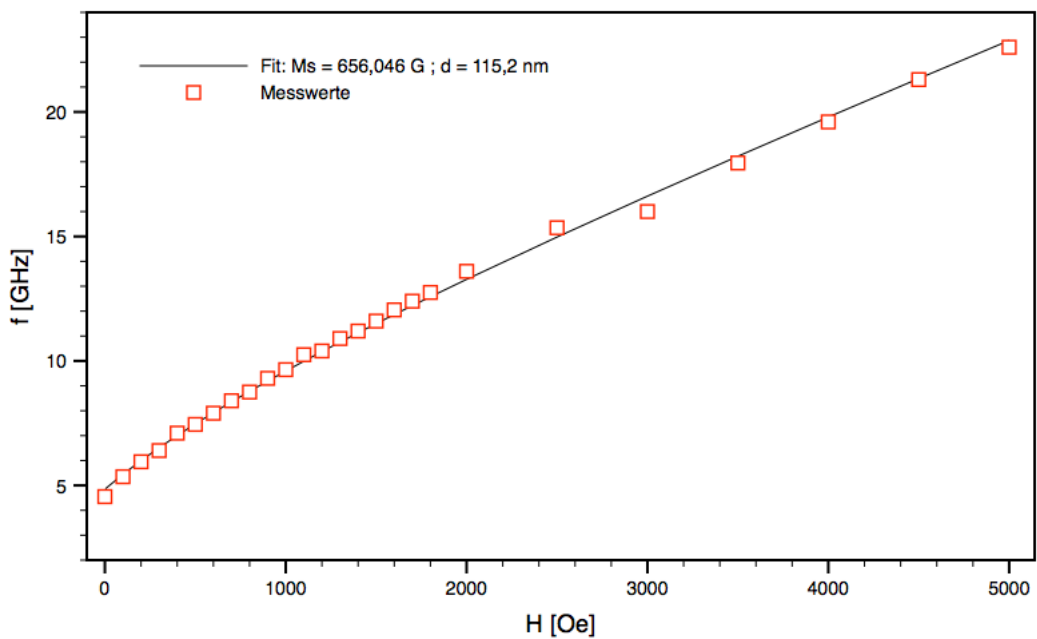


Abbildung 4.8: Levenberg-Marquardt-Fit mit Sättigungsmagnetisierung und Schichtdicke als freie Parameter

4.4 Experimentelle Bestimmung der Dispersionsrelation

Um die Dispersionsrelation experimentell zu ermitteln war es notwendig, bei einer Messung sowohl die Frequenz der Spinwellen als auch deren Wellenlänge zu messen. Dies wurde durch die phasenaufgelöste Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie möglich, bei welcher der normalerweise exponentielle Abfall der Spinwellenintensität im Ortsraum durch ein Interferenzmuster überlagert wird, welches die Wellenlänge repräsentiert. Diesen Effekt kann man dabei als Zweistrahlinterferenz interpretieren, für welche gilt:

$$I_{Gesamt} = I_{SW} + I_{EOM} + 2\sqrt{I_{SW}I_{EOM}}\cos(\varphi) \quad (4.2)$$

Die Intensität, des an den Spinwellen inelastischen gestreuten Lichtes ist hier als I_{SW} , die des vom EOM frequenzverschobenen Lichtes als I_{EOM} beschrieben. Der Phasenunterschied ist in 4.2 als φ bezeichnet.

Die Messungen dazu wurden ebenfalls an dem 2 μm breiten Streifen in einem externen Magnetfeld von 10 mT durchgeführt. Zu beachten ist dabei, dass durch die wellenvektorselektive Antenne eine effektive Anregung der Spinwellen nur in einem kleinen Frequenzbereich möglich war. Dies geht deutlich aus einem zunächst durchgeführten Frequenzscan hervor.

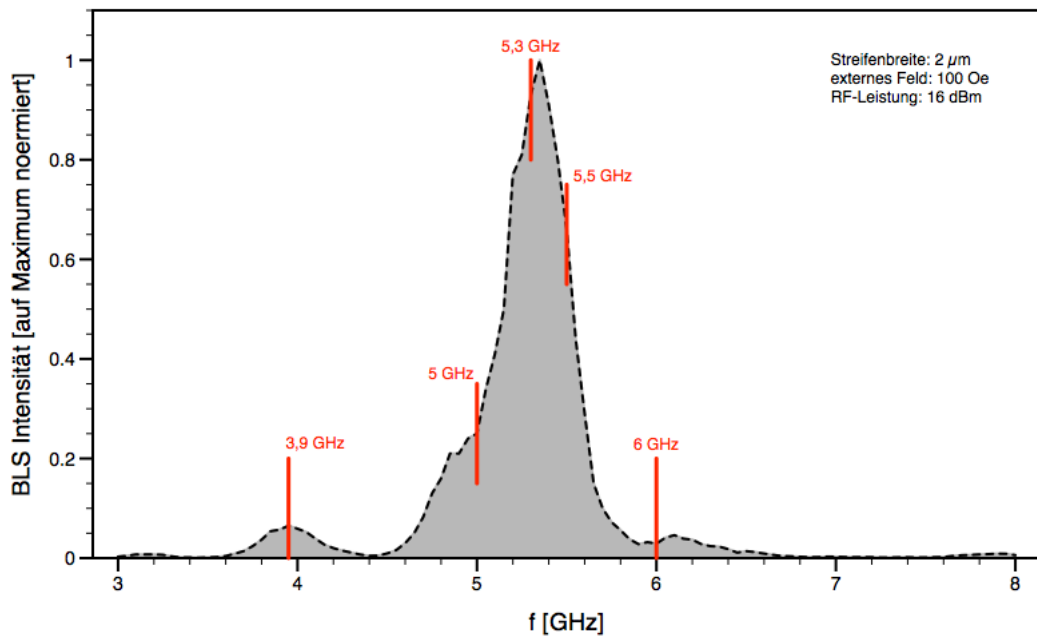


Abbildung 4.9: Frequenzscan auf der 2 μm breiten Streifenstruktur, rot: gewählte Anregungsfrequenzen für die weiteren Messungen

Die in Abbildung 4.9 dargestellten Ergebnisse zeigen die Projektion des Wellenvektors auf die Frequenz-Achse. Für die phasenaufgelösten Messungen wurden daher Frequenzen gewählt, die dicht um die effektivste Anregung bei 5,3 GHz liegen. Zudem war es möglich Spinwellen bei einer Frequenz von 3,9 GHz anzuregen, welche der Projektion des ersten Nebenmaximums

in der k-Verteilung der Antennenstruktur auf die Frequenz-Achse entsprach.

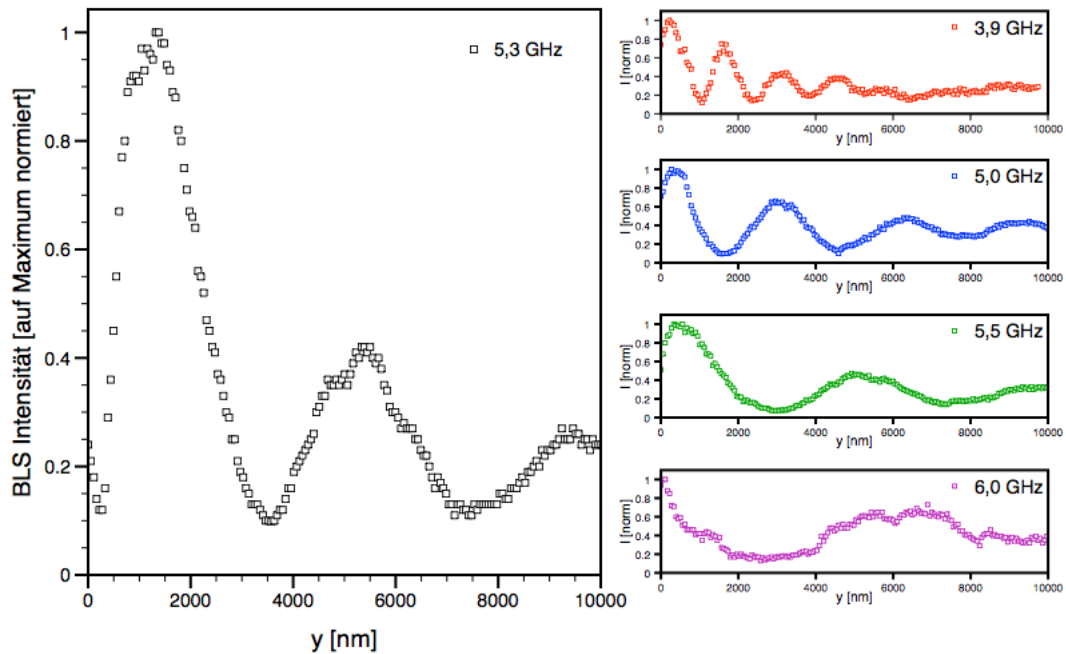


Abbildung 4.10: Phasenaufgelöste Ortsscans für verschiedene Anregungsfrequenzen, Streifenbreite: 2 μm , Mikrowellenleistung: 16 dBm

Abbildung 4.10 zeigt dass in Abhängigkeit von der Frequenz verschiedene Wellenlängen angeregt wurden. Zudem erkennt man, entsprechend der Dispersionsrelation für Backward-Volume-Spinwellen die Zunahme der Wellenlänge mit steigender Frequenz. Die Lage der Minima und Maxima in den gezeigten Messungen sind nicht repräsentativ für die tatsächliche Spinwellenphase, da dieses Interferenzmuster sich nur aus der Phasenlage zwischen dem Licht aus dem elektrooptischen Modulator und dem an den Spinwellen inelastisch gestreuten Licht ergab. Obwohl sowohl die Spinwellen als auch der EOM durch den selben Ausgang des selben Signalgenerators getrieben wurden, kam es je nach Mikrowellenfrequenz bedingt durch verschiedene Schaltelemente und unterschiedlich Kabelstrecken zu einer Phasenverschiebung zwischen beiden Pfaden.

Um mithilfe dieser Messung den Verlauf der Dispersion auftragen zu können, wurden die y-Stellen der Extrema der einzelnen Kurven bestimmt und daraus die jeweiligen Wellenvektoren bestimmt (siehe Tabelle (1)). Da für 6 GHz lediglich zwei Extrempunkte zur Auswertung genutzt werden konnten deren Abstand einer halben Wellenlänge entsprach, wurde die Abweichung hier als $\pm 50\%$ angenommen. Dazu wurde die Dispersion für die in Abschnitt 4.3 ermittelten Materialparameter berechnet und der Abbildung 4.11 beigelegt.

Tabelle 1: Ergebnisse der Wellenvektor-Bestimmung aus den phasenaufgelösten Messungen in 4.4

Frequenz [GHz]	Wellenvektor k [rad/cm]	u [rad/cm]
3,9	45127	± 2808
5	21233	± 1274
5,3	15960	± 840
5,5	13529	± 668
6	10047	± 5023

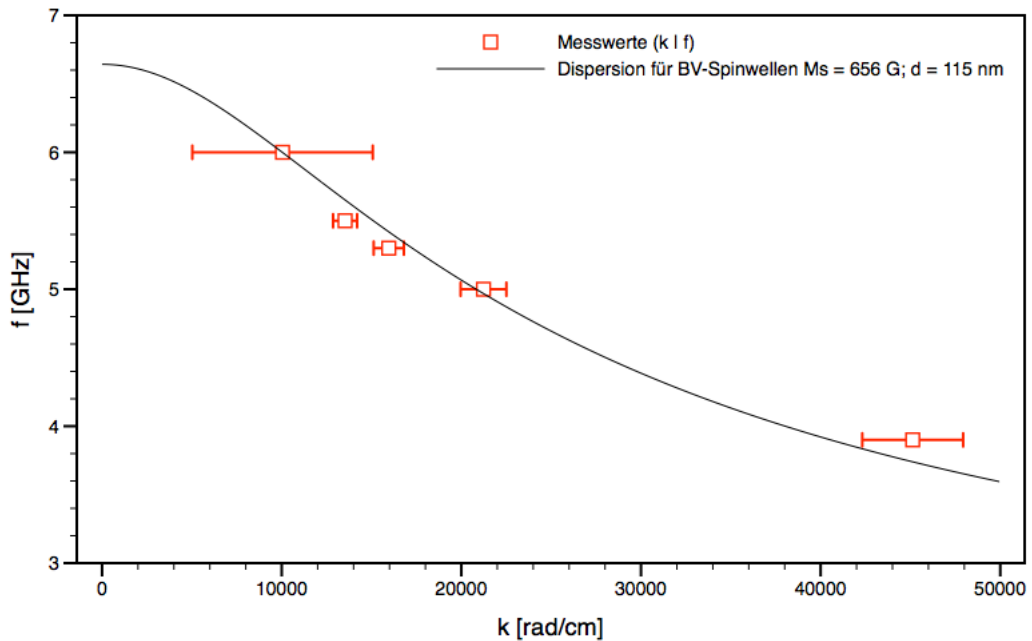


Abbildung 4.11: Messwerte und berechnete Dispersion auf Grundlage der Parameter aus Abschnitt 4.3

Aufgrund der wellenvektorselektiven Antenne war es nicht möglich über einen breiteren Frequenz- bzw. Wellenvektorbereich zu messen. Dies wäre zum Beispiel für eine einzelne Streifen-Antenne möglich, was jedoch das Auswerten der Sättigungsmagnetisierung wie in 4.3 komplizierter gestaltet, da man dann auch den Wellenvektor als freien Parameter wählen müsste.

Zusätzlich soll an dieser Stelle in Abbildung 4.12 noch kurz das Resultat eines zweidimensionalen phasenaufgelösten Scans diskutiert werden, welcher ebenfalls an der 2 μm breiten Struktur durchgeführt wurde.

Für die Messung wurde eine Anregungsfrequenz von 10,1 GHz und ein externes Magnetfeld von 100 Oe angelegt. Die Antenne ist in dieser Darstellung aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht maßstabsgetreu abgebildet. Die gemessene Intensität ist dabei als Höhenprofil dargestellt und zusätzlich farblich unterlegt. Man erkennt ausgehend von der Antenne in y-Richtung periodisch entweder ein zentrales Maximum oder zwei in x-Richtung symmetrische Maxima.

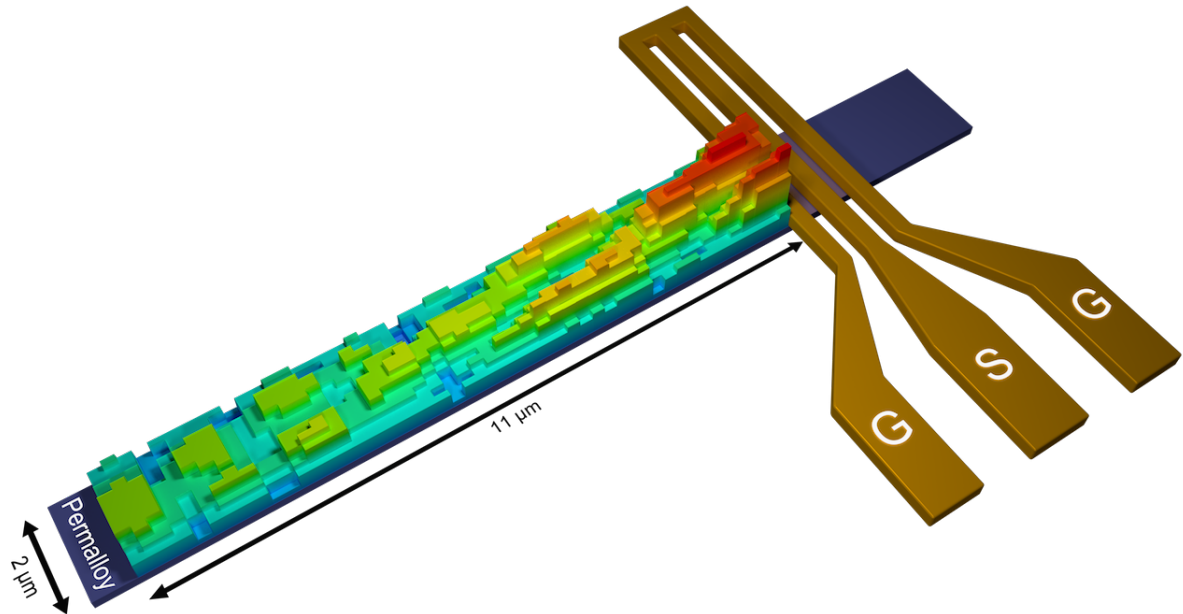


Abbildung 4.12: Dreidimensionale Darstellung eines Phasenaufgelösten Scans auf einem 2 μm breiten Streifen bei 10,1 GHz, 16 dBm und 100 Oe externem Feld (Antenne nicht maßstabsgetreu)

Dies lässt auf die Anregung der 1. und 3. transversalen Wellenleitermode zurückschließen.

Betrachtet man jedoch die Dispersionsrelation in Abbildung 4.13 für die gewählten Parameter stellt man fest, dass es für die erste und dritte transversale Wellenleitermode keine Lösung für 10,1 GHz im angenommenen Wellenvektorbereich gibt.

Der hier beobachtete Effekt wird als *parametrische Anregung* bezeichnet. Betrachtet man die Präzession der Magnetisierung in einem longitudinal magnetisierten Streifen wie in Abbildung 4.14 anschaulich dargestellt, so hat diese bei ihrer durch die Formanisotropie der dünnen Schicht bedingten elliptischen Bewegung eine dynamische Komponente m_y in Streifenrichtung deren Betrag mit einem vollständigen Umlauf der Magnetisierung zwei mal genau null wird, also mit doppelter Frequenz oszilliert.

Daher ist für die phasenaufgelöste Messung anzunehmen, dass mit den 10,1 GHz die durch den Mikrowellengenerator ausgegeben wurden die parametrische Komponente angeregt wurde und zu einer Präzession der Magnetisierung bei halber Frequenz geführt hat. In der Dispersionsrelation in Abbildung 4.13 erkennt man für diese Frequenz jeweils einen Schnittpunkt für die erste und für die dritte Mode.

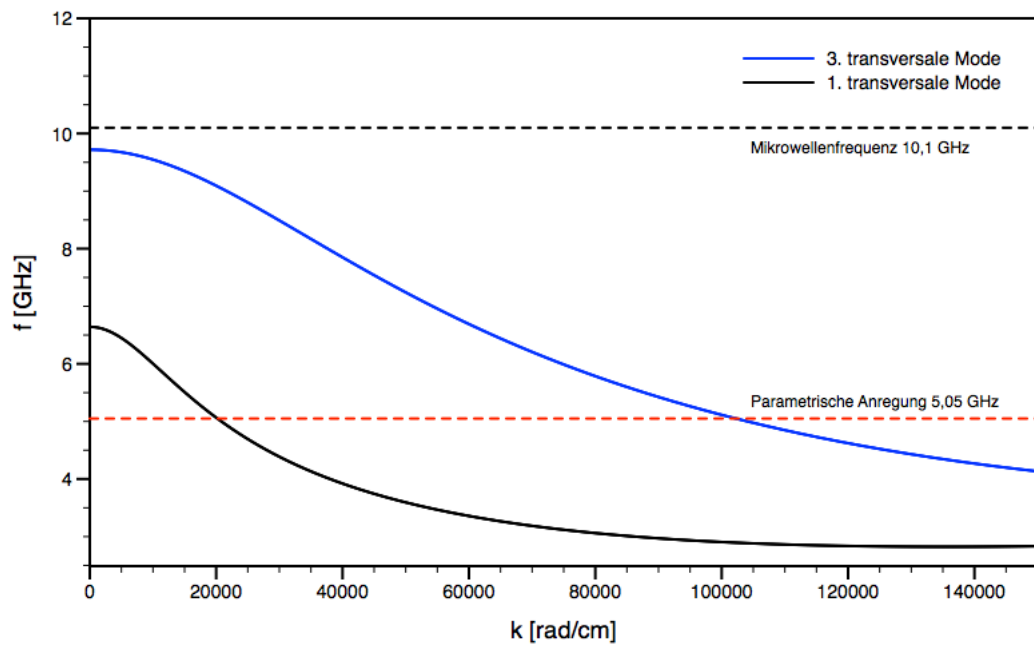


Abbildung 4.13: Dispersionsrelation für höhere Wellenleitermoden des 2 μm breiten Streifens, unterbrochene Linien: Anregungsmaxima der Wellenvektorantennen und Anregungsfrequenz 10,1 GHz

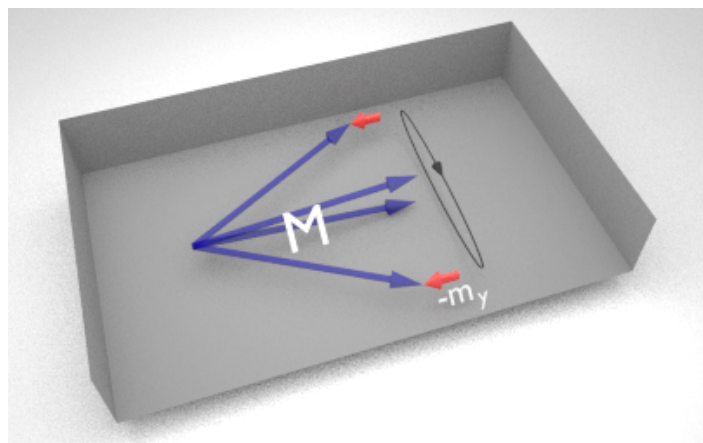


Abbildung 4.14: Darstellung der elliptisch präzedierenden Magnetisierung M in einem longitudinal magnetisierten Streifeborder n , die dynamische Komponente in Streifenrichtung m_y oszilliert dabei mit doppelter Frequenz

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die durchgeführten Messungen konnten zeigen dass sich die verwendeten Proben sehr gut für die Analyse von *Backward-Volume-Spinwellen* eignen. Zunächst konnte ohne externes Feld die Resonanzfrequenz und die Abklinglänge der 4 untersuchten Streifen bestimmt werden. Hauptaugenmerk dieser Arbeit lag auf der experimentellen Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung M_s mit einem BLS-Mikroskop, was üblicherweise durch *SQUID*-Messungen realisiert wird. Dabei war auffällig, dass die Sättigungsmagnetisierung mit 656 Gauß deutlich kleiner war, als der aus Publikationen entnommene Wert. Die Ursachen dafür sollten an dieser Stelle nur kurz abgeschätzt werden da zum Beispiel die thermischen Einflüsse durch den Laser und die Mikrowellenströme quantitativ nicht gut abschätzbar sind. Zusätzlich fiel auf, dass die nominelle Schichtdicke von der reellen abwich. Weiterer Schwerpunkt war im Anschluss die experimentelle Erfassung der Dispersionsrelation, welche mit dieser Methodik und diesem Materialsystem nach aktuellem Stand der Publikationen noch nicht durchgeführt wurde. Es zeigte sich, dass die Datenpunkte dieser Messreihe nur geringfügig von der mit den gemessenen Materialparametern berechneten Dispersion abweichen. Es konnte also gezeigt werden dass es prinzipiell möglich ist die Dispersionsrelation mittels phasenaufgelöster BLS-Mikroskopie zu messen, da diese Methodik sowohl Zugang zur Frequenz als auch zum Wellenvektor ermöglicht.

Zielstellung für weitere Arbeiten in diesem Gebiet wird sein, die Bestimmung der Materialparameter zunächst etwas zu optimieren. Dazu kann beispielsweise die exakte Schichtdicke im Vorfeld mittels AFM bestimmt werden. Zur exakten Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung ist die Verwendung einer wellenvektorselektiven Antenne von Vorteil, da sich somit der Wellenvektor bei einem Levenberg-Marquardt-Fit als konstante Größe verwenden lässt. Für die im nächsten Schritt durchzuführenden phasenaufgelösten Messungen wäre jedoch eine einzelne Streifen-Antenne von Vorteil, da man mittels dieser einen deutlich breiteren Wellenlängenbereich anregen kann. Somit wäre für Probensysteme die in Zukunft mit der in dieser Arbeit diskutierten Methodik charakterisiert werden sollen denkbar, zwei identische Permalloy-Streifen mit jeweils einer der beiden Antennenarten herzustellen.

Weiterhin ist es von Interesse, dies auch für *Damon-Eshbach-Spinwellen* zu tun. Dies war mit den gewählten Proben und dem experimentellen Aufbau nicht möglich, da lediglich ein Feld entlang der langen Streifenseite angelegt werden konnte.

Literaturverzeichnis

- [1] Vogt, K. et al.: Realization of a spin-wave multiplexer. In: Nature Communications 5 (2014), doi:10.1038/ncomms4727.
- [2] Wagner, K. et al.: Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels. In: Nature Nanotechnology (2016), doi:10.1038/nnano.2015.339.
- [3] Feynman, R. P.; Leighton R. B.; Sands, M.: The Feynman lectures on physics. Bd. 2. The new millenium edition. New York: Basic Books, 2011.
- [4] Gross, R.; Marx, A.: Festkörperphysik. 2. aktualisierte Auflage. Berlin/Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2014.
- [5] Kittel, Ch.: Einführung in die Festkörperphysik. 12. Auflage. München/Wien: Oldenbourg, 1999.
- [6] Ibach, H; Lüth, H.: Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen. 6. Auflage. Berlin/Heidelberg/New York/Barcelona/Hongkong/London/Mailand/Paris/Tokio: Springer, 2002.
- [7] Sebastian, T.: Magnetooptische Untersuchungen zum Schaltverhalten kleiner magnetischer Strukturen. Kaiserslautern, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Diplomarbeit, 2009.
- [8] Landau, L. D.; Lifshitz, E.: On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In: Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion 169 (1935), Nr. 14, S. 153-169.
- [9] Brächer, T.: Interferenz und parallel parametrische Verstärkung von Spinwellen in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Mikrostreifen. Kaiserslautern, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Diplomarbeit, 2010.
- [10] Schultheiß, H.: Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen. Kaiserslautern, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2010.
- [11] Klingler, S.: Spinwellendynamik in mikrostrukturiertem Yttrium-Eisen-Granat. Kaiserslautern, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Diplomarbeit, 2014.
- [12] Kalinikos, B. A.; Slavin, A. N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. In: Journal of Physics S: Solid State Physics. 19 (1961).

- [13] Damon, R. W.; Eshbach, J. R.: Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. In: Journal of Physics and Chemistry of Solids 19 (1961), S. 308-320.
- [14] Stancil, D. D.; Prabhaker, A.: Spin waves: Theory and applications. 1. Auflage. Berlin: Springer, 2009.
- [15] Demokritov, S. O.; Slavin, A. N.: Topics in Applied Physics 125: Magnonics. Berlin/Heidelberg: Springer, 2013.
- [16] Schultheiß, H. et al.: Observation of coherence and partial decoherence of quantized spin waves in nanoscaled magnetic ring structures. In: Physical Review Letters 100 (2008), 047204 EP.

Anhang

Tabelle 2: Gemessene Resonanzfrequenzen des 2 μm breiten Streifens für verschiedene externe Magnetfelder

externes Magnetfeld H [Oe]	Resonanzfrequenz f [GHz]
0	4,55
100	5,35
200	5,95
300	6,40
400	7,10
500	7,45
600	7,90
700	8,40
800	8,75
900	9,30
1000	9,65
1100	10,25
1200	10,40
1300	10,90
1400	11,20
1500	11,60
1600	12,05
1700	12,40
1800	12,75
2000	13,60
2500	15,35
3000	16,00
3500	17,95
4000	19,60
4500	21,30
5000	22,60

Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche gekennzeichnet. Diese Arbeit lag in gleicher oder ähnlicher Weise noch keiner Prüfbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Ort, Abgabedatum:

Unterschrift des Verfassers: