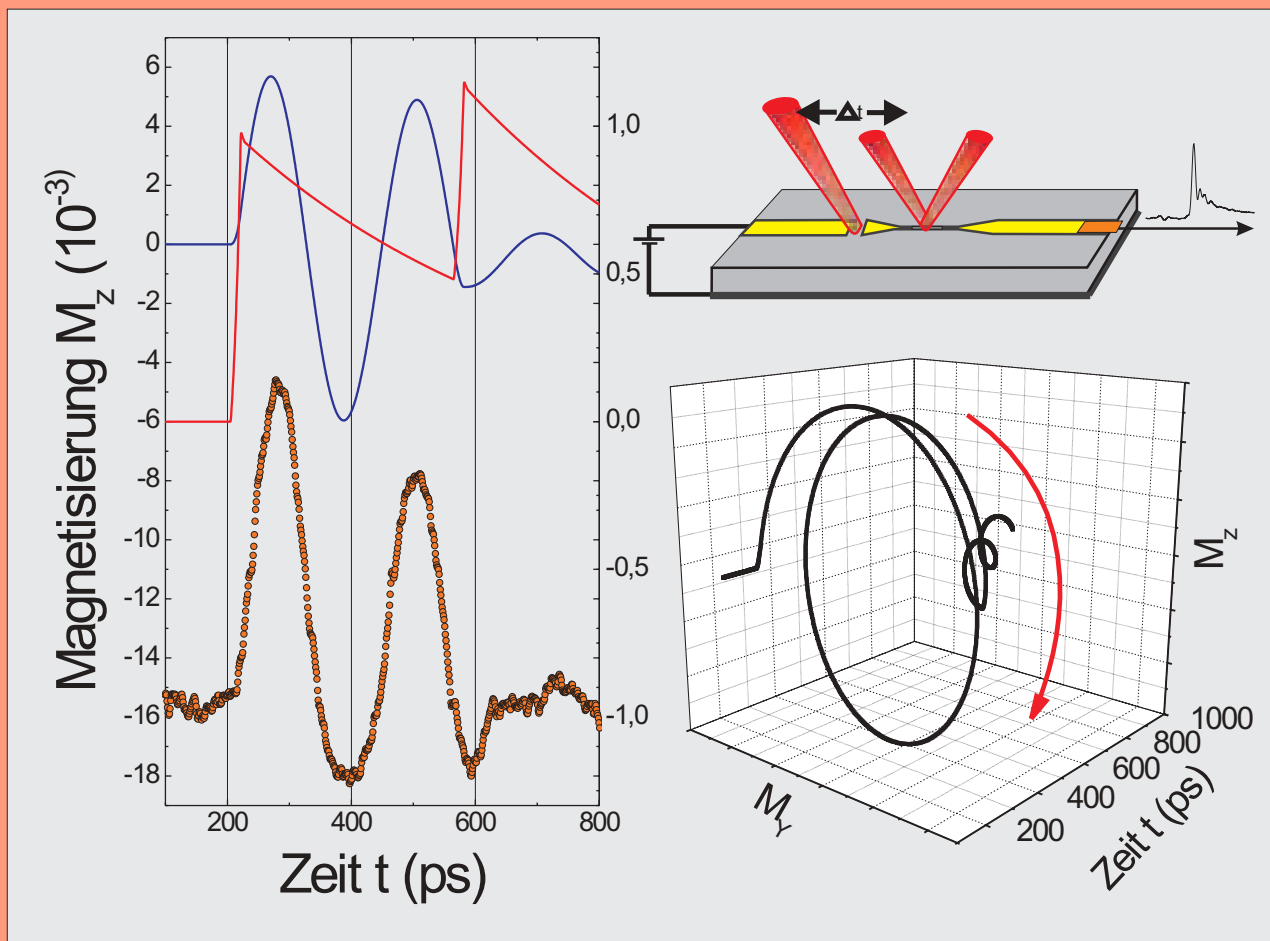


Zeitaufgelöste Magnetisierungsmessungen an ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen



**Zeitaufgelöste
Magnetisierungsmessungen an
ferromagnetischen Filmen und
Mikrostrukturen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Tobias Korn
aus Hildesheim

Hamburg 2004

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004

Zugl.: Hamburg, Univ., Diss., 2004

ISBN 3-86537-160-4

Gutachter der Dissertation: Professor Dr. D. Heitmann
Professor Dr. U. Merkt

Gutachter der Disputation: Professor Dr. D. Heitmann
Professor Dr. W. Hansen

Datum der Disputation: 25. Juni 2004

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Dr. Stefan Kettemann

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Professor Dr. R. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik: Professor Dr. G. Huber

⊕ CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2004

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-160-4

I Inhaltsangabe

Die Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Filme und Mikrostrukturen ist von großem Interesse für die Entwicklung und Optimierung von Bauelementen der Magneto-Elektronik, wie zum Beispiel dem *Magnetic Random Access Memory* (MRAM). Im Rahmen dieser Arbeit wurden zeit- und frequenz aufgelöste Messungen an dünnen Filmen und Mikrostrukturen aus Eisen und Permalloy durchgeführt:

- Zeitaufgelöste Messungen unter Nutzung des magneto-optischen Kerr-Effekts: Zur Anregung der Magnetisierungsdynamik wurden kurze Magnetfeldpulse verwendet, die über Photoschalter erzeugt wurden. Hier wurden sowohl Streifen als auch periodische Gitter aus $1\text{ }\mu\text{m}$ breiten Eisendrähten untersucht. Durch die große Formanisotropie der Eisendrähte ist ihre ferromagnetische Resonanzfrequenz doppelt so hoch wie die der breiteren Eisen-Streifen. Durch die Verwendung von Doppelpulsen konnte die Magnetisierungsdynamik in Permalloy-Streifen kontrolliert angeregt und unterdrückt werden.
- Induktive Magnetisierungsmessungen mit einem gepulsten induktiven Mikrowellen-Magnetometer (PIMM): Dabei wurden ausgedehnte Permalloy-Filme im flip-chip-Verfahren kopfüber auf einen koplanaren Wellenleiter gelegt und die Magnetisierungsdynamik induktiv vermessen. Zudem wurde die Dynamik von Mikrostrukturen, die durch Photolithographie und Liftoff-Prozessierung direkt auf einem Wellenleiter präpariert wurden, untersucht.
- Induktive Messungen der ferromagnetischen Resonanz mit einem Vektor-Netzwerkanalysator (VNA): Die im PIMM untersuchten Proben wurden mit dem VNA auch im Frequenzbereich analysiert.

Die Messungen wurden mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationsprogramm verglichen, in dem die Magnetisierungsdynamik mit Hilfe eines einzelnen Magnetisierungsvektors simuliert wird (Makrospin-Modell). Dabei fanden wir für die Messungen an Permalloy eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen, während es bei den Messungen an Eisen deutliche Abweichungen gab.

II Abstract

The magnetization dynamics of ferromagnetic thin films and microstructures are of great interest for the development and optimization of magneto-electronic devices like the magnetic random access memory (MRAM). In the course of this thesis we performed time- and frequency-resolved measurements on Permalloy and iron thin films and microstructures:

- Time-resolved measurements using the magneto-optical Kerr effect: Short magnetic field pulses generated in photoconductive switches were used to excite the magnetization dynamics. Both stripes and arrays of iron wires with a width of $1\text{ }\mu\text{m}$ were investigated. Due to the large shape anisotropy, the ferromagnetic resonance frequency of the iron wires is twice as high as that of the wider iron stripes. By using twin excitation pulses, we could control and suppress the time evolution of the magnetization dynamics in Permalloy stripes.
- Inductive magnetization measurements using a pulsed inductive microwave magnetometer (PIMM): In a flip-chip experiment, Permalloy thin films were put on top of a coplanar waveguide and measured inductively. Additionally, the dynamics of microstructures that were lithographically patterned directly on top of a waveguide was examined.
- Inductive measurements of the ferromagnetic resonance using a vector network analyzer (VNA): The samples analyzed using the PIMM were also characterized in the frequency domain with the VNA.

The measurements were compared to simulations calculated using a software that was developed during the course of this thesis. The software uses the macrospin model to simulate the magnetization dynamics of thin films and microstructures. Here, all the measurements performed on Permalloy were in excellent agreement with the simulation, while the measurements on iron showed significant differences.

Inhaltsverzeichnis

I Inhaltsangabe	3
II Abstract	4
1 Einleitung	7
2 Theoretische Grundlagen	11
2.1 Magnetismus	11
2.2 Ferromagnetismus	12
2.2.1 Energiebeiträge	12
2.2.2 Anisotropie	13
2.3 Magnetisierungsdynamik	15
2.3.1 Die Landau-Lifshitz-Gleichung	17
2.3.2 Näherung für kleine Auslenkwinkel	18
2.3.3 Resonanzfrequenz der Magnetisierung - die Kittel-Formel .	19
2.4 Simulation der Magnetisierungsdynamik	20
2.4.1 Das Makrospin-Modell	21
2.4.2 Das Simulationsprogramm	21
3 Herstellung von Hochfrequenzleitungen mit integrierten ferro- magnetischen Mikrostrukturen	27
3.1 Hochfrequenzleitungen	27
3.1.1 Koplanare Wellenleiter	28
3.1.2 Mikrostreifenleitungen	30
3.1.3 Dielektrische Substrate	30
3.1.4 Metallisierung von Mikrostreifenleitungen auf GaAs	31
3.2 Photoschalter	31
3.2.1 Low-Temperature Galliumarsenid	32
3.3 Hochfrequenz-Kontakte	32
3.4 Ferromagnetische Filme	33
3.5 Ferromagnetische Mikrostrukturen	35
3.6 Proben für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen	35
3.7 Proben für PIMM an Mikrostrukturen	36

4	Aufbau optischer und induktiver Magnetisierungsmeßtechniken mit hoher Zeitauflösung	38
4.1	Experiment für zeitaufgelöste MOKE-Messungen	38
4.1.1	Der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE)	39
4.1.2	Das gepulste Lasersystem	44
4.1.3	Erzeugung und breitbandige Detektion schneller Magnetfeldpulse	45
4.1.4	Das Pump-Probe-Meßprinzip	49
4.2	Gepulstes induktives Mikrowellen-Magnetometer (PIMM)	51
4.2.1	Meßprinzip	51
4.2.2	Induktive Kopplung	52
4.2.3	Breitbandige Oszilloskope	53
4.2.4	Weiterentwicklungen des PIMM-Verfahrens	57
4.3	Messungen der ferromagnetischen Resonanz mit dem Vektor-Netzwerkanalysator (VNA)	58
5	Magnetisierungsdynamik in ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen: Experiment und Simulation	61
5.1	Zeitaufgelöste MOKE-Messungen	61
5.1.1	Messungen an Streifen	61
5.1.2	Messungen mit Doppelpulsen	69
5.1.3	Messungen an periodischen Gittern aus Eisendrähten . . .	74
5.2	Messungen mit dem PIMM	78
5.2.1	Messungen an ausgedehnten Permalloy-Filmen	78
5.2.2	Messungen an Mikrostrukturen: Analyse der Signalstärken im PIMM	84
5.3	Umschaltvorgänge	89
5.4	Messungen mit dem VNA	91
5.4.1	Messungen an ausgedehnten Permalloy-Filmen	91
5.4.2	Messungen an Permalloy-Mikrostrukturen	93
5.5	Vergleich der Meßmethoden	95
6	Zusammenfassung und Ausblick	101
7	Danksagung	103

Kapitel 1

Einleitung

Die Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Filme und Mikrostrukturen ist von großem Interesse für die Optimierung von magnetischen Speichern wie Festplatten und für die Entwicklung neuartiger magnetischer Speichersysteme. Seit einigen Jahren wird an nichtflüchtigen Speicherbausteinen auf der Basis von Ferromagneten gearbeitet, die sowohl die in tragbaren elektronischen Geräten eingesetzten nichtflüchtigen Flash-RAM-Bausteine als auch die in Personalcomputern verwendeten flüchtigen DRAM-Bausteine ersetzen könnten. Abbildung 1.1, die der Internetseite von IBM entnommen wurde, zeigt das Konzept eines solchen MRAM (*engl. Magnetic Random Access Memory*): es besteht aus einem Gitter von Bit- und Word-Leitungen. An jedem Kreuzungspunkt befindet sich ein Schichtstapel aus unterschiedlichen ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schichten, die ein TMR-Element (*engl. Tunnel Magneto Resistance*) bilden. Der Magnetowiderstand dieses Elements ist groß, wenn die zwei ferromagnetischen Schichten antiparallel magnetisiert sind, und klein, wenn sie parallel magnetisiert sind. Eine der ferromagnetischen Schichten wird durch Kopplung an eine antiferromagnetische Schicht in ihrer Magnetisierung festgehalten. Die Magnetisierung der anderen ferromagnetischen Schicht kann durch gepulste Magnetfelder, die durch Ströme in den Word- und Bit-Leitungen erzeugt werden, umgeschaltet werden. Die Taktrate eines solchen Speicherbausteins ist durch die Schaltzeit begrenzt, die zum Umschalten der Magnetisierung erforderlich ist. Für die Entwicklung schneller Speicherbausteine ist es also essentiell, die Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Mikrostrukturen durch zeitaufgelöste Meßmethoden und Simulationen genau zu analysieren. Insbesondere besteht die Herausforderung solche Meßmethoden zu entwickeln und einzusetzen, die die Charakterisierung einzelner magnetischer Strukturen ermöglichen.

Die Untersuchung der Dynamik ferromagnetischer Kristalle und Filme war über viele Jahrzehnte dominiert von der Meßmethode der ferromagnetischen Resonanz. Im Frequenzraum ist die Beobachtung von Umschaltprozessen der Magnetisierung allerdings nicht möglich. Begünstigt durch die Entwicklung neuer gepulster Lasersysteme und Fortschritte in der Mikrowellentechnik entstanden

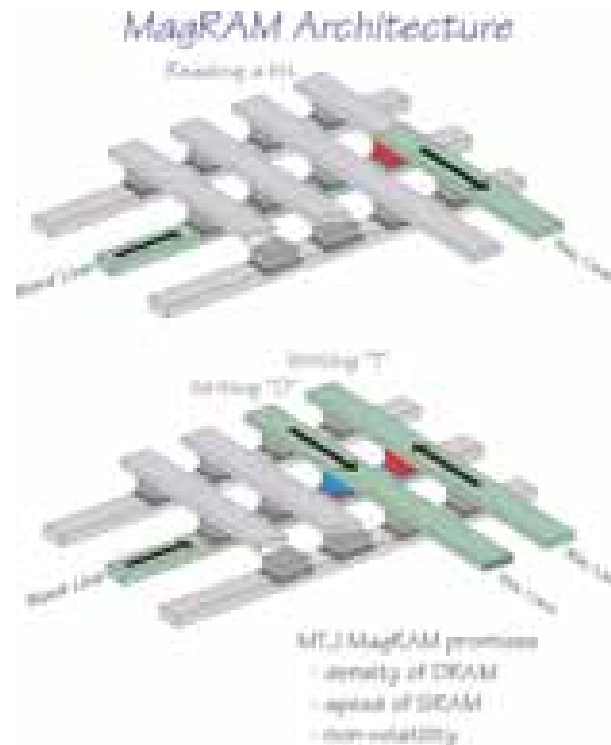


Abbildung 1.1: Architektur eines MRAM-Bausteins. An den Kreuzungspunkten der Bit- und Word-Zuleitungen sind Schichtstapel mit TMR-Elementen platziert. Jedes TMR-Element dient als ein Bit. Die freie Schicht eines TMR-Elements kann über das kombinierte Magnetfeld von Strompulsen in den Bit- und Word-Zuleitungen umgeschaltet werden. Dadurch ändert sich der Widerstand des TMR-Elements. Über die Zuleitungen kann der Widerstand und damit der Speicherinhalt jedes TMR-Elements ausgelesen werden.

in den vergangenen zehn Jahren neue experimentelle Methoden, die die Beobachtung der Magnetisierungsdynamik im Zeitbereich ermöglichen. Ein Auslöser für die jüngere Forschung zur Magnetisierungsdynamik dünner Filme waren die Pump-Probe-Experimente von Beaurepaire und Mitarbeitern [BMDB96] an Nickelfilmen. Hier wurde ein Nickelfilm mit einem starken Pump-Laserpuls angeregt und die Magnetisierung anschließend zeitaufgelöst über den magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) analysiert. Dabei wurde eine teilweise Entmagnetisierung der Probe durch den Pump-Puls auf einer Zeitskala von wenigen Pikosekunden beobachtet. Dieses Ergebnis war insofern überraschend, als die schnelle Entmagnetisierung nicht durch lokales Aufheizen der Probe über die Curie-Temperatur erklärt werden konnte. Weitere Pump-Probe-Experimente in den folgenden Jahren zeigten, daß bei optischer Anregung von ferromagnetischen Filmen nicht nur eine Magnetisierungsänderung induziert wurde, sondern auch elektronische Anregungen erzeugt wurden. Diese Signale vermischen sich bei magneto-optischer Detektion miteinander [KHdJK99], [KUL⁺02]. Daher wurden in den letzten Jahren auch Pump-Probe-Experimente an ferromagnetischen Filmen [HW99], [WMH00] und Mikrostrukturen durchgeführt, in denen die ferromagnetische Struktur durch einen Magnetfeldpuls angeregt wurde. Zur Erzeugung dieser Magnetfeldpulse werden elektrische Pulsgeneratoren, Photoschalter, mit Laserpulsen ausgelöste Photodioden und auch Elektronenstrahlen in einem Beschleuniger [BS99], [TSK⁺04] verwendet. Zur zeitaufgelösten Detektion der Magnetisierungsänderung werden der lineare oder nichtlineare magneto-optische Kerr-Effekt [CSTR99] benutzt. Durch die Verwendung von Mikroskop-Objektiven können zeitaufgelöste Experimente mit hoher Ortsauflösung [FHS98] realisiert werden, in denen eine ferromagnetische Mikrostruktur mit sub- μm -Auflösung abgerastert wird.

Bei der Anregung durch einen Magnetfeldpuls wird die Magnetisierung ausgelenkt und führt eine gedämpfte Präzessionsbewegung um das effektive Magnetfeld aus. Diese Präzessionsbewegung, die auch als 'Klingeln' (*engl. ringing*) bezeichnet wird, erschwert ein schnelles Umschalten der Magnetisierung. Die Kontrolle der Magnetisierungsdynamik ist ein Forschungsgebiet, das von hoher technologischer Relevanz ist und die Kombination neuer experimenteller Techniken und Simulationen erfordert. Durch die genaue Kontrolle der Magnetfeldpulse konnte die Magnetisierungsdynamik zunächst gezielt angeregt und dann das Klingeln unterdrückt werden [BLFH00]. Auch das vollständige Umschalten der Magnetisierung [GvdBH⁺02] in einzelnen Mikrostrukturen wurde vor kurzem zeitaufgelöst beobachtet. Besonders interessant ist es nun, den Einfluß der Formanisotropie auf die Magnetisierungsdynamik von Mikrostrukturen im Zeitbereich zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optische und elektrische Methoden zur Beobachtung der Magnetisierungsdynamik aufgebaut und im Experiment an Mikrostrukturen eingesetzt. Dabei wird zum einen der magneto-optische Kerr-Effekt genutzt und zum anderen eine induktive Methode unter Verwendung von koplaren Wellenleitern. Die Arbeit gliedert sich in die folgenden Kapitel: in Kapitel 2 werden kurz die theoretischen Grundlagen des Ferromagnetismus und der Ma-

gnetisierungsdynamik erläutert und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulationsprogramm erklärt. In Kapitel 3 wird der Entwurf und die Präparation der verwendeten Proben beschrieben. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die Versuchsaufbauten, die in dieser Arbeit erstellt wurden. In Kapitel 5 werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert, die an Mikrostrukturen und dünnen Filmen gewonnen wurden. Diese Ergebnisse werden mit Simulationsrechnungen verglichen. Die Ergebnisse der Arbeit werden in Kapitel 6 abschließend zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Magnetismus

Jeder Festkörper bildet in einem äußeren Magnetfeld $\vec{H}$ ein magnetisches Dipolmoment $\vec{m}$. Die Magnetisierung $\vec{M}$ eines Festkörpers ist definiert als Dipolmomentdichte:

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V}. \quad (2.1)$$

In den meisten Festkörpern ist die Magnetisierung proportional zum äußeren Magnetfeld. Die Proportionalitätskonstante χ ist die magnetische Suszeptibilität:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \quad (2.2)$$

Die magnetische Flußdichte¹ $\vec{B}$ im Festkörper ist gegeben durch die Summe aus Magnetisierung $\vec{M}$ und Magnetfeld $\vec{H}$:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.3)$$

Hier ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ die magnetische Feldkonstante bzw. die Permeabilität des Vakuums. Anhand der magnetischen Suszeptibilität werden Festkörper in mehrere Kategorien eingeteilt: in paramagnetischen Festkörpern ist $\chi > 1$, in diamagnetischen Festkörpern ist $\chi < 1$. In einigen Festkörpern gilt die Proportionalitätsrelation 2.2 nicht: dazu gehören Ferromagnete, Antiferromagnete und Ferrimagnete. Im folgenden beschäftigen wir uns mit Ferromagneten: In ihnen kann sich auch für $\vec{H} = 0$ eine von Null verschiedene, makroskopische Magnetisierung ausbilden, die sogenannte spontane Magnetisierung. Die magnetische Suszeptibilität ist hier eine Funktion der Temperatur und der magnetischen Vorgeschichte des Festkörpers und kann Werte annehmen, die deutlich größer als 1 sind.

¹In der Halbleiterphysik wird zur Beschreibung angelegter Magnetfelder häufig die magnetische Flußdichte $\vec{B}$ in Tesla angegeben, in Publikationen zum Thema Magnetismus wird dagegen das Magnetfeld $\vec{H}$, entweder in der SI-Einheit $\frac{\text{A}}{\text{m}}$ oder in der Einheit Oersted (Oe: 1 Oe $\equiv 79,577 \frac{\text{A}}{\text{m}}$) verwendet.

2.2 Ferromagnetismus

Die Ursache für die Bildung einer makroskopischen Magnetisierung in Ferromagneten ist die Austauschwechselwirkung. Sie ist ein Vielteilchen-Effekt, der bei paralleler Ausrichtung der magnetischen Momente zu einer Energieabsenkung führt. In den ferromagnetischen Metallen Eisen (Fe) und Permalloy (eine Legierung mit 80 Prozent Nickel und 20 Prozent Eisen), die in dieser Arbeit untersucht werden, sind die Elektronen, deren magnetische Momente durch die Austauschwechselwirkung gekoppelt sind, delokalisiert. Sie bilden das 3d-Band. Diese Metalle werden deshalb auch als Band-Ferromagnete bezeichnet.

2.2.1 Energiebeiträge

Die Gesamtenergie eines Ferromagneten setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen, die im folgenden genauer beschrieben werden:

Austauschenergie

Bei der Berechnung der Austauschenergie muß, da es sich um einen Vielteilchen-effekt handelt, die Wechselwirkung aller magnetischen Momente der austauschgekoppelten Elektronenspins berücksichtigt werden. Für das Elektron $\mathbf{i}$ gilt:

$$E_{Ex} = -2A \sum \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_i. \quad (2.4)$$

Dabei ist A das Austauschintegral zwischen den Elektronen. $\mathbf{S}_j$ und $\mathbf{S}_i$ sind die Spinoperatoren.

Zeemanenergie

In einem äußeren magnetischen Feld $\vec{H}_{ext}$ besitzt ein magnetischer Dipol $\vec{\mu}$ die sogenannte Zeemanenergie $E_Z = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}_{ext}$. In der Atomphysik bezeichnet man daher die Aufspaltung von Spektrallinien eines Atoms als Funktion des externen Magnetfelds als Zeemaneffekt. Für einen ferromagnetischen Festkörper ist die Zeemanenergie der Energiebeitrag der Magnetisierung $\vec{M}$, integriert über das Volumen des Ferromagneten:

$$E_Z = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV. \quad (2.5)$$

Demagnetisierungsenergie

Die Magnetisierung eines Festkörpers hat eine Energie in ihrem eigenen Magnetfeld $\vec{H}_S$, die sogenannte Demagnetisierungsenergie E_D :

$$E_D = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_S dV. \quad (2.6)$$

Die Demagnetisierungsenergie kann auch beschrieben werden als die im Streufeld des Ferromagneten gespeicherte Energie.

2.2.2 Anisotropie

In einem unendlich ausgedehnten, isotropen Ferromagneten hat die Magnetisierung keine Vorzugsrichtung. In realen Systemen liegen dagegen häufig eine oder mehrere Anisotropien vor, die Vorzugsrichtungen für die Magnetisierung definieren und sowohl das quasistatische Umschaltverhalten als auch die Magnetisierungsdynamik beeinflussen.

Kristallanisotropie

In epitaktischen Filmen oder Einkristallen können Anisotropien durch die kristalline Ordnung des Ferromagneten entstehen. Die einfachste Form der Kristallanisotropie ist die uniaxiale Anisotropie. Sie läßt sich durch einen winkelabhängigen Energieterm E_{uni} beschreiben:

$$E_{uni} = -K_{uni} \cdot \cos^2(\phi). \quad (2.7)$$

Dabei ist K_{uni} die Anisotropiekonstante und ϕ der Winkel zwischen der sogenannten *leichten Achse* und dem Magnetisierungsvektor. Die Anisotropieenergie wird minimal für $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$, also wenn die Magnetisierung kollinear mit der leichten Achse ist. Senkrecht dazu ist die Anisotropieenergie maximal, diese Richtung wird als *harte Achse* bezeichnet. Anhand der in Abbildung 2.1 gezeigten Hysteresekurven eines epitaktisch gewachsenen NiMnSb-Films kann das Umschaltverhalten der Magnetisierung entlang der verschiedenen Achsen qualitativ verstanden werden. Betrachten wir zunächst die leichte Achse: Für ein Magnetfeld von +5 mT entlang der leichten Achse ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, es gilt $M_l/M_S = 1$. Wird das äußere Feld von hohen positiven Werten kommend auf Null verringert, so bleibt die Magnetisierung entlang der leichten Achse ausgerichtet. Die *Remanenz*, d.h. die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld für $\vec{B}$ gegen Null, liegt bei 100 Prozent. Wird das äußere Feld nun umgepolt und erhöht, springt die Magnetisierung irreversibel auf einen Wert von $M_l/M_S = -1$. Das Magnetfeld, bei dem dieser irreversible Sprung erfolgt, wird als *Koerzitivfeld* bezeichnet.

Entlang der harten Achse ist das Umschaltverhalten verschieden. Für ein Magnetfeld von +5 mT entlang der harten Achse ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, es gilt $M_h/M_S = 1$. Reduziert man nun das äußere Feld bis auf Null, so sinkt die Magnetisierung M_h bereits für positive Magnetfelder, bis sie im Nullfeld auf einen Wert von $M_h/M_S \approx 0$ reduziert wird. Die Remanenz entlang der harten Achse liegt also bei nahezu Null. Eine mikroskopische Betrachtung der Magnetisierung in diesem Zustand würde ergeben, daß der Film aus Domänen mit einer Magnetisierung parallel und antiparallel zur leichten Achse

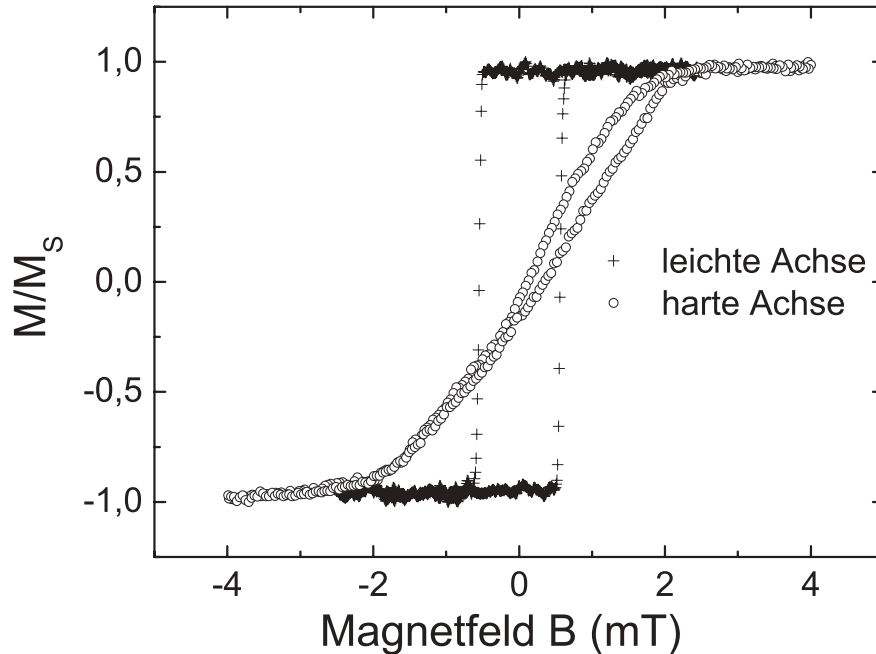


Abbildung 2.1: Hysteresekurven, gemessen entlang der leichten und der harten Achse eines epitaktisch gewachsenen Films der Heusler-Legierung NiMnSb, zeigen deutlich den Einfluß der uniaxialen Kristallanisotropie.

besteht. Wird nun das äußere Feld umgepolt und erhöht, sinkt die Magnetisierung reversibel auf einen Wert von $M_h/M_S = -1$. Dieser Ummagnetisierungsprozeß wird auch als *kohärente Rotation* bezeichnet.

Formanisotropie

Auch durch die äußere Form eines Ferromagneten können Anisotropien erzeugt werden. Sie entstehen durch die magnetostatische Selbstenergie, die die Magnetisierung im eigenen Feld besitzt. Betrachten wir zunächst einen unendlich ausgedehnten, infinitesimal dünnen Film, in dem die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet ist. Die mikroskopischen magnetischen Dipole können dann in einem Gedankenexperiment aus positiven und negativen 'magnetischen Ladungen'² zusammengesetzt werden, wie es Abbildung 2.2 zeigt. In diesem Fall

²Eine der Grundlagen der Magnetostatik ist, daß es keine magnetischen Monopole gibt: $\nabla \vec{B} = 0$. Dennoch hat sich das Konstrukt magnetischer Oberflächenladungen zur Beschreibung der Formanisotropie als hilfreich erwiesen.

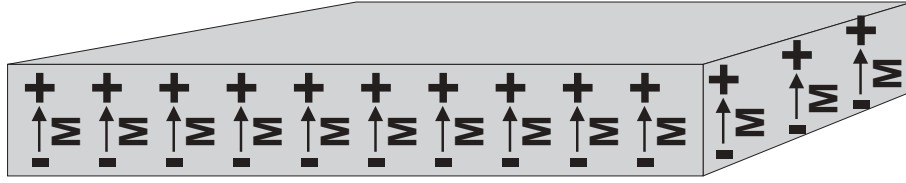


Abbildung 2.2: Magnetische Oberflächenladungen in einem infinitesimal dünnen Film.

erzeugen die fiktiven Ladungen ein homogenes magnetostatisches Feld H_{Demag} , das der Magnetisierung entgegengesetzt und so groß wie die Sättigungsmagnetisierung ist:

$$H_{Demag} = -M_S. \quad (2.8)$$

Ist die Magnetisierung nicht senkrecht zur Oberfläche des Films, sondern um einen Winkel θ aus der Filmebene gekippt, so ist das magnetostatische Feld H_{Demag} proportional zur z -Komponente der Magnetisierung:

$$H_{Demag} = -N_z \cdot M_S \sin \theta; (N_z = 1). \quad (2.9)$$

Die Proportionalitätskonstante N_i ($i = x, y, z$) wird als Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet. Auch für eine in alle Raumrichtungen endliche, homogen magnetisierte ferromagnetische Struktur kann das magnetostatische Feld durch geeignete Wahl des Koordinatensystems über die Entmagnetisierungsfaktoren N_i berechnet werden. Dabei gilt:

$$\sum N_i = 1. \quad (2.10)$$

Allerdings ist die Magnetisierung im remanenten Zustand in ferromagnetischen Strukturen im allgemeinen nicht homogen. Eine Ausnahme bilden hier Rotationsellipsoide.

Die Strukturierung eines ferromagnetischen Films ermöglicht es, durch die Formanisotropie Vorzugsrichtungen der Magnetisierung in der Filmebene zu erzeugen. Abbildung 2.3 zeigt dies am Beispiel eines polykristallinen Eisenfilms, aus dem durch Laser-Interferenz-Lithographie und Ionenstrahlätzen ein periodisches Gitter aus Drähten präpariert wurde. In einem Magnetfeld entlang der langen Drahtachse zeigt die Hysteresekurve ein Leicht-Achsen-Verhalten mit hoher Remanenz. Senkrecht zur langen Drahtachse liegt dagegen ein Hart-Achsen-Verhalten vor.

2.3 Magnetisierungsdynamik

Auf die Magnetisierung $\vec{M}$ wirkt in einem homogenen Magnetfeld $\vec{H}$ ein Drehmoment $\vec{\tau}$:

$$\vec{\tau} = \mu_0 \cdot \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.11)$$

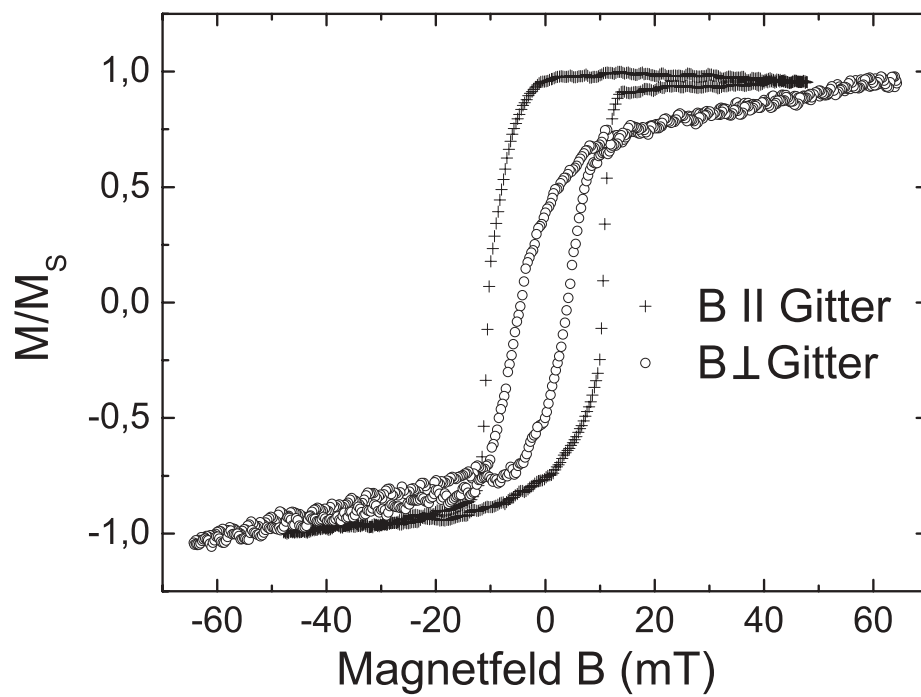


Abbildung 2.3: Die Hysteresekurven eines Gitters aus Fe-Drähten mit einer Breite von $1 \mu\text{m}$, gemessen entlang und senkrecht zur Drahtachse, zeigen den Einfluß der Formanisotropie. Die Gitterperiode ist $2 \mu\text{m}$.

Mithilfe des Drehmoments $\vec{\tau}$ kann die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung aufgestellt werden:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma|\vec{\tau} = -|\gamma|\mu_0 \cdot \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.12)$$

$\gamma = \frac{2\pi g\mu_B}{h}$ ist das gyromagnetische Verhältnis. Hierbei ist μ_B das Bohr'sche Magneton und g der Landé-Faktor. Für die in dieser Arbeit untersuchten Ferromagnete gilt $g \approx 2$. Damit gilt $\gamma = 176 \frac{\text{GHz}}{\text{T}} = 2,21 \cdot 10^5 \frac{\text{MHz}}{\text{Å}}$. Ist die Magnetisierung nicht parallel zum äußeren Feld $\vec{H}$ ausgerichtet, führt sie eine Präzessionsbewegung um die Richtung des Magnetfelds aus. Die Präzessionsfrequenz ω ist

$$\omega = |\gamma|\mu_0 H. \quad (2.13)$$

2.3.1 Die Landau-Lifshitz-Gleichung

Die Präzessionsbewegung der Magnetisierung ist in der Bewegungsgleichung 2.12 ungedämpft. Der Magnetisierungsvektor würde also einen Kegel mit konstantem Öffnungswinkel überstreichen. Um die Dämpfung der Präzession zu beschreiben, wurde von Landau und Lifshitz ein phänomenologischer Dämpfungsterm [LL35] eingefügt. Dieser fügt der Gleichung ein zweites Drehmoment $\vec{\tau}_{LL}$ hinzu, das die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld dreht:

$$\vec{\tau}_{LL} = -\frac{\lambda}{M_S^2} \cdot [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})]. \quad (2.14)$$

Die Landau-Lifshitz-Gleichung lautet:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma|\mu_0 \cdot \vec{M} \times \vec{H} - \frac{\lambda}{M_S^2} \cdot [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})]. \quad (2.15)$$

Dabei ist λ ein phänomenologischer Dämpfungsparameter. Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung ist der Landau-Lifshitz-Gleichung sehr ähnlich, das dämpfende Drehmoment $\vec{\tau}_{LLG}$ wird hier als Kreuzprodukt von $\vec{M}$ und der Ableitung $\frac{d\vec{M}}{dt}$ eingeführt:

$$\vec{\tau}_{LLG} = \frac{\alpha}{M_S} (\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}). \quad (2.16)$$

Dabei ist α ein dimensionsloser, phänomenologischer Dämpfungsparameter. Für eine geringe Dämpfung sind die Landau-Lifshitz- und die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung äquivalent, und für die Dämpfungsparameter gilt:

$$\lambda = \alpha|\gamma|M_S\mu_0. \quad (2.17)$$

Schreibt man die Landau-Lifshitz-Gleichung für die drei vektoriellen Komponenten im kartesischen Koordinatensystem, so ergibt sich ein System von drei

gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned}
\frac{dM_x}{dt} &= -A(M_y H_z - M_z H_y) - B[M_y(M_x H_y - M_y H_x) - M_z(M_y H_z - M_z H_y)], \\
\frac{dM_y}{dt} &= -A(M_z H_x - M_x H_z) - B[M_z(M_y H_z - M_z H_y) - M_x(M_z H_x - M_x H_z)], \\
\frac{dM_z}{dt} &= -A(M_x H_y - M_y H_x) - B[M_x(M_z H_x - M_x H_z) - M_y(M_x H_y - M_y H_x)].
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Hier sind $A = -|\gamma|\mu_0$ und $B = \frac{\lambda}{M_S^2}$ Konstanten.

2.3.2 Näherung für kleine Auslenkwinkel

In den im folgenden durchgeführten Simulationen und Experimenten an dünnen Filmen und Mikrostrukturen wird ein Biasfeld H_x entlang der x -Achse und ein deutlich kleineres gepulstes Feld entlang der y -Achse angelegt. Die Magnetisierung wird dadurch nur leicht ausgelenkt. Für diese kleinen Auslenkwinkel kann die Bewegungsgleichung 2.12 vereinfacht werden. Dazu werden die Näherungen $\frac{dM_x}{dt} = 0$ sowie $M_x = M_S$ eingeführt:

$$\begin{aligned}
\frac{dM_y}{dt} &= -A(M_z H_x - M_S H_z), \\
\frac{dM_z}{dt} &= -A(M_S H_y - M_y H_x).
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Die z -Komponente des effektiven Feldes H_z ist in einem dünnen Film durch den Entmagnetisierungsfaktor $N_z = 1$ mit der z -Komponente der Magnetisierung verknüpft:

$$H_z = -M_z. \tag{2.20}$$

So können die Gleichungen 2.19 weiter vereinfacht werden:

$$\begin{aligned}
\frac{dM_y}{dt} &= -A(H_x + M_S)M_z, \\
\frac{dM_z}{dt} &= -A(M_S H_y - M_y H_x).
\end{aligned} \tag{2.21}$$

Für dünne Filme und kleine Auslenkwinkel gilt also $\frac{dM_y}{dt} \propto M_z$, wenn wir die Dämpfung vernachlässigen.

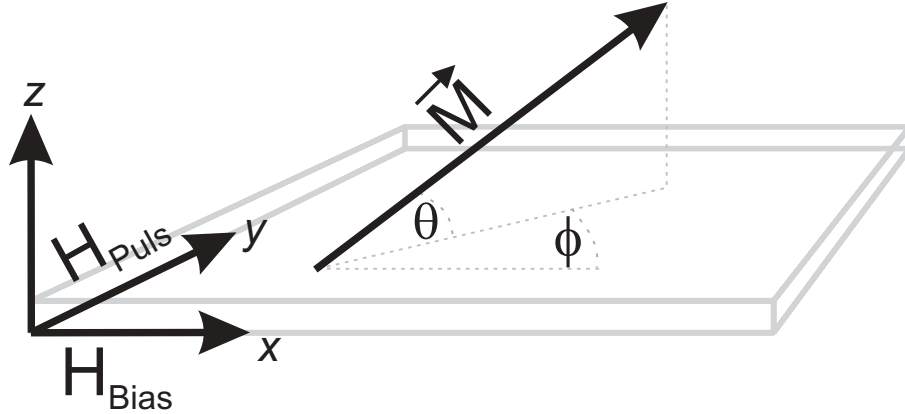


Abbildung 2.4: Definition des Koordinatensystems: Die Filmebene liegt in der xy -Ebene. Das Bias-Magnetfeld H_{Bias} ist parallel zur x -Achse, das gepulste Magnetfeld H_P parallel zur y -Achse.

2.3.3 Resonanzfrequenz der Magnetisierung - die Kittel-Formel

Für kleine Auslenkwinkel lässt sich die Resonanzfrequenz der Magnetisierung aus der freien Energie des Ferromagneten berechnen:

$$\omega = \frac{|\gamma|}{\mu_0 M_S} \sqrt{\text{Det}(\nabla \nabla E)_{\phi=0, \theta=0}}. \quad (2.22)$$

Dabei sind die leichte Richtung der Magnetisierung und das Biasfeld parallel zu $\phi = 0$. Die Gleichung lässt sich vereinfachen zu:

$$\omega = \frac{|\gamma|}{\mu_0 M_S} \sqrt{\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}\right) \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}\right)}. \quad (2.23)$$

Abbildung 2.4 zeigt die in dieser Arbeit allgemein verwendete Definition des Koordinatensystems und der Auslenkwinkel der Magnetisierung. In einem dünnen Film mit uniaxialer Anisotropie in x -Richtung und einem angelegten Biasfeld, das ebenfalls in x -Richtung zeigt, setzt sich die freie Energie aus drei Termen zusammen:

1. Die Anisotropieenergie E_{uni}
2. Die Zeemanenergie im angelegten Biasfeld E_Z
3. Die magnetostatische Energie E_{Demag} im Demagnetisierungsfeld in z -Richtung

$$\begin{aligned}
E_{frei} &= E_{uni} + E_Z + E_{Demag}, \\
&= -K_u \cdot \cos^2(\phi) \cos^2(\theta) - \mu_0 M_S H_{Bias} \cos \phi \cos \theta + \frac{1}{2} \mu_0 N_Z M_S^2 \sin^2 \theta.
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Nach Anwendung von Gleichung 2.23 ergibt sich die Kittel-Formel für die Resonanzfrequenz der Magnetisierung als Funktion eines Biasfeldes H_{Bias} parallel zur leichten Achse:

$$\omega = |\gamma| \sqrt{(H_{Bias} + H_{ani})(M_S + H_{Bias} + H_{ani})}. \tag{2.25}$$

Dabei bezeichnet H_{ani} das innere Anisotropiefeld des Ferromagneten.

2.4 Simulation der Magnetisierungsdynamik

Zur mikromagnetischen Simulation *quasistatischer* Magnetisierungskonfigurationen in ferromagnetischen Mikrostrukturen gibt es bereits mehrere Simulationsprogramme. Am weitesten verbreitet ist das Programm OOMMF³, das am National Institute of Standards and Technology (NIST)⁴ entwickelt wurde. Eine ferromagnetische Mikrostruktur wird hier durch ein zweidimensionales quadratisches Gitter aus ferromagnetischen Zellen approximiert. Jeder der Zellen wird ein dreidimensionaler Magnetisierungsvektor zugewiesen. Für dieses Gitter wird die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung iterativ approximiert. Als Abbruchkriterium für die Iteration dient das Drehmoment, das gemäß Gleichung 2.11 auf die Magnetisierung wirkt. Unterschreitet es einen Schwellenwert, wird die Iteration unterbrochen. Im Prinzip bietet OOMMF die Möglichkeit, die Magnetisierungsdynamik in Mikrostrukturen zu simulieren. Aus mehreren Gründen wurde in dieser Arbeit allerdings ein anderer Ansatz gewählt: Die mögliche Genauigkeit der Simulationsrechnungen mit OOMMF ist durch die Speicherkapazität und Rechenleistung der verwendeten Computer begrenzt. Um das mikromagnetische Verhalten einer ferromagnetischen Mikrostruktur korrekt zu simulieren, muß die Zellengröße des verwendeten Gitters in der Größenordnung der magnetischen Austauschlänge des verwendeten ferromagnetischen Materials liegen. Diese liegt für Permalloy bei etwa 5 nm. Zur Simulation eines im Rahmen dieser Arbeit untersuchten rechteckigen Streifens mit Kantenlängen von 50 μm mal 500 μm wäre also ein Gitternetz mit 10^9 Zellen erforderlich. Eine mikromagnetische Simulation mit einem derartigen Datenumfang ist auch auf leistungsfähigen Personalcomputern nicht möglich. Zudem liefern die in dieser Arbeit verwendeten Meßmethoden keine orts aufgelösten Daten zur Magnetisierung der untersuchten Probe, sondern einen Mittelwert der Magnetisierung. Bei den zeitaufgelösten MOKE-Messungen

³engl. *Object Oriented Micromagnetic Framework*

⁴Boulder, Colorado, USA

(Abschnitt 4.1) wird integriert über den Fokusbereich des zur Detektion verwendeten Laserstrahls. In den induktiven Messungen mit dem PIMM (Abschnitt 4.2) und dem VNA (Abschnitt 4.3) wird über die gesamte Länge des Innenleiters, die mit ferromagnetischem Material bedeckt ist, gemittelt. Um die gewonnenen Meßergebnisse mit Simulationsrechnungen vergleichen zu können, wurde daher ein eigenes Simulationsprogramm im sogenannten Makrospin-Modell entwickelt und verwendet.

2.4.1 Das Makrospin-Modell

In allen in dieser Arbeit gezeigten Messungen wird eine homogene Magnetisierung der untersuchten Proben durch ein äußeres Biasfeld eingestellt. In diesem gesättigten Zustand kann die Magnetisierung der Probe durch einen einzigen Vektor $\vec{M}$ beschrieben werden. Im Makrospin-Modell wird nun davon ausgegangen, daß sich die Magnetisierung der Probe auch bei Anregung durch ein gepulstes Feld wie ein einzelner, makroskopischer Magnetisierungsvektor verhält. Dieses Modell wurde in der Vergangenheit schon häufig [HD96],[DC04],[ABB⁺01] eingesetzt, um kleine Auslenkungen der Magnetisierung und auch Umschaltvorgänge sowohl in ausgedehnten Filmen als auch in Mikrostrukturen zu beschreiben. Prozesse, die eine inhomogene Magnetisierung der Probe verursachen, wie z.B. Spinwellenanregung, können im Makrospin-Formalismus nicht beschrieben werden.

2.4.2 Das Simulationsprogramm

Zur Simulation der Magnetisierungsdynamik im Makrospin-Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit ein C⁺⁺-Programm für Origin 7.0 geschrieben. Die Landau-Lifshitz-Gleichung wird in diesem Programm für diskrete Zeitschritte gelöst. Dabei sind die Eingangsgrößen die Anfangswerte der Magnetisierung, die Entmagnetisierungsfaktoren der Probe sowie die angelegten konstanten Biasfelder. Der Anregungspuls wird durch eine Tabelle beschrieben, in der die Pulsamplitude als Funktion der Zeit angegeben ist. Für jedes Zeitintervall Δt werden nun anhand der aktuellen Magnetisierungskomponenten $M_{(x,y,z)}$ die effektiven Felder $H_{eff(x,y,z)}$ und die Änderungen der Magnetisierung $\Delta M_{(x,y,z)}$ berechnet. Die so berechneten Magnetisierungskomponenten werden als Funktion der Zeit in einer Datei gespeichert. Das Zeitintervall Δt ist dabei so zu wählen, daß es klein verglichen mit dem Kehrwert der ferromagnetischen Resonanzfrequenz f_{Res} der simulierten Probe ist, da die Simulation sonst keine zuverlässigen Werte liefert. Über verschiedene Makros ist es möglich, automatisch Serien von Berechnungen als Funktion der Pulsamplitude, des Biasfeldes oder der Entmagnetisierungsfaktoren durchzuführen. In Abbildung 2.5 wird das Ergebnis einer Simulation gezeigt - für einen Permalloy-Film werden hier die Auslenkwinkel der Magnetisierung in der Filmebene und senkrecht dazu als Funktion der Zeit gezeigt. Ein Biasfeld der Amplitude 5 mT ist in x -Richtung angelegt. Der Film ist für $t = 0$ in x -Richtung

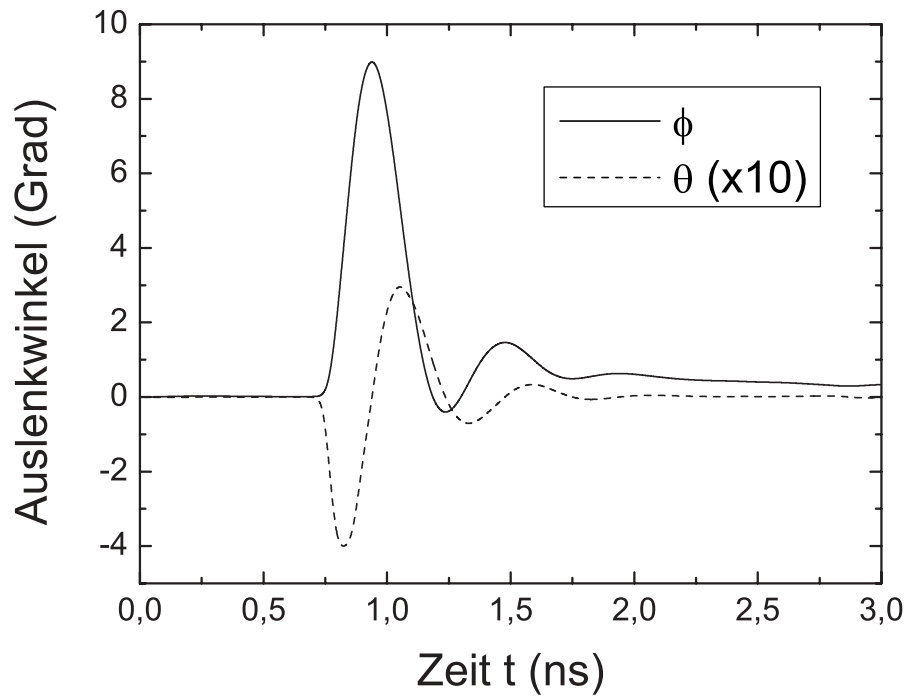


Abbildung 2.5: Mit dem Simulationsprogramm berechnete Auslenkwinkel der Magnetisierung ϕ in der Filmebene und θ senkrecht zur Filmebene. Als Parameter wurden die Werte für einen dünnen Permalloy-Film ($M_S = 1$ T, $\alpha = 0,01$, $N_z = 1$) sowie ein Biasfeld von 5 mT verwendet. Als Anregungspuls wurde die Pulsform eines Photoschalters (siehe Abbildung 4.6) benutzt, die Pulsamplitude wurde auf 1 mT gesetzt, was ein realistischer Wert für die in unseren Experimenten mögliche Feldstärke ist.

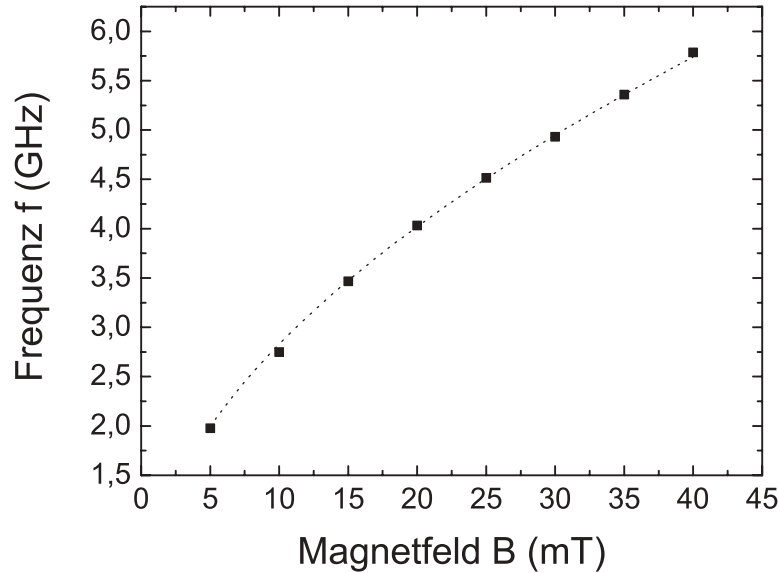


Abbildung 2.6: Mit dem Simulationsprogramm berechnete Resonanzfrequenz eines Permalloy-Filmes als Funktion des äußeren Magnetfelds (Quadrate). An die berechneten Punkte wurde die Kittel-Formel angepaßt. Der Fit-Parameter M_S ergibt $M_S = 1,0097 \pm 0,0063$ T.

($\phi, \theta = 0$) aufmagnetisiert. Ein Magnetfeldpuls mit der Amplitude 1 mT wird in y -Richtung angelegt. Die Magnetisierung führt als Reaktion auf den Puls eine gedämpfte Sinusschwingung mit Komponenten in der Filmebene und senkrecht dazu aus. Dabei ist aufgrund des mit dem Entmagnetisierungsfaktor von $N_z = 1$ verbundenen starken Anisotropiefeldes die Amplitude der Schwingung senkrecht zur Filmebene um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Amplitude der Schwingung in der Filmebene. Während ϕ einen maximalen Wert von 9° zeigt, beträgt die Auslenkung θ maximal $0,4^\circ$. Wir befinden uns hier im Grenzfall kleiner Auslenkungen.

Einfluß eines statischen Biasfeldes

Die Resonanzfrequenz eines ferromagnetischen Films für kleine Auslenkwinkel als Funktion des effektiven Biasfeldes wird durch die Kittel-Formel beschrieben. Um die Konsistenz der Simulationsergebnisse mit der Kittel-Formel zu überprüfen, wurde eine Serie von Simulationen für verschiedene Biasfelder gestartet. Hierbei wurden die folgenden Parameter verwendet: $M_S = 1$ T; $\alpha = 0,01$; $N_z = 1$. Als Anregungspuls wurde die gemessene Pulsform eines Photoschalters (siehe Abbil-

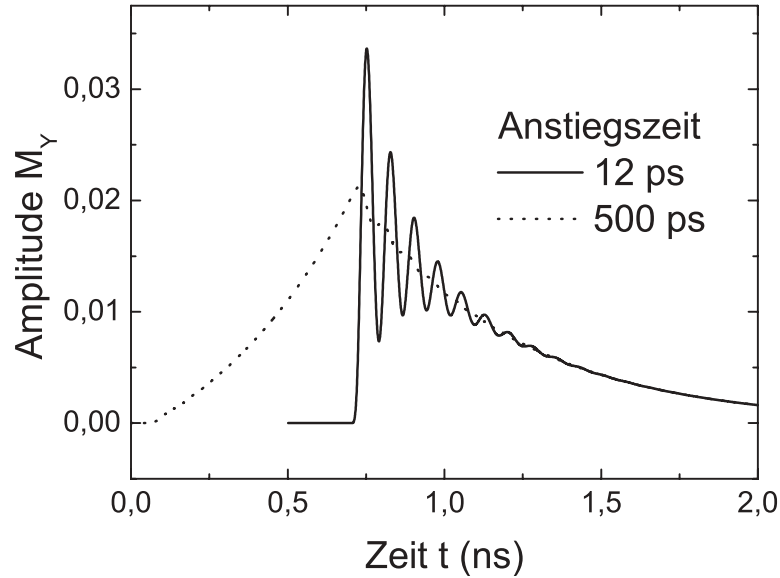


Abbildung 2.7: Die Magnetisierungskomponente M_y als Funktion der Zeit für Pulse mit Anstiegszeiten von 12 ps und 500 ps. Die Anregungspulse haben eine Amplitude von 1 mT.

dung 4.6) benutzt, die Pulsamplitude wurde auf 1 mT gesetzt. An die von der Simulation errechneten Werte der Magnetisierungskomponente M_z wurde über einen nichtlinearen Kurven-Fit eine gedämpfte Sinusfunktion angepaßt. So wurden die Resonanzfrequenzen der gedämpften Schwingung bestimmt.

An diese Daten wurde die Kittel-Formel (Gleichung 2.25) mit $H_{ani} = 0$ angepaßt. Der einzige freie Parameter war die Sättigungsmagnetisierung M_S . Wie Abbildung 2.6 zeigt, stimmt der so ermittelte Wert von M_S wie erwartet sehr gut mit dem Wert überein, der als Parameter im Simulationsprogramm verwendet wurde. Die simulierten Resonanzfrequenzen sind also konsistent mit der Kittel-Formel.

Einfluß des Anregungspulses

Ist die Anstiegszeit des Anregungspulses deutlich steiler als die inverse Resonanzfrequenz, so kann die Magnetisierung dem Magnetfeldpuls nicht folgen und wird zu Oszillationen angeregt. Bei deutlich langsamerer Anstiegszeit folgt die Magnetisierung dem Puls nach. Abbildung 2.7 zeigt die simulierte Magnetisierungskomponente M_y als Funktion der Zeit bei Anregung durch Magnetfeldpulse mit unterschiedlichen Anstiegszeiten. Während bei 12 ps Anstiegszeit ausgeprägte

Resonanzfrequenz f [GHz]	Periode τ [ps]	char. Anstiegszeit t_{rise} [ps]	Verhältnis ρ
5,1	196	98	0,5
9,2	109	65	0,59
13,2	76	37	0,49
19,2	52	25	0,48

Tabelle 2.1: Die charakteristische Anstiegszeit t_{rise} wurde für verschiedene Resonanzfrequenzen bestimmt. Daraus wurde das Verhältnis ρ einer Schwingungsperiode τ und der charakteristischer Anstiegszeit berechnet.

Magnetisierungsozillationen zu beobachten sind, folgt die Magnetisierung dem Magnetfeldpuls mit 500 ps Anstiegszeit nahezu direkt. Die dieser Bewegung überlagerten, sehr schwach ausgeprägten Oszillationen sind vermutlich ein Artefakt, das durch das Simulationsprogramm verursacht wird: Da die Amplitude des Magnetfeldpulses mit diskreten Einträgen in einer Tabelle beschrieben wird, setzt sie sich aus kleinen Stufen zusammen, deren Fouriertransformierte hochfrequente Anteile enthält. Diese hochfrequenten Anteile können auch bei einer langsamen Anstiegszeit des Magnetfeldpulses die Magnetisierungsdynamik des Ferromagneten schwach anregen.

Aus den durchgeführten Simulationen ist zu ersehen, daß die Amplitude der Auslenkung der Magnetisierung abhängig vom Verhältnis der Anstiegszeit zur Resonanzfrequenz des Ferromagneten ist (Abbildung 2.8). Für zwei verschiedene angelegte Biasfelder wurde hier die Magnetisierungsdynamik eines Eisenfilms simuliert. Dabei haben die Anregungspulse unterschiedliche Anstiegszeiten⁵. Die maximale Auslenkung der Magnetisierung in z -Richtung sinkt monoton mit steigender Anstiegszeit. Über die Anpassung einer exponentiellen Zerfallskurve kann für verschiedene Biasfelder bzw. Resonanzfrequenzen die charakteristische Anstiegszeit t_{rise} bestimmt werden, bei der die Amplitude der Auslenkung der Magnetisierung auf $1/e$ abgesunken ist. Tabelle 2.1 zeigt die charakteristische Anstiegszeit t_{rise} für verschiedene Resonanzfrequenzen. Die mit Hilfe der Simulation bestimmten Werte von t_{rise} wurden durch die Oszillationsperiode τ dividiert, um das Verhältnis ρ zu bestimmen. Für die dargestellten Resonanzfrequenzen liegt ρ bei etwa 0,5. Um also die Magnetisierungsdynamik eines ferromagnetischen Films anregen zu können, sollte die Anstiegszeit des Anregungspulses kleiner als die halbe Periode der Präzessionsbewegung des untersuchten Films sein.

⁵Die Anstiegszeit ist hier definiert als Zeitintervall, in dem die Pulsamplitude von 10% auf 90% ansteigt.

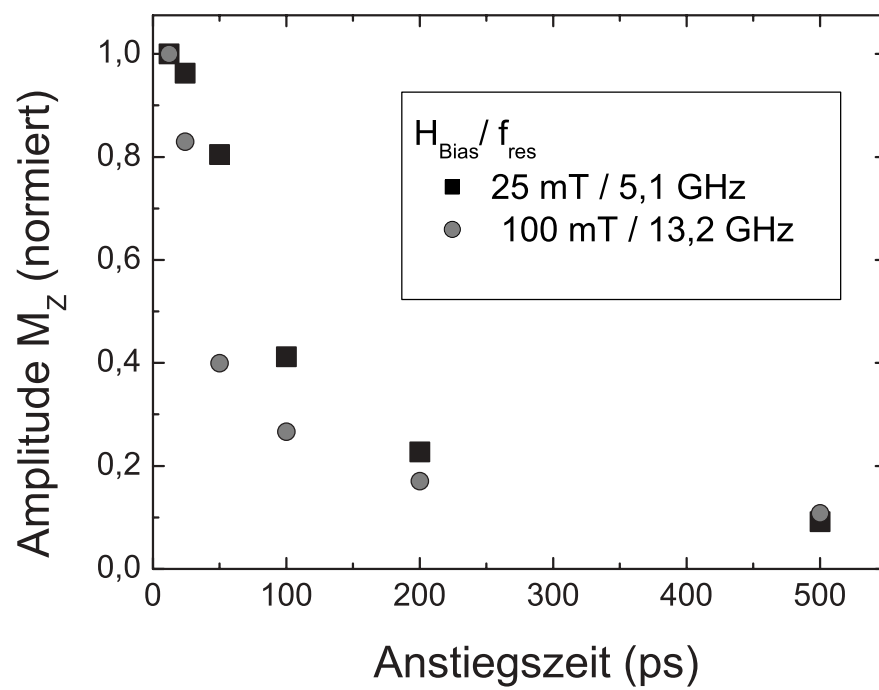


Abbildung 2.8: Die Amplitude der Auslenkung in z -Richtung als Funktion der Flankensteilheit der Anregungspulse für zwei verschiedene Biasfelder. Die Anregungspulse haben eine Amplitude von 1 mT.

Kapitel 3

Herstellung von Hochfrequenzleitungen mit integrierten ferromagnetischen Mikrostrukturen

3.1 Hochfrequenzleitungen

Hochfrequenzleitungen werden verwendet, um elektrische Signale mit Frequenzen im Mikrowellenbereich bis 100 GHz zu übertragen. Die Leitung kann dabei im Grenzfall als eine Reihe diskreter elektronischer Bauelemente mit einer charakteristischen Induktivität $\mathbf{L}'$, Kapazität $\mathbf{C}'$, Widerstand $\mathbf{R}'$ und Leitfähigkeit $\mathbf{G}'$ pro Längeneinheit betrachtet werden. Das Verhältnis der Momentanwerte von Strom i und Spannung u zur Zeit t am Punkt y der Leitung wird dabei durch die Impedanz beschrieben:

$$\frac{v(y, t)}{i(y, t)} = Z_0 = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}}. \quad (3.1)$$

Dabei ist $j = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit¹. Die Impedanz ist im allgemeinen also eine komplexe Zahl. Die Phasengeschwindigkeit v_p einer elektromagnetischen Welle in einer Hochfrequenzleitung ist durch den effektiven Brechungsindex ϵ_{eff} gegeben:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}. \quad (3.2)$$

¹Diese Schreibweise ist in der Elektrotechnik üblich, um eine Verwechslung mit dem Momentanwert des Stroms i zu vermeiden.

Aus der Phasengeschwindigkeit kann die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle in der Leitung λ_g berechnet werden:

$$\lambda_g = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_{eff}}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}}. \quad (3.3)$$

Dabei ist λ_0 die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle im Vakuum.

Zur Bestimmung der Dämpfung bei der Übertragung hochfrequenter Signale muß der Skin-Effekt berücksichtigt werden: Die Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in ein Metall ist endlich und von seinen Materialparametern sowie der Frequenz der Welle abhängig. Somit ändert sich der Widerstand einer Leitung als Funktion der Frequenz. Um diesen Effekt zu beschreiben, wird der Oberflächenwiderstand R_{Skin} eingeführt:

$$R_{Skin} = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}}. \quad (3.4)$$

Hierbei ist σ die spezifische Leitfähigkeit des Metalls, f die Frequenz der elektromagnetischen Welle, $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ die Permeabilität des Metalls und δ die sogenannte Skintiefe:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi f \mu \sigma}}. \quad (3.5)$$

Auf der Länge der Skintiefe sinkt die Stromdichte der elektromagnetischen Welle im Metall auf $1/e$ ab. Sie beträgt für Kupfer² bei $f = 1$ GHz $\delta = 1,5 \mu\text{m}$, bei $f = 20$ GHz $\delta = 330$ nm. Die im Rahmen dieser Arbeit zur Präparation von koplanaren Wellenleitern verwendeten kupferkaschierten dielektrischen Substrate besitzen eine Metallisierung aus $35 \mu\text{m}$ dicker Kupferfolie, die deutlich dicker als die Skintiefe ist. Daneben wurden in dieser Arbeit auch GaAs-Substrate mit Gold/Silber-Metallisierung hergestellt und daraus Hochfrequenzleitungen gefertigt, bei denen die Metallisierung dünner als die Skintiefe im untersuchten Frequenzbereich bis 20 GHz ist. Dies führt zu einer größeren Dämpfung der elektromagnetischen Welle durch Ohm'sche Verluste, die angesichts der geringen Länge der Wellenleiter aber zu vernachlässigen ist.

3.1.1 Koplanare Wellenleiter

Der koplanare Wellenleiter besteht, wie Abbildung 3.1 zeigt, aus einer Signalleitung der Breite a auf einem dielektrischen Substrat, die von zwei Masseleitungen flankiert wird. Der Abstand der Masseleitungen zueinander wird als b bezeichnet. Die Impedanz des koplanaren Wellenleiters ist gegeben durch:

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff,d}}} \frac{K(k'_d)}{K(k_d)}. \quad (3.6)$$

² $\sigma = 5,88 \cdot 10^8 \text{ } \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, $\mu = \mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$, [Kuc94]

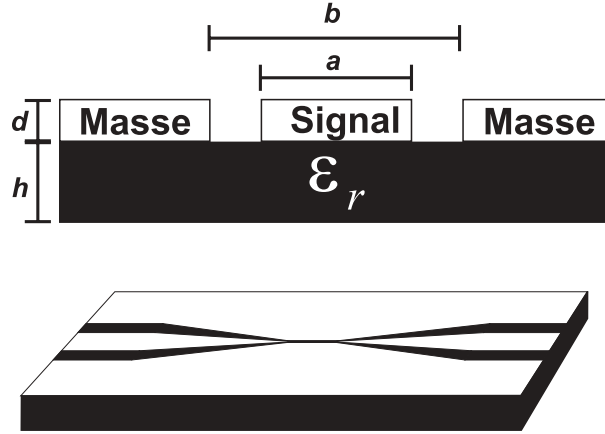


Abbildung 3.1: Der koplanare Wellenleiter: Die Impedanz ist eine Funktion des Verhältnisses von **a** und **b**. Dadurch ist es möglich, die Breite des Innenleiters zu variieren, ohne die Impedanz des Wellenleiters zu verändern.

Hier ist K das vollständige elliptische Integral erster Ordnung. Dabei wird die endliche Dicke d der Metallisierung berücksichtigt, und es gilt:

$$\epsilon_{eff,d} = \epsilon_{eff} - \frac{\epsilon_{eff} - 1}{\frac{b-a}{1,4d} \frac{K(k)}{K'(k)} + 1},$$

$$\epsilon_{eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{K(k')K(k_1)}{K(k)K(k'_1)}.$$

Mit $k_d = \frac{a_d}{b_d}$ und $k = \frac{a}{b}$ sowie $k'_d = \sqrt{1 - k_d^2}$ und $k' = \sqrt{1 - k^2}$. Desweiteren sind k_1, k'_1, a_d und b_d wie folgt definiert:

$$k_1 = \frac{\sinh(\frac{\pi a_d}{4h})}{\sinh(\frac{\pi b_d}{4h})},$$

$$k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2},$$

$$a_d = a + \frac{1,25d}{\pi} [1 + \ln(\frac{4\pi a}{d})],$$

$$b_d = b - \frac{1,25d}{\pi} [1 + \ln(\frac{4\pi a}{d})].$$

Die Impedanz des koplanaren Wellenleiters hängt im wesentlichen vom Verhältnis von a und b ab. Beim koplanaren Wellenleiter kann die Breite des Innenleiters also variiert werden, ohne die Impedanz zu verändern. Für die Berechnung der Impedanz bzw. die Wahl der Geometrie für eine Ziel-Impedanz wurden im Rahmen dieser Arbeit sowohl frei verfügbare PC-Programme³ als auch Rechen-Skripte von Internetseiten⁴ eingesetzt.

³siehe <http://www.circuitsage.com/tline.html>

⁴Zum Beispiel http://www1.sphere.ne.jp/i-lab/ilab/tool/cpw_e.htm

Substrat	Dicke [μm]	ϵ_r	Innenleiterbreite w für $Z_0 = 50 \Omega$ [μm]
GaAs	500	12,9	370
Rogers Duroid 5870	635	2,33	1871
Rogers RO3010	635	10,2	587
Rogers RO3010	1270	10,2	1324

Tabelle 3.1: Die Innenleiterweite einer Mikrostreifenleitung mit einer optimierten Impedanz von 50 Ohm hängt von dem verwendeten dielektrischen Substrat ab.

3.1.2 Mikrostreifenleitungen

Die Mikrostreifenleitung besteht, wie Abbildung 3.2 zeigt, aus einer Signalleitung der Breite w auf einem dielektrischen Substrat der Dicke h . Die gesamte Unterseite des dielektrischen Substrats ist als Masseplatte metallisiert. Die Impedanz der Mikrostreifenleitung ist gegeben durch:

$$Z_0 = \frac{\eta_0}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{\epsilon_r + 1}} \ln \left[1 + \frac{4h}{w'} \left[\frac{14 + 8/\epsilon_r}{11} \frac{4h}{w'} + \sqrt{\left(\frac{14 + 8/\epsilon_r}{11}\right)^2 + \left(\frac{4h}{w'}\right)^2 + \frac{1 + 1/\epsilon_r}{2} \pi^2} \right] \right]. \quad (3.7)$$

Die endliche Schichtdicke d der Metallisierung wird über die eingeführte effektive Dicke w' berücksichtigt:

$$\begin{aligned} w' &= w + \Delta w', \\ \frac{\Delta w}{d} &= \frac{1}{\pi} \ln \left[\frac{4e}{\sqrt{\left(\frac{d}{h}\right)^2 + \left(\frac{1}{\pi(w/d+1,1)}\right)^2}} \right]. \end{aligned}$$

Die Impedanz der Mikrostreifenleitung hängt im wesentlichen vom Verhältnis der Innenleiterbreite w zur Substratdicke h ab. Für eine gegebene Substratdicke führt eine Änderung der Innenleiterbreite zu einer Impedanzänderung. Der große Vorteil der Mikrostreifenleitung ist die Möglichkeit, die Signalleitung mit einem kompakten SMA-Steckverbinder zu kontaktieren. Für einen koplanaren Wellenleiter werden dagegen Steckverbinder mit drei Kontakten oder hochfrequenztaugliche Meßspitzen benötigt. Für die zeitaufgelösten magneto-optischen Experimente wurden aufgrund der besseren Kontaktierbarkeit in einer kompakten Probenhalterung Mikrostreifenleitungen entwickelt und eingesetzt. Koplanare Wellenleiter wurden im Zusammenhang mit den später ebenfalls dargestellten PIMM-Experimenten verwendet. Auch für die Berechnung der Impedanz von Mikrostreifenleitungen gibt es Rechenskripte auf Internetseiten⁵.

3.1.3 Dielektrische Substrate

Zur Präparation von koplanaren Wellenleitern wurden dielektrische Substratmaterialien des Typs RO3010 der Firma Rogers eingesetzt. Diese bestehen aus einem

⁵<http://mcalc.sourceforge.net/index.html>

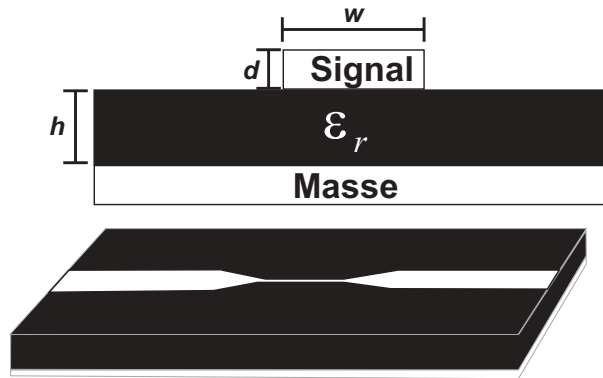


Abbildung 3.2: Die Mikrostreifenleitung: Die Impedanz ist eine Funktion des Verhältnisses von w und h . Bei einer gegebenen Substratdicke ändert sich die Impedanz der Leitung also, wenn die Mikrostreifenbreite verändert wird.

PTFE-Kunststoff, in den Al_2O_3 -Keramikstaub eingebettet ist. Dieses Verbundmaterial hat im Vergleich zu reinem PTFE (Typ Duroid) eine um den Faktor 4 höhere relative Dielektrizitätskonstante, wie Tabelle 3.1 zeigt. Dadurch ermöglichen sie bei einer Zielimpedanz von 50 Ohm kleinere Innenleiterweiten. Die Substrate sind auf beiden Seiten mit $35\ \mu\text{m}$ dicken Kupferfolien kaschiert. Zur Herstellung von koplanaren Wellenleitern werden die Substrate geschnitten, mit Photolack belackt, mit der Ätzmaske belichtet und entwickelt. Anschließend werden sie in einer Lösung aus 150 ml Wasser, 30 ml 32-prozentiger Salzsäure und 17 ml 30-prozentigem Wasserstoffperoxid naßchemisch geätzt.

3.1.4 Metallisierung von Mikrostreifenleitungen auf GaAs

Mikrostreifenleitungen wurden auf GaAs-Substraten über einen Lift-off-Prozess hergestellt. Dabei wurde das Substrat mit Photolack belackt, mit einer Positiv-Maske belichtet, entwickelt und anschließend metallisiert. Zunächst wurde dabei eine Schicht von 15 nm Gold-Palladium in einer Sputter-Anlage abgeschieden. Sie diente als Haftvermittler. Anschließend wurde in einer Aufdampfanlage durch thermisches Verdampfen zunächst eine 180 nm dicke Silber-Schicht und dann eine 30 nm dicke Gold-Schicht aufgebracht. In einem Ultraschall-Becken wurde mit Hilfe von Aceton der Metallfilm überall dort abgelöst, wo sich zwischen Substrat und Metallisierung Photolack befand.

3.2 Photoschalter

In dieser Arbeit war es von großer Bedeutung, ultraschnelle Magnetfeldpulse lokal zu erzeugen und so die zu untersuchende Magnetisierungsdynamik anzu-

stoßen. Die lokale Erzeugung sehr kurzer Strompulse in Hochfrequenzschaltungen ist durch Photoschalter (*engl. Auston switches*) möglich. Diese Photoschalter sind Hybrid-Bauelemente: Ein Halbleiter mit direkter Bandlücke wird mit Metall-Elektroden kontaktiert. Zwischen den Elektroden wird eine Gleichspannung angelegt. Im unbeleuchteten Zustand ist der Halbleiter sehr hochohmig, der Strom zwischen den Elektroden ist klein. Durch einen Laserlichtpuls mit einer Photonenenergie, die größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, werden im Halbleiter Elektron-Loch-Paare erzeugt. Dadurch wird die Leitfähigkeit des Halbleiters erhöht. Der Photoschalter wird kurzzeitig 'geschlossen'. Zwischen den Elektroden kann pulsartig ein größerer Strom fließen. Durch die Rekombination der Ladungsträger 'öffnet' sich der Photoschalter selbständig wieder. Ein derartiger Photoschalter kann räumlich sehr nah am Ferromagneten in den Mikrostreifenleiter integriert werden. Damit wird die Laufzeit und die Dispersion des schnellen Strompulses bis zum Erreichen des Ferromagneten minimiert.

3.2.1 Low-Temperature Galliumarsenid

Die Ladungsträgerlebensdauer in Halbleitern ist abhängig von der Dichte und der Art der Defekte im Material. Diese Parameter lassen sich durch den Wachstumsprozeß (durch Wahl der Wachstumsparameter wie Substrattemperatur und Dotierung) in einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage (*engl. molecular beam epitaxy, MBE*) beeinflussen. Um im Rahmen der Halbleiter-Mikroelektronik Galliumarsenid-Schichten mit möglichst geringer Defektdichte zu wachsen, wird das Substrat in der MBE typischerweise auf eine Temperatur von 600° C aufgeheizt. Wird die Substrattemperatur verringert, so wird ein Überschuß von Arsen-Atomen in das Kristallgitter eingebaut. Die so entstehende Defektdichte hängt im Temperaturbereich von 200° C bis 400° C exponentiell von der Substrattemperatur während des Wachstums ab. Durch einen Temper-Prozess bei 600° C nach dem Aufwachsen können die überschüssigen Arsen-Atome durch das Kristallgitter diffundieren und metallische As-Nanocluster bilden. Diese Cluster dienen als effektive Einfangzentren für Ladungsträger [KFWSW01]. Das so hergestellte GaAs wird als 'Low-Temperature GaAs' bezeichnet und besitzt Eigenschaften, die es ideal für Photoschalter machen: Die Ladungsträgerlebensdauer ist über die Wachstumstemperatur einstellbar auf Werte kleiner als 1 ps. Trotz der hohen Defektdichte ist das Material hochohmig. Low-Temperature GaAs bietet also einen großen Leitfähigkeits-Kontrast zwischen beleuchtetem und unbeleuchtetem Zustand.

3.3 Hochfrequenz-Kontakte

Um ultraschnelle Spannungspulse mit ihrem breiten Frequenzspektrum von einem Pulsgenerator zu einem Wellenleiter zu bringen oder mit einem Photoschal-

ter erzeugte Strompulse mit einem Oszilloskop zu analysieren, sind hochfrequenztaugliche elektrische Kontakte zwischen Mikrowellenkabeln und Wellenleitern auf den GaAs-Substraten oder den kupferkaschierten dielektrischen Substraten erforderlich. Die Kontaktierung mit Bond-Drähten oder angelöteten Drähten führt zu einer oberen Grenzfrequenz von weniger als 1 GHz⁶, für höhere Bandbreiten müssen Kontakte verwendet werden, die impedanzangepaßt sind. Zur Kontaktierung von koplanaren Wellenleitern (siehe Abbildung 3.1) auf dielektrischen Substraten gibt es Steckadapter der Kabeltypen SMP und SMA, die direkt auf den Wellenleiter gelötet oder geklemmt werden können. Für die Kontaktierung von Mikrostreifenleitungen (siehe Abbildung 3.2) auf GaAs-Substraten wurde eine Halterung konstruiert, mit der zwei SMA-Verbinder direkt auf Kontaktstellen der Mikrostreifenleitung gepreßt werden können. Die Bodenplatte der Halterung dient dabei als Masseleitung. Die SMA-Verbinder werden so geführt, daß die Massekontakte direkten Kontakt zur Bodenplatte haben. Schon ein schmaler Spalt von weniger als einem Millimeter Breite zwischen dem Massekontakt des SMA-Verbinders und der Masseleitung führt zu stark frequenzabhängigen Dämpfungseigenschaften, die resonanzartige Absorptionen zeigen. In Abbildung 3.3 ist dies am Frequenzgang einer Mikrostreifenleitung zu sehen, der mit einem Vektor-Netzwerkanalysator aufgenommen wurde. Links im Bild ist ein Photo der Halterung, die in den Versuchsaufbau für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen integriert wurde.

3.4 Ferromagnetische Filme

Zum Abscheiden ferromagnetischer Filme standen eine Aufdampfanlage und eine Sputteranlage zur Verfügung. In der Aufdampfanlage wird Eisendraht aus einem Wolfram-Tiegel thermisch verdampft, der durch einen Gleichstrom aufgeheizt wird. Mithilfe einer Turbopumpe und einem Meissner-Kühlsystem, das die Außenwände des Vakuum-Rezipienten mit flüssigem Stickstoff kühlt, kann der Hintergrunddruck beim Aufdampfen unter $5 \cdot 10^{-7}$ mbar gesenkt werden. Die Schichtdicke wird *in situ* über eine Quarzwaage kontrolliert.

Die Permalloy-Sputteranlage funktioniert nach dem Magnetron-Sputterprinzip: Über dem Permalloy-Target wird ein Argon-Plasma gezündet. Die Argon-Ionen werden auf das Permalloy-Target beschleunigt und schlagen Teilchen aus dem Target heraus, die sich auf der Probe niederschlagen. MOKE-Meßreihen, die in enger Zusammenarbeit mit dem Betreuer der Anlage, Dr. Christian Pels⁷ durchgeführt wurden, haben gezeigt, daß durch die Streufelder der in dem Magnetron verwendeten Permanentmagnete in den abgeschiedenen Permalloyfilmen eine uniaxiale Anisotropie induziert werden kann. Diese

⁶Siehe z.B. [Hof83], Seite 85.

⁷Forschungsgruppe Nanostrukturen von Herrn Professor Ulrich Merkt am Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg

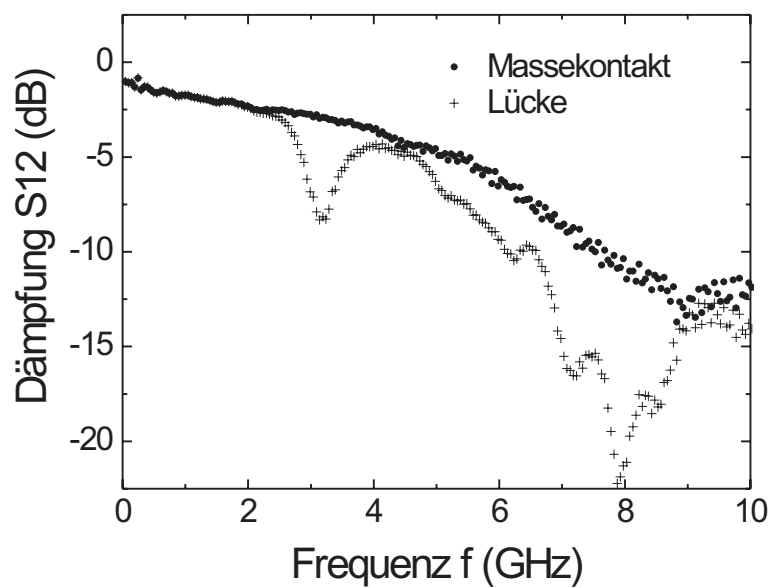


Abbildung 3.3: Links: Photo der Halterung, in die eine Mikrostreifenleitung mit Photoschalter eingebaut ist. Die Halterung besitzt insgesamt vier SMA-Steckverbinder und ist so konstruiert, daß sie zwischen die hohlen Polschuhe des Elektromagneten paßt. Rechts: Frequenzgang einer Mikrostreifenleitung auf GaAs, die in der Hochfrequenz-Halterung kontaktiert ist. Schon eine schmale Lücke zwischen dem Massekontakt des SMA-Steckverbinders und der Masseplatte der Halterung führt zu großen Veränderungen im Frequenzgang.

Eigenschaft von Permalloy ist bereits seit einigen Jahrzehnten bekannt. Die mikromagnetische Ursache ist allerdings bis zum heutigen Tag nicht vollständig verstanden (siehe z.B. [Aha96], Seite 88-89). Bei der Herstellung der Proben im Rahmen dieser Arbeit wurde daher darauf geachtet, die Proben genau in der Mitte des Probenhalters zu platzieren. Dort kompensieren sich die Streufelder der starken Permanentmagnete.

3.5 Ferromagnetische Mikrostrukturen

Mit dem Raster-Elektronen-Mikroskop wurden periodische Gitter von Drähten in einer Lackschicht definiert. Dazu wurde das Substrat mit einem elektronenstrahlsensitiven Zweischicht-Lacksystem aus PMMA belackt. PMMA besteht aus langkettigen Kohlenwasserstoffmolekülen. Durch den Elektronenstrahl werden die Moleküle aufgebrochen und so für den Entwickler löslich. Die zwei verwendeten Lackschichten bestehen aus PMMA mit verschiedener Kettenlänge und damit unterschiedlicher Viskosität. Die untere Schicht besteht aus kurzkettigem PMMA, die obere aus langkettigem PMMA. So wird erreicht, daß im Lack nach der Belichtung und Entwicklung ein unterkehliges Profil entsteht. Beim anschließenden Aufdampfen der ferromagnetischen Schicht werden so die Lackkanten nicht mitbedampft, und der Liftoff-Prozess funktioniert zuverlässig.

3.6 Proben für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen

Die für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten zeitaufgelösten magneto-optischen Messungen verwendeten Proben basieren auf einer Mikrostreifenleitung auf einem GaAs-Substrat, in die ein Photoschalter integriert ist. An beiden Enden der Mikrostreifenleitung befinden sich Kontaktflächen für die SMA-Steckverbinder. Der Photoschalter ist eine rechteckige Lücke in der Leitung mit einer Länge s von 100 μm . Die Leitung besitzt auf dem Großteil ihrer Länge die für eine Impedanz von 50 Ohm optimierte Breite w von 370 μm , verjüngt sich jedoch in der Probenmitte auf eine Breite von 50 μm . Auf dieser Verjüngung ist ein ferromagnetischer Streifen oder ein periodisches Gitter aus ferromagnetischen Mikrostrukturen integriert. Das Magnetfeld H_y direkt über der Leitung ist proportional zum Strom I und invers proportional zur Leiterbreite w :

$$H_y \propto \frac{I}{w}. \quad (3.8)$$

Die Erzeugung der Strompulse in der photoleitenden Lücke findet weniger als 2 mm entfernt von der Mitte der Verjüngung statt. Daher wurde die mit der Verjüngung verbundene Änderung der Impedanz bewußt in Kauf genommen, um

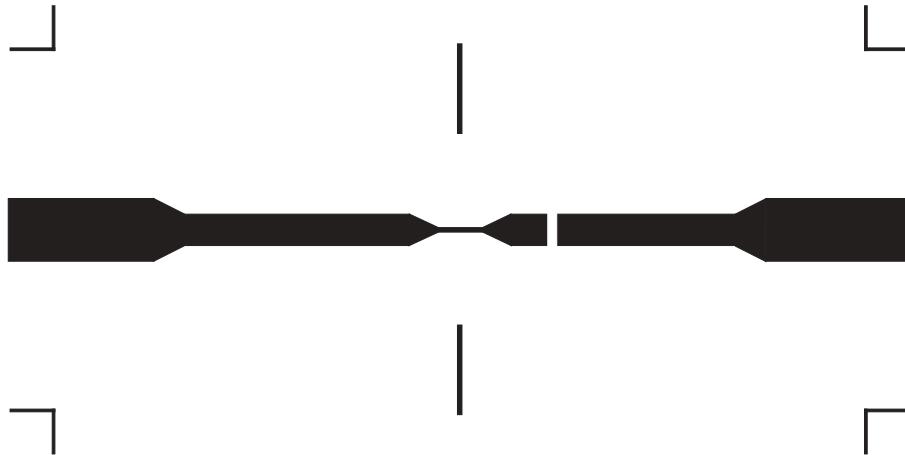


Abbildung 3.4: Invertierte Photolithographie-Maske für die Mikrostreifenleitung mit integriertem Photoschalter. Die Leitung ist im Original 10 mm lang.

das höhere Magnetfeld zum Anstoßen der Magnetisierungsdynamik zu nutzen. Durch die Verjüngung der Leitung wird das Magnetfeld im Vergleich zur Leiterbreite $w = 370 \mu\text{m}$ etwa um einen Faktor 7 erhöht.

3.7 Proben für PIMM an Mikrostrukturen

Anstelle von ausgedehnten Filmen, die kopfüber auf einen Wellenleiter gelegt werden, können mit dem PIMM auch Mikrostrukturen untersucht werden, die durch Lithographie direkt auf einem Wellenleiter abgeschieden werden. Dazu wurde ein koplanarer Wellenleiter auf einem GaAs-Substrat präpariert. Der Innenleiter verjüngt sich auf eine Breite von $w = 30 \mu\text{m}$. Auf dem Innenleiter wurden drei Rechtecke aus 50 nm dickem Permalloy aufgebracht, die Kantenlängen von $25 \mu\text{m}$ mal $50 \mu\text{m}$ besitzen. Die lange Seite der Rechtecke ist dabei senkrecht zum Innenleiter und überlappt ihn zu beiden Seiten. Abbildung 3.5 zeigt schematisch den koplanaren Wellenleiter und in einer lichtmikroskopischen Aufnahme eines der drei Permalloy-Rechtecke. Der Innenleiter besteht aus einer etwa 200 nm dicken Ag/Au-Schicht. Im Permalloy können also drei Bereiche unterschieden werden. Nur der mittlere Bereich befindet sich über der sensitiven Fläche des Innenleiters und kann ein PIMM-Signal in den Wellenleiter induzieren.

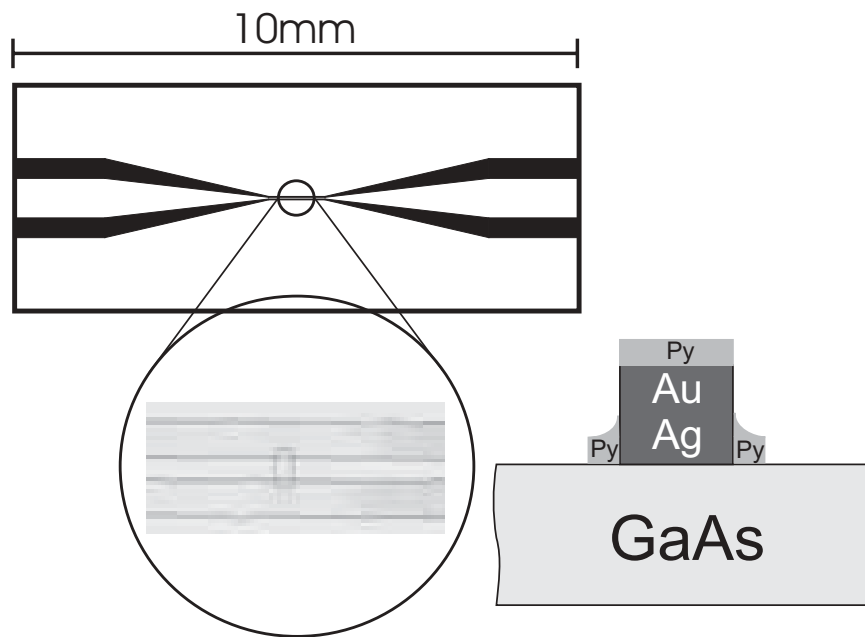


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Probe für PIMM-Messungen an Mikrostrukturen. Auf einem GaAs-Substrat wurde ein koplanarer Wellenleiter mit einer Innenleiterbreite von $30\text{ }\mu\text{m}$ definiert. Auf dem Innenleiter wurden drei Permalloy-Rechtecke mit einer Kantenlänge von $25\text{ }\mu\text{m}$ mal $50\text{ }\mu\text{m}$ abgeschieden. Die Rechtecke überlappen den Innenleiter zu beiden Seiten, wie die lichtmikroskopische Aufnahme zeigt. Die Schnittzeichnung verdeutlicht, daß der Bereich des Permalloys, der auf dem Innenleiter liegt, von den beiden seitlichen Bereichen auf dem GaAs-Substrat getrennt ist.

Kapitel 4

Aufbau optischer und induktiver Magnetisierungsmeßtechniken mit hoher Zeitauflösung

4.1 Experiment für zeitaufgelöste MOKE-Messungen

Das Konzept des Versuchsaufbaus für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen wird in Abbildung 4.1 gezeigt: An die photoleitende Lücke der Mikrostreifenleitung wird eine unipolar rechteckförmig modulierte Gleichspannung angelegt. Als Modulationsquelle dient das TTL-Signal eines Lock-In-Verstärkers, das über einen Spannungsverstärker auf eine Amplitude von 50 V verstärkt wird. Mit einem Pump-Laserlicht-Puls, der auf die Lücke fokussiert ist, werden Ladungsträger im Halbleitersubstrat erzeugt. So entsteht ein Strompuls, der sich durch die Mikrostreifenleitung ausbreitet. Dieser Strompuls erzeugt über der Mikrostreifenleitung einen Magnetfeldpuls, dessen Feldlinien senkrecht zur Leitung in der Probenebene liegen. Auf der Verjüngung in der Mitte der Leitung befindet sich die ferromagnetische Probe, die durch das Magnetfeld 'angestoßen' werden kann. Die Änderung der Magnetisierung der Probe wird mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts über einen Probe-Laserlicht-Puls detektiert, der zum Zeitpunkt Δt nach dem Pump-Laserlicht-Puls eintrifft. Als Detektor dient ein Photodiodenpaar, in dem der durch ein Wollaston-Prisma in seine Polarisationskomponenten aufgespaltene Probe-Laserlicht-Puls analysiert wird. Die Differenz der Spannungen an den Photodioden ist dabei proportional zur Polarisationsdrehung des Laserlichts. Dieses Detektorsignal wird über den Lock-In-Verstärker ausgelesen. Die Mikrostreifenleitung ist über einen SMA-Verbinder mit einem breitbandigen Oszilloskop abgeschlossen, mit dem die Amplitude und Form des erzeugten Strompulses analysiert wird. Die Probenhalterung befindet sich in einem Elektromagneten, der das Anlegen von Biasfeldern mit bis zu 100 mT parallel zur

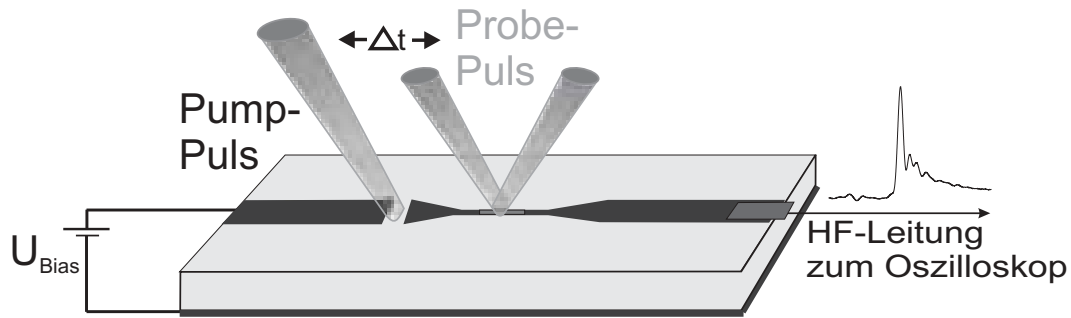


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Experiments für zeitaufgelöste magneto-optische Messungen: An die photoleitende Lücke ist eine Gleichspannung angelegt. Der Pump-Strahl erzeugt in der Lücke Ladungsträger und damit einen Strompuls. Dieser Strompuls wandert die Mikrostreifenleitung entlang. Der ihn begleitende Magnetfeldpuls regt die Magnetisierung der ferromagnetischen Struktur auf der Verjüngung der Mikrostreifenleitung an. Über den magneto-optischen Kerr-Effekt detektiert der Probe-Strahl die Magnetisierungsänderung zum Zeitpunkt Δt . Der Strompuls selbst wird mit einem breitbandigen Oszilloskop detektiert, das an das Ende der Mikrostreifenleitung angeschlossen ist.

Mikrostreifenleitung ermöglicht. Das Anschlußkabel für die Bias-Spannung und das SMA-Kabel für die Pulsdiagnose werden dabei durch die hohlen Polschuhe des Elektromagneten geführt (siehe Abbildung 3.3). Die Probenhalterung ist mit einem dreiaxigen Verschiebetisch verbunden, der eine Positionierung der Probenhalterung im Laserlichtstrahl ermöglicht. Sowohl die Probenhalterung als auch die Verbindungselemente, Schrauben und Stecker sind aus nicht ferromagnetischen Materialien wie V2A-Stahl und Messing, um ein Verschieben der Halterung unter dem Einfluß des Biasfeldes zu verhindern.

4.1.1 Der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE)

Schon im Jahr 1845 entdeckte Michael Faraday, daß die Polarisationsachse von linear polarisiertem Licht bei Transmission durch ein magnetisiertes Medium gedreht wurde. Der nach ihm benannte Faraday-Effekt beschreibt, daß die Größe dieser Drehung proportional zur Magnetisierung des Mediums ist. Daß auch bei Reflexion von Licht an einem ferromagnetischen Material eine Polarisationsdrehung auftritt, entdeckte 1877 John Kerr bei Experimenten an ferromagnetischen Spiegeln. Nach ihm ist dieser Effekt als magneto-optischer Kerr-Effekt benannt.

Zur Beschreibung von polarisiertem Licht kann der Vektor der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ verwendet werden. Betrachten wir eine monochromatische, ebene

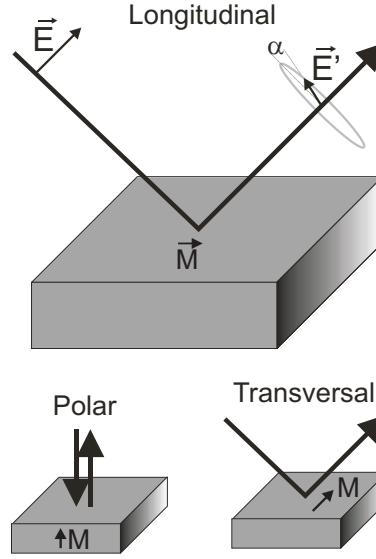


Abbildung 4.2: Die drei Meßgeometrien für den magneto-optischen Kerr-Effekt: Beim polaren MOKE steht die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche. Beim transversalen MOKE liegt die Magnetisierung in der Probenebene senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Beim longitudinalen MOKE ist die Magnetisierung parallel zur Einfallsebene des Lichts in der Probenebene.

Welle, die sich in z -Richtung ausbreitet, so gilt:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} |E_{0x}| \cos(kz - \omega t) \\ |E_{0y}| \cos(kz - \omega t + \theta) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

Dabei sind E_{0i} die Amplitudenfaktoren, k die Wellenzahl, ω die Kreisfrequenz und θ die relative Phase. Im allgemeinen ist die Polarisation der ebenen Welle dann elliptisch, d.h. der Feldstärkevektor $\vec{E}$ durchläuft eine elliptische Spirale. Für $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ liegen die Halbachsen der Ellipse parallel zu den Koordinatenachsen und die *Elliptizität* ϵ ist definiert als das Verhältnis der Halbachsen der Ellipse:

$$\epsilon = \frac{|E_{0x}|}{|E_{0y}|}. \quad (4.2)$$

Man betrachtet zwei entartete Fälle der Polarisation: Für $\theta = n \cdot \pi$; $n \in \mathbb{N}$ spricht man von linear polarisiertem Licht, für $E_{0x} = E_{0y} \wedge \theta = \pm \frac{\pi}{2}$ von zirkular polarisiertem Licht. Wird Licht an einer Oberfläche reflektiert, so werden zwei Polarisationsrichtungen unterschieden: Bei s -polarisiertem Licht steht der elektrische Feldstärkevektor $\vec{E}$ senkrecht auf der Einfallsebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Lichtstrahl aufgespannt wird. Bei p -polarisiertem Licht steht der elektrische Feldstärkevektor parallel zur Einfallsebene. Nach Reflexion

an einer ferromagnetischen Oberfläche ist zuvor linear polarisiertes Licht elliptisch polarisiert: Die Schwingungsebene wird also gedreht, und die Komponenten werden zueinander phasenverschoben. Die Ursache läßt sich qualitativ im Rahmen der Drude-Lorentz-Theorie verstehen [HS00]: Die Elektronen des Festkörpers werden hier als elastisch gebunden betrachtet. Die einfallende elektromagnetische Welle regt die Elektronen zu einer erzwungenen Schwingung an. Diese Schwingung führt zur Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle und damit zur Reflexion der einfallenden Welle. In einem ferromagnetischen Festkörper wirkt auf die Elektronen die Lorentz-Kraft senkrecht zu ihrer Schwingungsebene und induziert so eine zusätzliche Oszillation, die ihrerseits eine elektromagnetische Welle abstrahlt. Durch die Überlagerung der Wellen kommt es effektiv zur Drehung der Schwingungsebene und Elliptizität.

Wie Abbildung 4.2 zeigt, werden drei Geometrien beim MOKE unterschieden:

1. Der polare MOKE: Dieser Effekt wird durch die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probenoberfläche verursacht. Nur in dieser Geometrie ist der magneto-optische Effekt auch bei senkrechter Inzidenz zu beobachten.
2. Der transversale MOKE: Dieser Effekt ist sensitiv auf die Magnetisierungskomponente in der Probenebene senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Im Unterschied zu anderen Geometrien kommt es hier nicht zu einer Drehung der Polarisation, sondern zu einer magnetisierungsabhängigen Änderung der Reflektivität für die p -Komponente des reflektierten Lichts [HS00]. Die s -Komponente wird nicht beeinflusst.
3. Der longitudinale MOKE: Dieser Effekt wird durch die Magnetisierungskomponente in der Probenebene parallel zur Einfallsebene des Lichts verursacht.

Die Amplitude der Polarisationsdrehung und Elliptizität hängt von der Geometrie beim MOKE, der Wellenlänge und Polarisationsrichtung des verwendeten Lichts, dem Einfallswinkel sowie der Schichtdicke der Probe und den magneto-optischen Parametern des ferromagnetischen Materials ab.

Zur Messung quasistatischer Hysteresekurven wird in dieser Arbeit der transversale Kerr-Effekt ausgenutzt. Abbildung 4.3 zeigt schematisch das Meßprinzip. Als Lichtquelle dient eine Laserdiode mit 5 mW Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 635$ nm. Verglichen mit dem unten beschriebenen gepulsten Lasersystem hat die Laserdiode bei Versorgung mit einer stabilisierten Spannungsquelle ein sehr geringes Amplitudenrauschen und geringe Langzeitdrift der Ausgangsleistung. Durch die Detektion mit einer 'optischen Brücke' wird das Amplitudenrauschen weiter unterdrückt. Der Laserstrahl wird mit einem Glan-Taylor-Polarisationsprisma unter einem Winkel von 45° zur Einfallsebene linear polarisiert und trifft im Winkel von etwa 45° auf die zu untersuchende Probe. Der reflektierte Strahl wird durch ein Wollaston-Prisma in die s - und p -Komponenten aufgespalten. Die so räumlich getrennten Komponenten werden

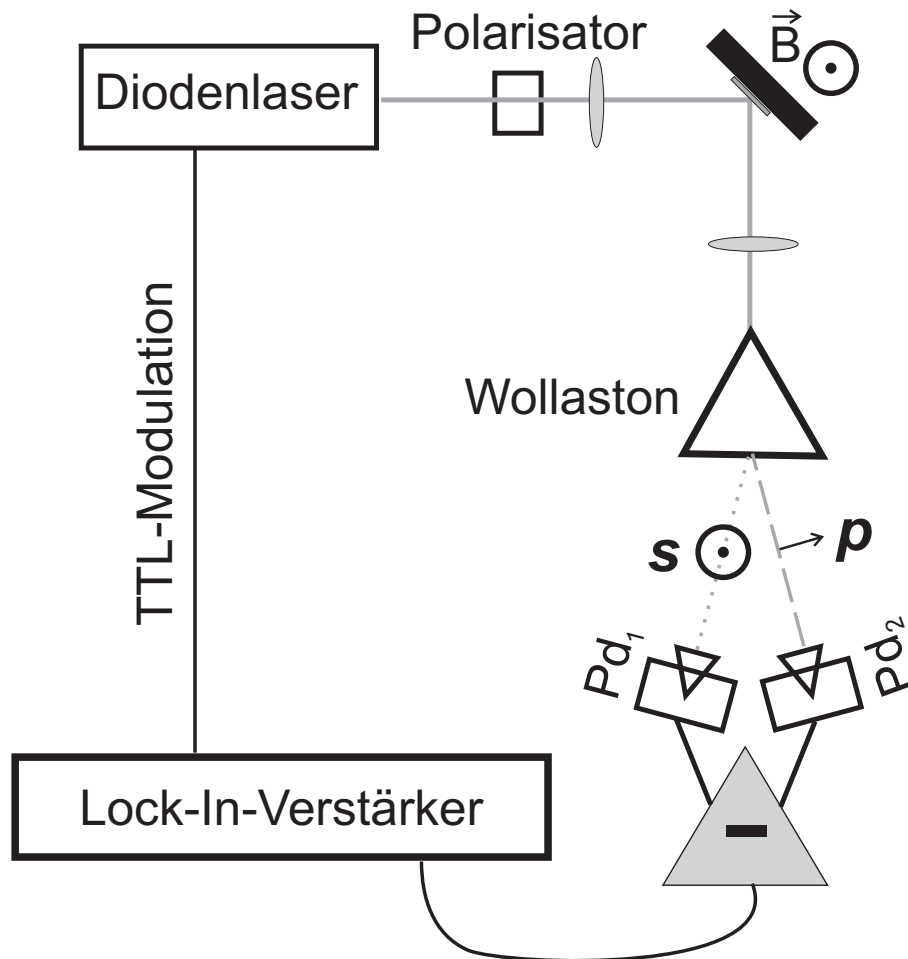


Abbildung 4.3: Versuchsaufbau zur Messung von quasistatischen Hysteresekurven mit Hilfe des transversalen Kerr-Effekts. Der Strahl eines Diodenlasers wird mit einem Polarisator unter 45° zur Einfallsebene polarisiert und trifft auf die ferromagnetische Probe, die sich in einem Elektromagneten befindet. Der reflektierte Strahl wird mit einem Wollaston-Prisma in *s*- und *p*-Komponenten zerlegt. Diese Komponenten werden auf Photodioden fokussiert. Das Differenzsignal der Photodioden wird über einen Lock-In-Verstärker detektiert. Um eine Messung mit dem Lock-In-Verstärker zu ermöglichen, wird die Leistung des Diodenlasers über den TTL-Ausgang des Lock-In-Verstärkers rechteckförmig moduliert.

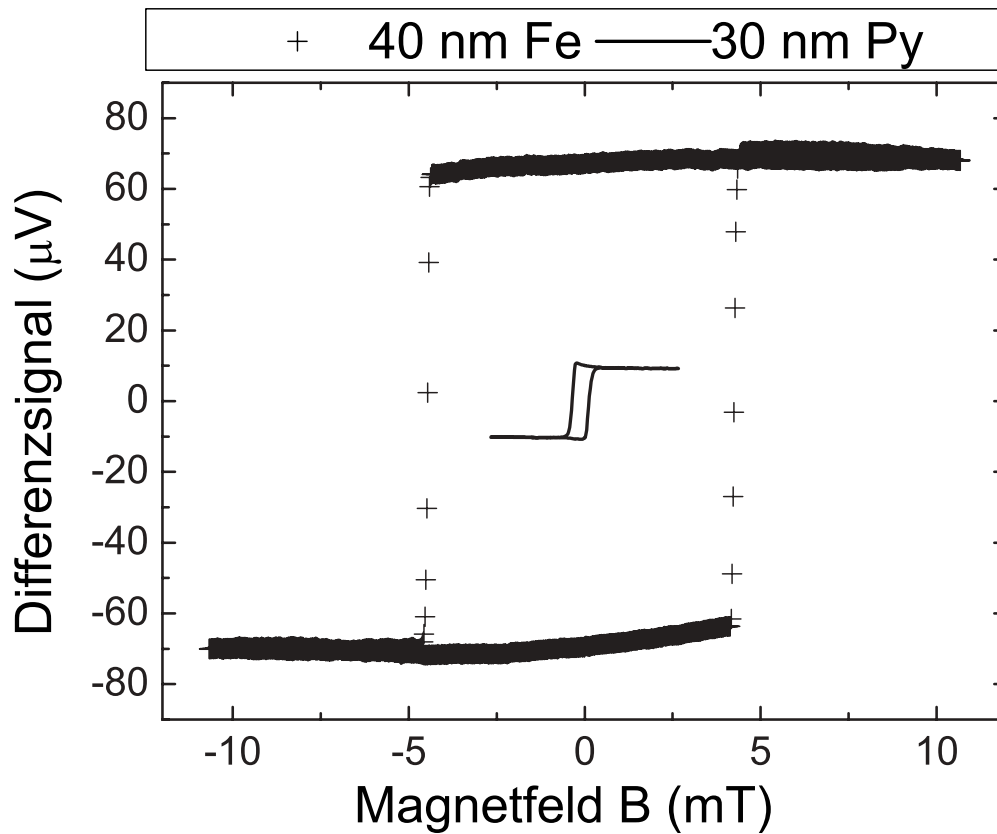


Abbildung 4.4: Quasistatische Hysteresekurven von Permalloy- und Eisenfilmen auf Glassubstraten. Die Kurven wurden mit Hilfe des transversalen Kerr-Effekts aufgenommen. Dabei zeigt der Eisenfilm einen magneto-optischen Kontrast, der um einen Faktor 7,5 größer als bei Permalloy ist. Gleichzeitig ist Eisen deutlich hartmagnetischer, d.h. das Koerzitivfeld ist höher.

auf zwei Photodioden fokussiert. Während die Amplitude der reflektierten p -Komponente U_p durch den transversalen Kerr-Effekt beeinflusst wird, bleibt die s -Komponente U_s konstant. Zusätzlich sind beide Komponenten mit dem Amplitudenrauschen der Laserdiode $U_{Rausch}(t)$ moduliert. Die Differenz der Photodiodensignale $\Delta U = U_p - U_s$ wird durch Verdrehen des Polarisators minimiert, um die kleine Änderung der Komponente U_p auflösen zu können. Durch die Differenzbildung werden dementsprechend zwei nahezu identische Rauschspannungen voneinander abgezogen, das Amplitudenrauschen der Laserdiode wird durch diese Detektionsmethode also unterdrückt. Abbildung 4.4 zeigt Hysteresekurven von Permalloy- und Eisenfilmen, die im transversalen Kerr-Effekt gemessen wurden. Die Messungen wurden bei identischen Rahmenbedingungen¹ durchgeführt. Die Signalamplitude des Eisenfilms ist dabei um einen Faktor 7 höher als die des Permalloyfilms. Das Differenzdetektionsverfahren ist auch empfindlich auf Polarisationsdrehungen, die durch den polaren oder longitudinalen Kerr-Effekt verursacht werden können. Eine Unterscheidung der Effekte und damit eine vektorielle Analyse der Magnetisierungskomponenten ist mit diesem Aufbau allerdings nicht möglich.

Während bei den quasistatischen Messungen von Hysteresekurven die Magnetisierung durch ein angelegtes Magnetfeld lediglich in der Filmebene ausgerichtet wird, werden bei den zeitaufgelösten magneto-optischen Experimenten Magnetisierungssoszillationen angeregt, die sowohl Komponenten in der Filmebene als auch senkrecht dazu besitzen. Da die Polarisationsdrehung durch den polaren Kerr-Effekt um mehr als eine Größenordnung größer ist als die durch den longitudinalen Effekt² verursachte, gehen wir davon aus, daß in den zeitaufgelösten Experimenten hauptsächlich die Änderung der z -Komponente der Magnetisierung detektiert wird.

4.1.2 Das gepulste Lasersystem

Für die zeitaufgelösten magneto-optischen Experimente in dieser Arbeit wurde ein gepulstes Lasersystem verwendet. Es besteht aus einem Titan-Saphir-Laserresonator (Spectra-Physics Tsunami). Der Laserresonator wird über einen frequenzverdoppelten, diodengepumpten Festkörperlaser (Spectra-Physics Millennia V bzw. Coherent Verdi) mit etwa 5 W Leistung bei einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Im Tsunami-Laserresonator werden durch einen akusto-optischen Modulator die Modenverluste mit einer Frequenz von 82 MHz moduliert. Diese Frequenz entspricht der inversen Laufzeit eines Laserpulses durch die Resonatorcavity. Durch dieses Modulationsverfahren, das als aktives *Mode-*

¹Messung mit einem Diodenlaser mit 635 nm Wellenlänge, Einfallswinkel 45°, Polarisation des Lichtes 45° zur p -Richtung, Detektion über ein Wollaston-Prisma und ein Diodenpaar.

²Zur Detektion der y -Komponente der Magnetisierungsänderung wurde in ähnlichen Experimenten [Ger04] auf den nichtlinearen magneto-optischen Kerr-Effekt zurückgegriffen, da der lineare, longitudinale Kerr-Effekt keinen ausreichenden Kontrast bietet.

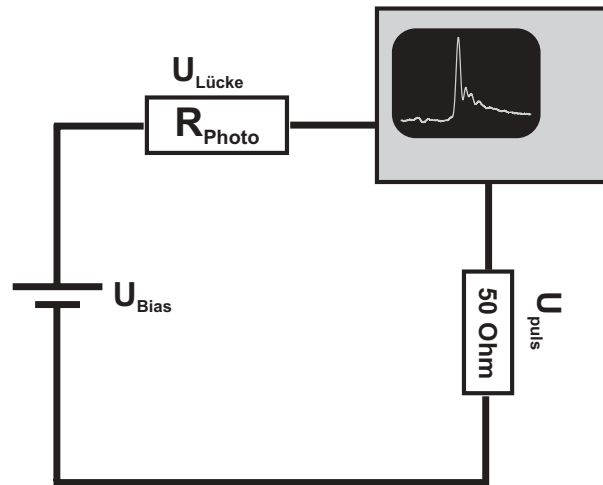


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbild der Mikrostreifenleitung mit Photoschalter.

Locking bezeichnet wird, werden im Laserresonator Laserpulse mit einer Pulsbreite von weniger als 100 fs erzeugt. Die mittlere Wellenlänge der Laserpulse ist in einem Bereich von 780 nm bis 830 nm einstellbar, die mittlere Laserleistung liegt bei etwa 500 mW. Die Wiederholrate der Laserpulse ist gegeben durch die Resonatorlänge und liegt bei 82 MHz. Dies entspricht einem Zeitabstand von 12,2 ns.

4.1.3 Erzeugung und breitbandige Detektion schneller Magnetfeldpulse

Die Mikrostreifenleitung mit der Photoschalter-Struktur wird in eine Halterung eingebaut, die beidseitig mit SMA-Steckern versehen ist. Die Auflagefläche der Halterung aus V2A-Stahl dient als Massefläche der Mikrostreifenleitung. Im Experiment schließen wir an den einen SMA-Stecker eine Gleichspannungsquelle an, an den anderen ein breitbandiges Oszilloskop. Das Oszilloskop besitzt als Eingangsimpedanz den für Hochfrequenzleitungen charakteristischen Wert von 50 Ohm. Der Halbleiter unter der photoleitenden Lücke im Wellenleiter hat dagegen auch im beleuchteten Zustand einen Widerstand von einigen Kiloohm. Das Ersatzschaltbild 4.5 macht die Spannungsteilung zwischen photoleitender Lücke und Oszilloskop deutlich: Bei einer angelegten Bias-Spannung von 100 V können abhängig vom Photoschaltersubstrat und von der verwendeten Laserleistung am Oszilloskop Spannungspulse mit einer Amplitude von lediglich einigen Volt gemessen werden. Die gemessene Amplitude der Spannungspulse ist in dieser Arbeit untersuchten Bereich proportional zur angelegten Bias-Spannung U_{Bias} . In Abbildung 4.6 werden mit einem Agilent-Sampling-Oszilloskop gemessene Spannungspulse für verschiedene Substratmaterialien gezeigt. Die Amplituden der Pulse wurden zur besseren Vergleichbarkeit normiert. Die mit dem Oszilloskop im

Experiment beobachtete Anstiegszeit der Pulse ist vermutlich begrenzt durch die Bandbreite Δf der Steckverbindung zwischen der Photoschalter-Probe und dem Oszilloskop. Diese Bandbreite Δf können wir mit der gemessenen Anstiegszeit gemäß einer Faustformel³ berechnen:

$$t_{10-90}[\text{ns}] \cdot \Delta f[\text{GHz}] = 0,35. \quad (4.3)$$

Die gemessene Anstiegszeit t_{10-90} von 10 auf 90 Prozent der Amplitude liegt, unabhängig von der Art des verwendeten Substrats, bei etwa 39 ps. Die Bandbreite der Steckverbindung beträgt dementsprechend etwa $\Delta f = 9$ GHz. Dies stellt einen realistischen Wert für den verwendeten Aufbau dar. Wir beobachten, daß die Abklingzeit abhängig vom Substrat ist und für Proben, die bei geringerer Wachstumstemperatur hergestellt wurden, abnimmt, wie das obere Diagramm in Abbildung 4.7 zeigt. Hier ist die gemessene Abklingzeit von 90 auf 50 Prozent der Pulsamplitude als Funktion der Wachstumstemperatur dargestellt. Im unteren Diagramm der Abbildung wird für verschiedene GaAs-Substrate der Widerstand der Lücke unter Beleuchtung mit dem Pumpstrahl gezeigt. Der Widerstand läßt sich aus der angelegten Bias-Spannung und der Amplitude des gemessenen Spannungspulses berechnen. Es gilt:

$$R_{\text{Lücke}} = 50 \, \Omega \cdot \left(\frac{U_{\text{Bias}}}{U_{\text{Puls}}} - 1 \right). \quad (4.4)$$

Dieser Widerstand sinkt monoton als Funktion der Wachstumstemperatur bei der Herstellung des GaAs-Substrates. Beide Beobachtungen lassen sich durch den Wachstumsprozeß von Low-Temperature GaAs erklären: Mit sinkender Wachstumstemperatur wird die Anzahl und die Dichte der metallischen As-Cluster erhöht. Dadurch wird zum einen die Ladungsträgerlebensdauer verringert [KFWSW01], zum anderen steigt mit der Defektdichte auch der Ohmsche Widerstand der Lücke im beleuchteten Zustand.

Entscheidend für das Anstoßen der Magnetisierungsdynamik sind die Amplitude und Anstiegszeit der Strompulse am Ort des Ferromagneten, also innerhalb der Verjüngung der Mikrostreifenleitung. Die Erzeugung von Ladungsträgern in der photoleitenden Lücke durch den Laserlicht-Puls erfolgt näherungsweise instantan innerhalb der Laserpulsbreite von 100 fs. Die Anstiegszeit der Strompulse ist begrenzt durch die Zeitkonstante τ_{RC} des RC -Glieds, das durch die Kapazität C_{Gap} der photoleitenden Lücke und die Impedanz der Mikrostreifenleitung gebildet wird. Die Kapazität C_{Gap} kann näherungsweise berechnet werden [Wad91]:

$$\begin{aligned} C_{\text{Gap}} &= \frac{C_{\text{odd}}}{2} - \frac{C_{\text{even}}}{4}, \\ C_{\text{odd}} &= w \frac{\epsilon_r}{9,6} {}^{0,8} \frac{s}{w} {}^{m_o} e^{K_o} \left[\frac{pF}{m} \right], \end{aligned}$$

³Diese Formel wurde von Herrn Schmidt-Pelzer von der Firma Tektronix mündlich kommuniziert.

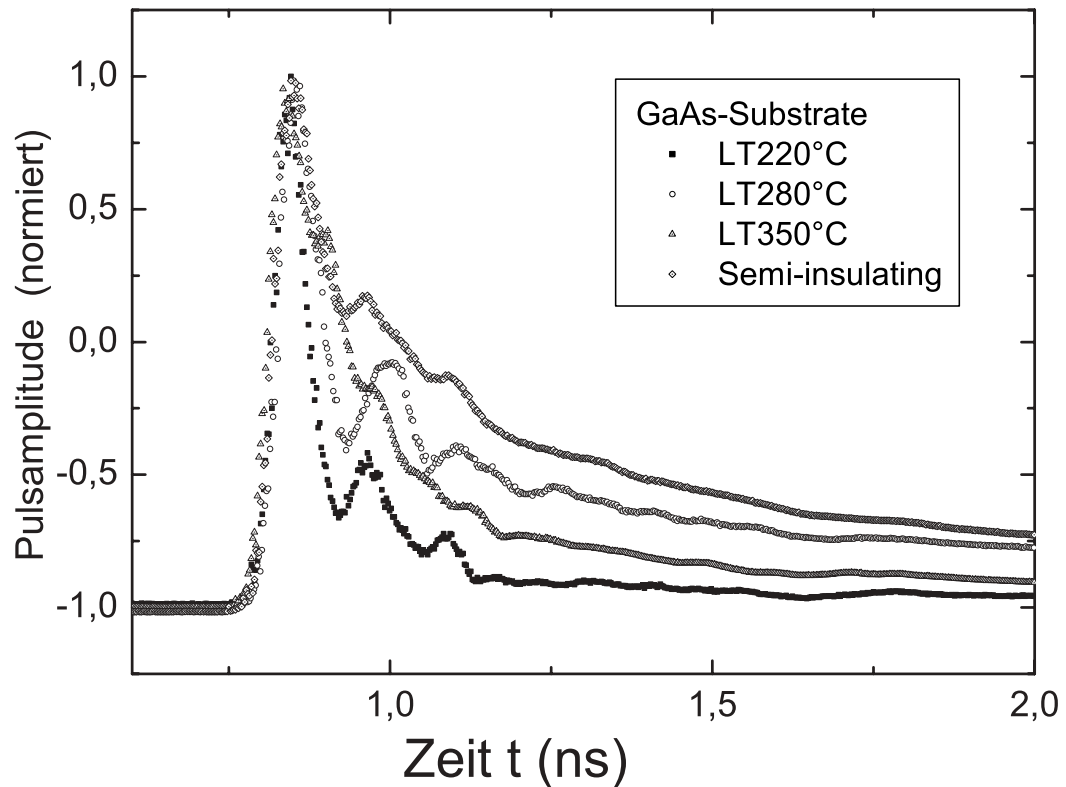


Abbildung 4.6: Die Pulsform der Strompulse, die im Photoschalter erzeugt werden, wurde mit einem Agilent Sampling-Oszilloskop gemessen. Dabei wurden Photoschaltersubstrate aus GaAs-Proben unterschiedlicher Wachstumstemperatur untersucht. Die Meßkurven wurden normiert. Die gemessene Anstiegsflanke der Pulse ist durch die Bandbreite der Kontakte an die Probe begrenzt. Auf der Abstiegsflanke kann eine Oszillation beobachtet werden, die durch eine Reflexion des Strompulses am Kontakt zum SMA-Stecker entsteht.

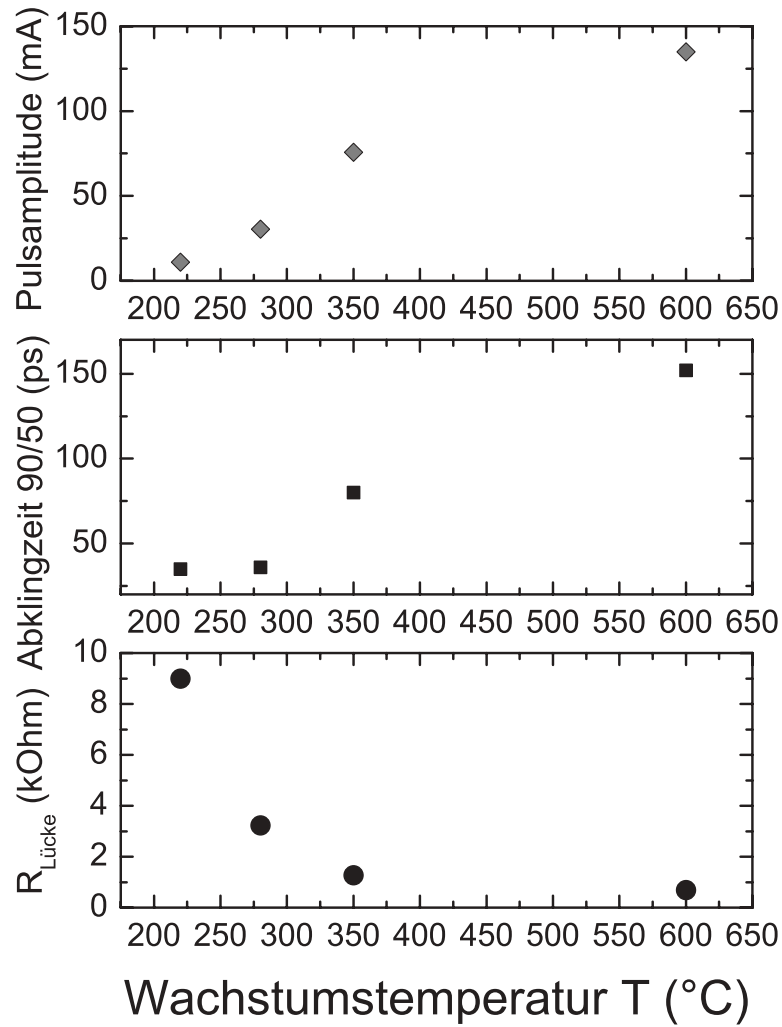


Abbildung 4.7: Oberes Diagramm: Die berechnete Amplitude der Strompulse bei einer Bias-Spannung von 100 V. Mittleres Diagramm: Die Abklingzeit der Strompulse von 90 auf 50 Prozent als Funktion der Wachstumstemperatur des Substrats. Unteres Diagramm: Der Widerstand der photoleitenden Lücke im beleuchteten Zustand wurde für verschiedene Substratmaterialien gemäß Gleichung 4.4 berechnet.

$$\begin{aligned}
C_{even} &= w \frac{\epsilon_r}{9,6} \frac{0,9}{w} \frac{s}{w} \frac{m_e}{e} e^{K_e} \left[\frac{pF}{m} \right], \\
m_o &= \frac{w}{h} (0,619 \log \frac{w}{h} - 0,3853), \\
K_o &= 4,26 - 1,453 \log \frac{w}{h}, \\
m_e &= 0,8675, \\
K_e &= 2,043 \left(\frac{w}{h} \right)^{0,12}.
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Dabei ist s die Länge der Lücke und w die Breite der Mikrostreifenleitung. In den verwendeten Strukturen beträgt die Lückenlänge $s = 100 \mu\text{m}$, die Breite der Mikrostreifenleitung ist $w = 370 \mu\text{m}$. Mit diesen Werten ergibt sich eine Kapazität $C_{Gap} = 49 \text{ fF}$. Für die Zeitkonstante gilt:

$$\tau_{RC} = R \cdot C_{Gap} = 50 \Omega \cdot 49 \text{ fF} = 2,5 \text{ ps.} \tag{4.6}$$

Bei der Ausbreitung entlang der Mikrostreifenleitung wird die Anstiegsflanke des Strompuls aufgrund der Dämpfung und Dispersion innerhalb der Leitung zerfließen. Die Annahme einer Anstiegszeit des Strompulses von etwa 10 ps am Ort des Ferromagneten ist daher realistisch. Gemäß der Überlegungen in Abschnitt 2.4.2 können mit den so erzeugten Strompulsen Ferromagneten mit einer Resonanzfrequenz bis zu 50 GHz angeregt werden. Für den Großteil der zeitaufgelösten magneto-optischen Messungen wurde Low-Temperature GaAs mit 350°C Wachstumstemperatur als Substrat verwendet. Die Biasspannung war durch den zur Modulation verwendeten Spannungsverstärker begrenzt auf 50 V und die Amplitude der Strompulse betrug etwa $I_{Puls} = 40 \text{ mA}$. Die Amplitude H_P des Magnetfeldpulses über der Mikrostreifenleitung kann durch numerische Simulation abgeschätzt werden (vgl. Abbildung 4.10). Sie liegt für $I_{Puls} = 40 \text{ mA}$ bei $H_P \approx 3 \text{ Oe} \equiv 0,3 \text{ mT}$.

4.1.4 Das Pump-Probe-Meßprinzip

In Pump-Probe-Experimenten wird das untersuchte System durch ein Pump-Ereignis angeregt und der Zustand des Systems nach einer Verzögerung Δt mit einem Probe-Puls abgefragt. Dieser Probe-Puls kann mit einem langsamen Detektor analysiert werden. Durch Variation der Verzögerung Δt wird das Zeitverhalten des Systems untersucht. Die Zeitauflösung des Pump-Probe-Experiments ist nicht durch den Detektor begrenzt, sondern durch die folgenden Größen:

1. Die Schrittweite τ , mit der die Verzögerung zwischen Pump und Probe eingestellt werden kann.
2. Die zeitliche Breite des Probe-Pulses.

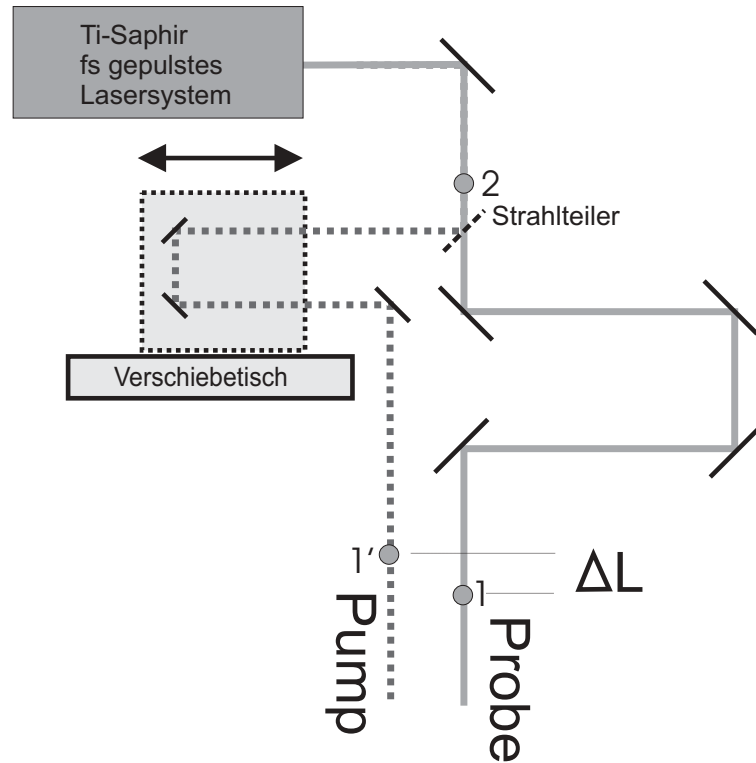


Abbildung 4.8: Die Zeitverzögerung zwischen Pump- und Probestrahl wird über eine Weglängendifferenz erzeugt. Der Strahl aus dem gepulsten Lasersystem wird an einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Ein Teilstrahl wird über einen Verschiebetisches geführt. Durch Änderung der Position des Tisches ist die Weglänge für diesen Teilstrahl einstellbar. So kann der Laserpuls 1' gegenüber dem Laserpuls 1 verzögert werden.

3. Die Synchronisationsungenauigkeit zwischen Pump und Probe (*engl. Jitter*).

In vielen Pump-Probe-Experimenten wird bei einer festen Verzögerung Δt über eine große Anzahl von Ereignissen gemittelt, um die Empfindlichkeit zu erhöhen. Dies ist nur möglich, wenn die Veränderung des Systems deterministisch, d.h. für jedes Pump-Ereignis identisch erfolgt, und das System zwischen zwei Pump-Ereignissen wieder in den Ausgangszustand relaxieren kann.

In unserem zeitaufgelösten magneto-optischen Experiment ist die Zeitauflösung durch die Laserpulsbreite auf etwa 100 fs begrenzt.

Die Schrittweite τ , mit der der Pump-Puls gegen den Probe-Puls verschoben werden kann, ist durch die minimale Schrittgröße der mechanischen Verschiebeschiene von 100 nm auf $\tau = \frac{2 \cdot 100 \text{ nm}}{c} = 0,67 \text{ fs}$ begrenzt. Die verwendete mechanische Verschiebeschiene besitzt eine Länge von 30 cm, bietet also ein maximal zugängliches Zeitfenster von $\Pi = 2 \cdot \frac{30 \text{ cm}}{c} = 2 \text{ ns}$. Im optischen

Pump-Probe-Verfahren tritt die Jitter-Problematik, auf die in Abschnitt 4.2 im Zusammenhang mit der elektrischen PIMM-Meßtechnik eingegangen wird, nicht auf: Ein Jitter zwischen Pumpimpuls und Probestimpuls könnte nur durch Änderungen der Weglängendifferenz, z.B. durch mechanische Schwingungen des Verschiebetisches entstehen, da beide Pulse Teil eines Laserpulses sind. Diese Änderungen können vernachlässigt werden, da der optische Tisch schwingungs isoliert ist. Eine Langzeitdrift zwischen Pumpimpuls und Probestimpuls durch thermische Ausdehnung des optischen Tisches können wir ebenfalls ausschließen, da das Labor über eine Klimaanlage temperaturstabilisiert ist.

Um die Empfindlichkeit von Pump-Probe-Experimenten zu erhöhen, wird in der Regel eine Modulationstechnik eingesetzt. Die Pump-Pulse werden mit einer Frequenz f_{Pump} moduliert und mit einem Lock-In-Verstärker wird die mit f_{Pump} modulierte Änderung des Probestsignals im Detektor verstärkt. In unserem Experiment wird dazu die Bias-Spannung, die an die photoleitende Lücke angelegt ist, mit einem TTL-Rechteck-Signal moduliert.

4.2 Gepulstes induktives Mikrowellen-Magnetometer (PIMM)

4.2.1 Meßprinzip

Im gepulsten induktiven Mikrowellen-Magnetometer dient ein Wellenleiter sowohl zur gepulsten Anregung der Magnetisierung eines ferromagnetischen Films als auch zur Detektion der Magnetisierungsdynamik. Abbildung 4.9 zeigt schematisch den Versuchsaufbau. Der Wellenleiter wird auf der einen Seite mit einem Pulsgenerator und auf der anderen Seite mit einem breitbandigen Oszilloskop verbunden. Der ferromagnetische Film wird entweder kopfüber auf den Wellenleiter gelegt (*engl. flip-chip*) oder in einem lithographischen Prozess direkt auf den Innenleiter des Wellenleiters (siehe Abschnitt 3.7) aufgebracht. Wird nun ein Spannungspuls durch den Wellenleiter geschickt, so erzeugt er direkt über dem Innenleiter ein gepulstes Magnetfeld H_P , das quer zur Stromrichtung in der Wellenleiterebene liegt. Dieses Magnetfeld kann die Magnetisierung des Ferromagneten über dem Innenleiter auslenken. Diese Auslenkung induziert im Wellenleiter wiederum eine Spannung, die im Oszilloskop detektiert wird. Das durch Magnetisierungssoszillationen induzierte Spannungssignal ist verglichen mit dem Spannungspuls um mindestens zwei Größenordnungen kleiner und muß, da es dem anregenden Spannungspuls überlagert ist, durch ein Differenzdetektionsverfahren vom Spannungspuls getrennt werden. Dazu führen wir Messungen in verschiedenen Feldkonfigurationen durch. Wird mit einem Biasfeld H_{Bias} entlang der Richtung des Wellenleiters die Magnetisierung $\vec{M}$ ausgerichtet, so steht das gepulste Magnetfeld H_P senkrecht auf $\vec{M}$. Es wirkt gemäß Gleichung 2.11 ein Drehmoment auf die Magnetisierung, das Magnetisierungssoszillationen anregen

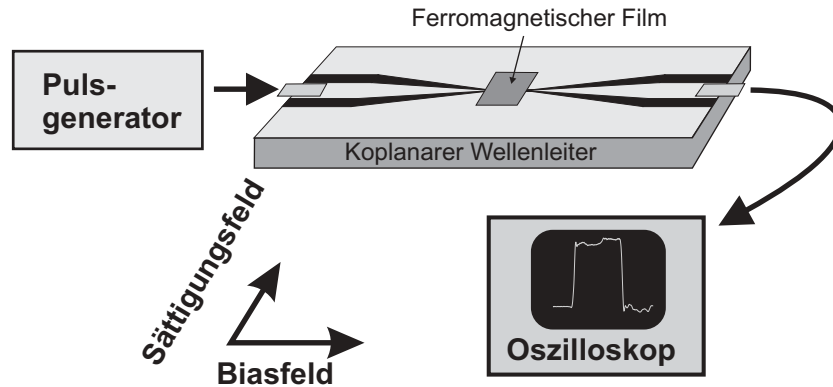


Abbildung 4.9: Das gepulste induktive Mikrowellen-Magnetometer: Der zu untersuchende ferromagnetische Film wird z.B. kopfüber auf einen koplanaren Wellenleiter gelegt. Mit einem Pulsgenerator wird ein Spannungspuls durch den Wellenleiter geschickt. Das Spannungssignal wird mit einem breitbandigen Oszilloskop detektiert. Der Wellenleiter befindet sich in gekreuzten Magnetfeldern, mit denen die Magnetisierung des ferromagnetischen Films entweder parallel oder senkrecht zum Wellenleiter ausgerichtet werden kann.

kann. Wird stattdessen ein Sättigungsfeld H_{Sat} senkrecht zum Wellenleiter in der Filmebene angelegt, so ist die Magnetisierung parallel zum gepulsten Feld H_P ausgerichtet und es können keine Oszillationen angeregt werden. Eine Messung in dieser Feldkonfiguration enthält also kein induziertes Spannungssignal. Bildet man die Differenz der Messungen in den verschiedenen Feldkonfigurationen, so bleibt nur das durch die Magnetisierungsozillation induzierte Spannungssignal übrig.

4.2.2 Induktive Kopplung

Der Zusammenhang zwischen der Magnetisierung der Probe und dem induzierten Spannungssignal kann über das Faraday'sche Induktionsgesetz hergeleitet werden. Dabei ist besonders das Gegenseitigkeitsprinzip [SLCR99] nützlich, das besagt, daß die induktive Kopplung zweier Systeme unabhängig davon ist, welches System von einem Strom getrieben wird. Das bedeutet, daß das Streufeldprofil über dem Wellenleiter gleichzeitig dessen räumliche Empfindlichkeit gegenüber Magnetisierungsänderungen widerspiegelt. Abbildung 4.10 zeigt die y -Komponente des Streufelds H_y als Funktion der y -Koordinate in der Höhe $z = 1 \mu\text{m}$ über dem Wellenleiter. Das Streufeld wurde mit dem Biot-Savart-Gesetz numerisch berechnet, indem im Innenleiter eine konstante Stromdichte angenommen wurde. Da die Masseleitungen durch ihre große Ausdehnung eine viel geringere Stromdichte tragen, wurde ihr Streufeld vernachlässigt. Der Wellenleiter wurde durch eine Anordnung von 2000 parallelen Drähten beschrieben, deren umgebende Magnetfelder in jedem Punkt aufsummiert wurden. Die

y -Komponente des Streufelds ist über dem Innenleiter nahezu konstant und fällt an den Rändern des Innenleiters sehr schnell ab. Es kann hier gut durch eine Rechteckfunktion angenähert werden:

$$H_y = \frac{I}{2w} f(z, w) \left[u\left(y + \frac{w}{2}\right) - u\left(y - \frac{w}{2}\right) \right]. \quad (4.7)$$

Dabei ist I der Strom durch den Innenleiter, w die Breite des Innenleiters, u die Heavyside'sche Sprungfunktion und $f(z, w)$ eine Verlustfunktion, die berücksichtigt, daß der Abstand z zwischen dem Ferromagneten und dem Wellenleiter nicht Null ist. Der magnetische Fluß durch den Innenleiter, der von einem homogen magnetisierten Ferromagneten der Länge l , Dicke d und Breite w verursacht wird, ist also:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\mu_0}{I} \int_{Probe} H_y M_y dV \\ &= \frac{\mu_0}{2w} l d \cdot f(z, w) \int_{-w/2}^{w/2} M_y dy \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \overline{M_y} l d \cdot f(z, w). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die induzierte Spannung V_{ind} ist durch die Änderung des magnetischen Flusses Φ gegeben: $V_{ind} = -d\Phi/dt$. Die induzierte Spannung wirkt lokal und führt im Mittelleiter zu zwei Spannungspulsen mit unterschiedlicher Polarität und identischer Amplitude, die sich in beide Richtungen des Mittelleiters ausbreiten. Am Oszilloskop wird also nur die Hälfte der induzierten Spannung detektiert. Das detektierte Spannungssignal V_{PIMM} ist proportional zur zeitlichen Ableitung der Magnetisierung in y -Richtung:

$$V_{PIMM} \propto \frac{d\overline{M_y}}{dt}. \quad (4.9)$$

4.2.3 Breitbandige Oszilloskope

Zum Aufbau des PIMM wurden zwei verschiedene Typen von breitbandigen Oszilloskopen eingesetzt:

- Tektronix digitales Echtzeit-Oszilloskop mit 4 GHz Bandbreite
- Agilent digitales Sampling-Oszilloskop mit 12 GHz Bandbreite.

Die verwendeten Oszilloskope unterscheiden sich deutlich in ihrer Funktionsweise: Das digitale Echtzeit-Oszilloskop ist aufgrund schneller Analog-Digital-Wandler in der Lage, einen Wellenzug in Echtzeit mit 4 GHz Bandbreite abzutasten. Im Unterschied zum unten beschriebenen Sampling-Oszilloskop ermöglicht es also

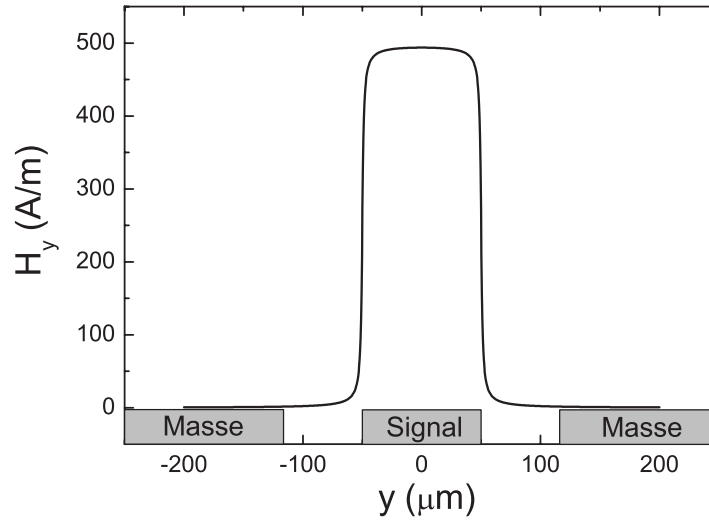


Abbildung 4.10: Die Magnetfeldkomponente H_y wird als Funktion der y -Koordinate in einer Höhe $z = 1 \mu\text{m}$ über dem Wellenleiter berechnet. Durch die Signalleitung des Wellenleiters fließt hierbei ein Strom von $I = 100 \text{ mA}$ entsprechend einem Spannungspuls $U = 5 \text{ V}$ bei einer Impedanz von 50Ω .

die Detektion eines einzelnen Wellenzuges in seiner Gesamtheit. Dabei ist die Spannungsaufösung im Einzelschußmodus durch die Analog-Digital-Wandler auf weniger als 8 bit begrenzt. Durch Mittelung über eine große Anzahl von Wellenzügen kann die Spannungsaufösung bis auf 12 bit gesteigert werden.

Das Sampling-Oszilloskop ist dagegen so konzipiert, daß in der periodisch wiederholten Datenaufnahme immer nur ein einziger Spannungswert $U(t)$ eines Wellenzuges abgetastet wird. Wird der Wellenzug nun wiederholt am Oszilloskop angelegt, so kann er aus einzelnen Spannungswerten $U_i(t)$ rekonstruiert werden. Die Abtaststufe des Sampling-Oszilloskops wird dabei von einem Verzögerungsgenerator zu einem bestimmten Zeitpunkt t nach einem Triggerpuls für ein Zeitintervall Δt freigeschaltet, um einen Spannungswert aufzunehmen. Mit einem Sampling-Oszilloskop sind also nur zeitaufgelöste Messungen von Spannungspulsen möglich, die wiederholbar sind. In diesem Punkt ähnelt die Funktionsweise des Sampling-Oszilloskops einem Pump-Probe-Experiment. Das Konzept des Sampling-Oszilloskops bietet gegenüber dem Echtzeit-Oszilloskop zwei große Vorteile:

- Die Abtaststufe hat eine höhere Spannungsaufösung von bis zu 16 bit
- Es sind wesentlich höhere Bandbreiten als bei Echtzeit-Oszilloskopen möglich. Spitzengeräte erreichen Bandbreiten von 100 GHz.

Beim Sampling-Oszilloskop ist zur Synchronisation mit einem elektronischen Pulsgenerator oder einer anderen Signalquelle ein Triggerpuls erforderlich, der zu einem definierten Zeitpunkt mindestens 20 ns vor dem zu untersuchenden Wellenzug eintrifft. Gibt es Änderungen des Zeitabstands zwischen Triggerpuls und Wellenzug (*Jitter*), so wird der vom Oszilloskop detektierte Wellenzug *verschmiert* und die Zeitauflösung verschlechtert sich. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn das Trigger-Signal verrauscht ist, da für das Oszilloskop die Überschreitung einer Spannungsschwelle maßgeblich ist. Die im PIMM verwendete Differenz-Detektion ist besonders anfällig gegenüber dem *Jitter*: Eine zeitliche Verschiebung der in den verschiedenen Feldkonfigurationen gemessenen Wellenzüge führt bei Differenzbildung zu Artefakten.

Im Rahmen dieser Arbeit haben wir das aus der Literatur bekannte PIMM-Meßverfahren [SLCR99] dahingehend erweitert, daß wir ein Modul für *time domain reflectometry* (TDR) eingesetzt haben. Das verwendete Sampling-Oszilloskop der Firma Agilent⁴ besitzt ein solches Modul. Dieses Modul verfügt über einen Stufen-Generator, der direkt am Sampling-Eingang des Geräts sitzt und über den gleichen internen Oszillator wie der Eingang gesteuert wird. Dadurch ist der *Jitter* zwischen dem Stufen-Generator und dem Eingang minimiert und kleiner als 1 ps. Dieser Generator erzeugt Spannungsstufen von 250 mV mit einer Anstiegszeit von weniger als 40 ps.

TDR wird typischerweise eingesetzt, um in Hochfrequenzleitungen nach Impedanzfehlanpassungen zu suchen. Die meisten Hochfrequenzleitungssysteme sind für eine Impedanz von 50 Ohm ausgelegt. Wie bereits in Kapitel 3 diskutiert, hängt die Impedanz einer Leitung und aller Bauelemente von ihrer Geometrie ab. Ändert sich die Impedanz am Übergang von einem Bauteil zum nächsten, zum Beispiel an einem Stecker, so wird ein Teil der Mikrowellenleistung reflektiert. Solche Übergänge werden als Stoßstellen bezeichnet. Mit dem TDR-Modul wird nun eine hochfrequente Spannungsstufe an das zu untersuchende Leitungssystem angelegt. An jeder Stoßstelle wird ein Teil der Spannungsstufe zurück zum Sampling-Eingang des Oszilloskops reflektiert. Die Zeitverzögerung zwischen dem Aussenden der Spannungsstufe und dem Eintreffen des reflektierten Signals kann in eine Leitungslänge umgerechnet werden und ermöglicht es so, auch in komplexen Leitungssystemen Stoßstellen zu finden. Abbildung 4.11 zeigt eine TDR-Messung an einem Wellenleiter, der an einem Ende offen ist. Am SMA-Stecker, der den Wellenleiter kontaktiert, kommt es zu einer Reflexion. Auch der Wellenleiter selbst reflektiert einen Teil der Spannungsstufe, da seine Impedanz nicht bei 50 Ohm liegt. Am offenen Ende des zweiten SMA-Steckers wird die Spannungsstufe vollständig und ohne Phasensprung reflektiert. Die Länge des Wellenleiters kann aus der Zeitverzögerung zwischen den Reflexionen an den SMA-Steckern berechnet werden, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Wellenleiter bekannt

⁴Das Gerät wurde dem Institut für Angewandte Physik freundlicherweise von der Firma Agilent für mehrere Wochen als Leihgabe zur Verfügung gestellt.

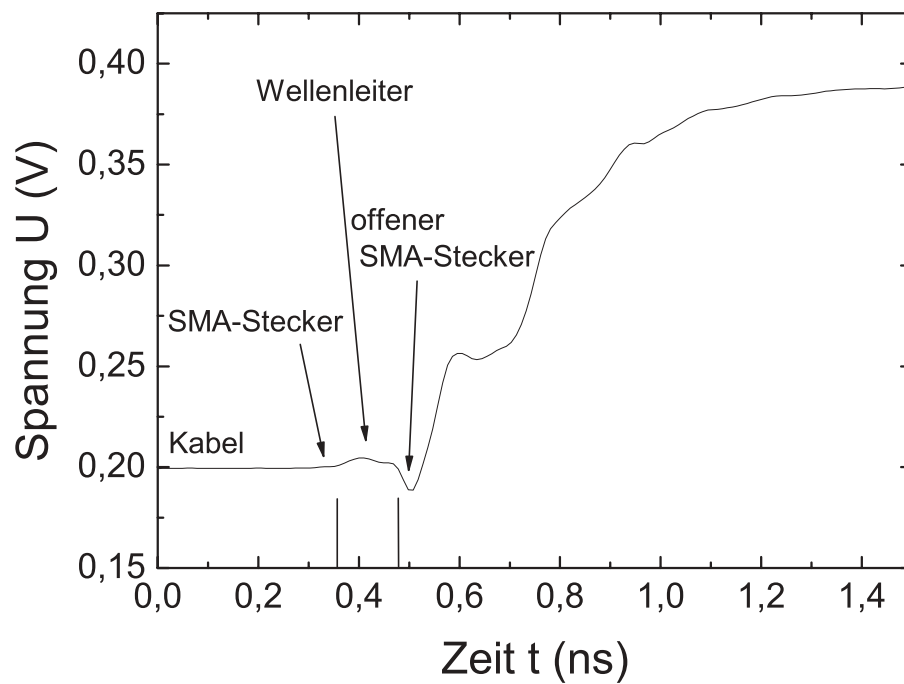


Abbildung 4.11: TDR-Messung an einem koplanaren Wellenleiter, der an einem Ende offen ist. An jeder Stoßstelle wird ein Teil der TDR-Spannungsstufe reflektiert. Aufgrund der Laufzeit und Amplitude können diese Reflexionen den verschiedenen Steckkontakten einer Hochfrequenzschaltung zugeordnet werden. In diesem Bild sind deutlich die Reflexionen am Stecker, der das Mikrowellenkabel mit dem koplanaren Wellenleiter verbindet, und im Wellenleiter selbst zu erkennen. Am offenen Ende des Wellenleiters wird die Spannungsstufe ohne Phasensprung reflektiert.

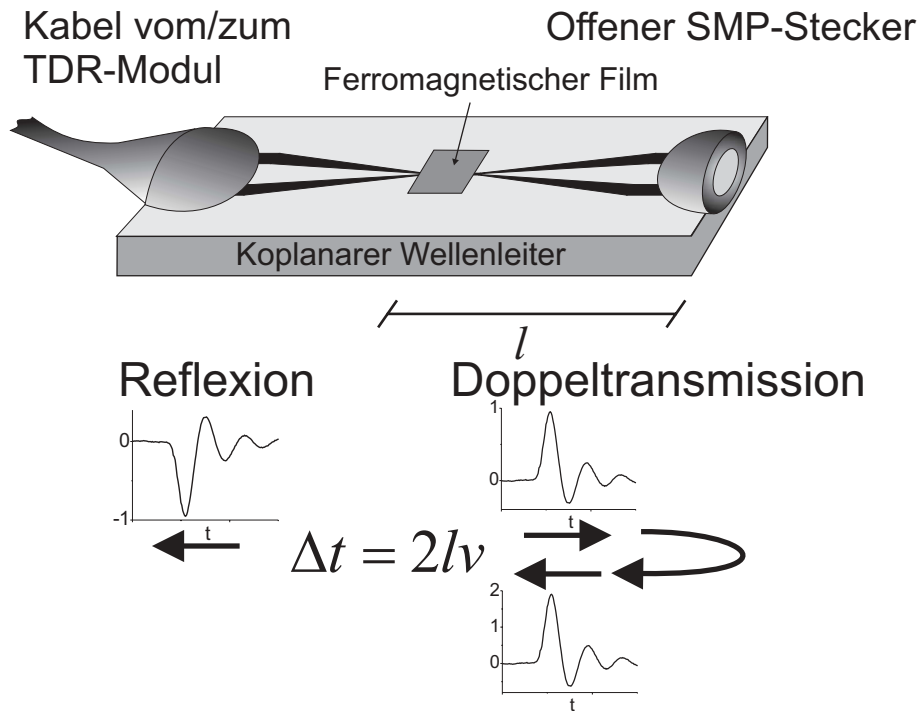


Abbildung 4.12: Mit dem verwendeten TDR-Modul sind Erweiterungen des PIMM-Verfahrens möglich. Das induzierte PIMM-Signal, das sich entgegen der Laufrichtung der Spannungsstufe ausbreitet, kann in Reflexion detektiert werden. Am offenen Ende des koplanaren Wellenleiters werden die Spannungsstufe und das induzierte PIMM-Signal reflektiert. Beim zweiten Durchlauf durch den Wellenleiter wird ein zusätzliches PIMM-Signal dem ersten Signal konstruktiv überlagert, so daß sich die Amplitude verdoppelt.

ist.

4.2.4 Weiterentwicklungen des PIMM-Verfahrens

Die Nutzung des TDR-Moduls zur Erzeugung von Spannungsstufen und zur Detektion des PIMM-Signals eröffnet gegenüber dem von Silva und Mitarbeitern vorgestellten [SLCR99], [KSK02] Meßverfahren weitere Optionen: Da die Spannungsstufe direkt am Eingang des TDR-Oszilloskops erzeugt wird, sind PIMM-Messungen auch in Reflexion möglich. Dabei wird ausgenutzt, daß das von der Magnetisierungsänderung induzierte Signal sich in beide Richtungen des Wellenleiters ausbreitet (siehe Abschnitt 4.2.2). Die Messung in Reflexion bietet gegenüber einer Transmissionsmessung den Vorteil, daß der Wellenleiter nur durch ein Mikrowellenkabel mit dem TDR-Modul verbunden werden muß. Damit werden z.B. Messungen in einem Kryostaten vereinfacht, da nur eine Vakuum-Durchführung für ein Mikrowellenkabel in den Kryostaten eingebaut werden muß.

Ist der Wellenleiter nur mit einem Kabel mit dem Oszilloskop verbunden, so kann sein anderes Ende entweder mit 50 Ohm abgeschlossen werden, um Reflexionen zu unterdrücken, oder auch offen bleiben. Am offenen Ende wird dann die Spannungsstufe ohne Phasensprung reflektiert, wie in Abbildung 4.11 bereits gezeigt wurde. Durch die Reflexion am offenen Ende ändert sich die Ausbreitungsrichtung der Spannungsstufe, während ihre Polarität unverändert bleibt. Dies führt bei PIMM-Messungen dazu, daß die Spannungsstufe zweimal den ferromagnetischen Film passiert und die Magnetisierung des Films auslenkt. Bei jedem Durchlauf wird dabei das induzierte Signal der Magnetisierungsänderung der Spannungsstufe überlagert. Wie Abbildung 4.12 schematisch verdeutlicht, wird so das zweite induzierte Signal dem bereits vorhandenen Signal konstruktiv überlagert und die Amplitude des PIMM-Signals folglich verdoppelt. Somit wird auch das Signal-Rausch-Verhältnis um den Faktor 2 verbessert.

Das Meßsignal ist durch die längere Laufzeit gegenüber dem induzierten Signal, das sich direkt entgegen der Laufrichtung der Spannungsstufe ausbreitet, um eine Zeit $\Delta t = 2l \cdot v$ verzögert. Dabei bezeichnet l die Länge zwischen der ferromagnetischen Probe und dem Ende des koplanaren Wellenleiters und v die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Wellenleiter. Um die Signale zeitlich weiter voneinander zu trennen, haben wir den Wellenleiter mit einem Mikrowellenkabel so *verlängert*, daß an dessen offenem Ende die Reflexion zu einem späteren Zeitpunkt stattfand.

4.3 Messungen der ferromagnetischen Resonanz mit dem Vektor-Netzwerkanalysator (VNA)

Die Messung der ferromagnetischen Resonanz (FMR) liefert seit mehreren Jahrzehnten einen Zugang zur Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Kristallen und dünnen Filmen. Das klassische FMR-Meßverfahren nutzt einen Mikrowellenresonator hoher Güte, in den die zu untersuchende Probe eingebaut wird. Über einen Mikrowellengenerator mit fester Frequenz f_{Res} wird eine Mikrowelle in den Resonator eingekoppelt. Über ein äußeres Magnetfeld wird die ferromagnetische Resonanz der Probe verändert. Die transmittierte Mikrowellenleistung wird als Funktion des äußeren Magnetfelds detektiert. Stimmt die ferromagnetische Resonanz der Probe mit der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz überein, wird ein Teil der Mikrowellenleistung absorbiert. Mit Hilfe dieses Verfahrens wird H_{Res} bestimmt. Durch die Entwicklung und Verbesserung von Vektor-Netzwerkanalysatoren (VNA) konnte in den vergangenen Jahren das Meßfahren der ferromagnetischen Resonanz weiterentwickelt werden [KMC⁺03]. Der Vektor-Netzwerkanalysator besteht aus einem breitbandigem Mikrowellengenerator und einem phasensensitiven Detektor. Er ermöglicht die Messung der

komplexen Übertragungsfunktion einer Hochfrequenzschaltung. So kann z.B. die frequenzabhängige Dämpfung (der Frequenzgang) und die Phasenverzögerung eines koplanaren Wellenleiters in einem weiten Frequenzbereich bestimmt werden. Aufgrund der phasensensitiven Detektion besitzt der VNA einen sehr großen Dynamikbereich. Beim verwendeten Modell⁵ liegt er bei über 120 dB, d.h. zwölf Größenordnungen. Die Meßgrößen sind die sogenannten *s*-Parameter. Der Parameter *s*₁₂ beschreibt die Transmission der Mikrowellenleistung durch den Wellenleiter.

Die Messung der ferromagnetischen Resonanz mit einem VNA ist der PIMM-Meßmethode sehr ähnlich⁶: Der zu untersuchende ferromagnetische Film liegt kopfüber auf einem koplanaren Wellenleiter. Dieser ist mit dem VNA verbunden. Mit dem VNA wird der Frequenzgang des Wellenleiters gemessen. Über gekreuzte Magnetfelder kann der ferromagnetische Film parallel oder senkrecht zum Wellenleiter in der Filmebene magnetisiert werden. Ist der Film parallel zum Wellenleiter magnetisiert, so kann ein Teil der durch den Wellenleiter transmittierten Mikrowelle absorbiert werden, wenn ihre Frequenz der Resonanzfrequenz des ferromagnetischen Films entspricht. Ist der Film senkrecht zum Wellenleiter magnetisiert, findet keine Absorption statt. Analog zur PIMM-Meßmethode wird die Differenz der Frequenzgänge in den verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen ausgewertet. So wird die Absorption des ferromagnetischen Films bestimmt. Die Differenz der Frequenzgänge wird im folgenden auch als Δs_{12} bezeichnet.

Bei der Messung mit dem VNA wird ein qualitativ anderer Prozeß beobachtet als beim PIMM: Die Magnetisierung führt eine *erzwungene* Schwingung mit der Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle aus. In Resonanz kommt es zur Absorption von Mikrowellenleistung. Beim PIMM wird dagegen durch den Magnetfeldpuls eine *gedämpfte, freie* Schwingung angeregt. Dadurch ergeben sich auch Unterschiede in den ermittelten Resonanzfrequenzen: Für kleine Öffnungswinkel der Präzessionsbewegung können wir die Auslenkung des Magnetisierungsvektors in *z*-Richtung als eine harmonische Schwingung auffassen und auf die Bewegungsgleichungen aus der Mechanik zurückgreifen. Hier ist die Resonanzfrequenz einer gedämpften, freien Oszillation f_D :

$$f_D = \sqrt{f_0^2 - \zeta^2}. \quad (4.10)$$

Verglichen mit der Resonanzfrequenz der ungedämpften Schwingung f_0 ist f_D also etwas kleiner, abhängig vom Dämpfungsparameter ζ . Die Resonanzfrequenz für maximale Amplitude der erzwungenen Schwingung f_F ist dagegen:

$$f_F = \sqrt{f_0^2 - 2\zeta^2}. \quad (4.11)$$

⁵Agilent 8362A, Frequenzbereich 45 MHz bis 20 GHz.

⁶Der Wechsel vom Zeit- zum Frequenzbereich ist ohne Ausbau der Probe möglich: Im Versuchsaufbau werden zwei Mikrowellenkabel vom Oszilloskop in den VNA umgesteckt.

Die maximale Leistungsabsorption bei der erzwungenen Schwingung findet aber nicht bei der Resonanzfrequenz f_F , sondern bei der Resonanzfrequenz f_0 des ungedämpften, freien Oszillators statt. Da mit dem VNA die Leistungsabsorption detektiert wird, kann aus den Δs_{12} -Spektren die Resonanzfrequenz f_0 bestimmt werden. Beim Vergleich der mit PIMM und VNA gewonnenen Daten, der in dieser Arbeit experimentell möglich ist, erwarten wir also, daß die mit dem PIMM ermittelten Resonanzfrequenzen f_D systematisch kleiner sind als die Ergebnisse am VNA.

Kapitel 5

Magnetisierungsdynamik in ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen: Experiment und Simulation

5.1 Zeitaufgelöste MOKE-Messungen

5.1.1 Messungen an Streifen

Permalloy

An einem rechteckigen Streifen mit $500\text{ }\mu\text{m}$ Länge und $50\text{ }\mu\text{m}$ Breite aus 50 nm dickem Permalloy wurden zeitaufgelöste MOKE-Messungen durchgeführt. Der Streifen befand sich auf der Verjüngung einer Mikrostreifenleitung mit Photoschalter auf einem $\text{GaAs@}350^\circ\text{C}$ -Substrat. Dazu wurde zunächst bei einer konstanten angelegten Bias-Spannung der Pumpstrahl so auf die photoleitende Lücke der Probe fokussiert, daß der am Oszilloskop zu beobachtende Spannungspuls die maximale Amplitude hatte. Die mittlere Leistung im Pumpstrahl lag bei etwa 140 mW . Anschließend wurde der Probestrahl auf den Permalloy-Streifen fokussiert. Die Positionierung wurde mit drei Methoden optimiert:

1. Durch Messung quasistatischer MOKE-Hysteresekurven mit dem Probestrahl.
2. Durch Beobachtung des Beugungsbildes des reflektierten Probestrahls, das durch die seitlichen Stufenkanten zwischen der Permalloy-Streifen und dem GaAs-Substrat erzeugt wird.
3. Anhand des Diodendifferenzsignals des reflektierten Probestrahls. Hier wird ausgenutzt, daß die Fresnel-Koeffizienten von GaAs und Permalloy verschieden sind. Die s- und p-Komponenten des Probestrahls, der mit einem

Winkel von 45° zur Einfallsebene linear polarisiert ist, werden also je nach beleuchtetem Material unterschiedlich stark reflektiert. Das Diodendifferenzsignal hat demnach ein lokales Extremum, wenn der Probestrahl den Streifen vollständig trifft und nicht seitlich noch das GaAs-Substrat ausleuchtet.

Die Strahlen können unabhängig voneinander über zwei Spiegel justiert werden. Zusätzlich kann die gesamte Probenhalterung über einen dreiachsigen Verschiebetisch bewegt werden. Nach erfolgreicher Justage wurde die Bias-Spannung der photoleitenden Lücke über ein unipolares Rechtecksignal mit einer Amplitude von 50 V moduliert, das mit dem Lock-In-Verstärker und einem Spannungsverstärker generiert wurde. Das Diodendifferenzsignal auf dieser Modulationsfrequenz wurde in Abhängigkeit der Position der Verzögerungsschiene detektiert. Die Schiene wurde in Schritten verfahren, die jeweils eine Zeitverzögerung von einer Pikosekunde entsprachen. Die Integrationszeit pro Meßpunkt lag bei 1 s. Die Messungen wurden über ein LabView-Programm gesteuert, das automatisch Serien von Pump-Probe-Messungen bei verschiedenen angelegten Magnetfeldern durchführte. Abbildung 5.1 zeigt einige der so aufgenommenen Pump-Probe-Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern. Aufgetragen ist das Diodendifferenzsignal, das proportional zur Polarisationsdrehung des Probestrahls aufgrund des Kerr-Effekts ist. Die Amplitude der Oszillation nimmt mit steigendem Magnetfeld monoton ab, die Frequenz der Oszillationen nimmt zu. Die Dämpfung der Magnetisierungsoszillationen ist dabei so klein, daß das vollständige Abklingen der Oszillationen außerhalb des zugänglichen Zeitfensters liegt. Letzteres ist durch die Länge der Verzögerungsschiene auf eine Nanosekunde begrenzt.

Die Resonanzfrequenzen der Magnetisierungsoszillationen wurden mit Hilfe der Anpassung einer gedämpften Sinus-Funktion bestimmt. Diese Resonanzfrequenzen zeigen einen wurzelförmigen Verlauf als Funktion des angelegten Bias-Magnetfelds, wie in Abbildung 5.2 zu erkennen ist. An die gemessenen Daten wurde die isotrope Kittel-Formel (Gleichung 2.25 mit $H_{ani} = 0$) angepaßt. Der einzige freie Parameter war dabei die Sättigungsmagnetisierung M_S . Der so bestimmte Wert von $M_S = 0,97 \pm 0,01$ Tesla stimmt gut mit dem Literaturwert für Permalloy [Lid94] von $M_S = 1,07$ Tesla überein. Die Amplituden der Magnetisierungsoszillationen wurden als Funktion des Bias-Magnetfelds bestimmt und werden in Abbildung 5.3 mit den Amplituden der z -Komponente der Magnetisierung $\vec{M}$ verglichen, die durch eine Simulationsrechnung bestimmt wurden. Dabei wurden zur Normierung die Auslenkungen für ein hohes Magnetfeld verwendet, da in der Messung bei sehr kleinen Magnetfeldern ein 'Umklappen' des Diodendifferenzsignals beobachtet wird, wie die Messung bei einem Biasfeld von 3,5 mT in Abbildung 5.1 zeigt. Der Verlauf der gemessenen Daten in Abbildung 5.3 stimmt gut mit den Ergebnissen der Simulation überein.

Die Rauschspannung liegt bei den in Abbildung 5.1 gezeigten Messungen bei etwa 10 nV, für die kleinste gemessene Amplitude von 81 nV bei einem Bias-

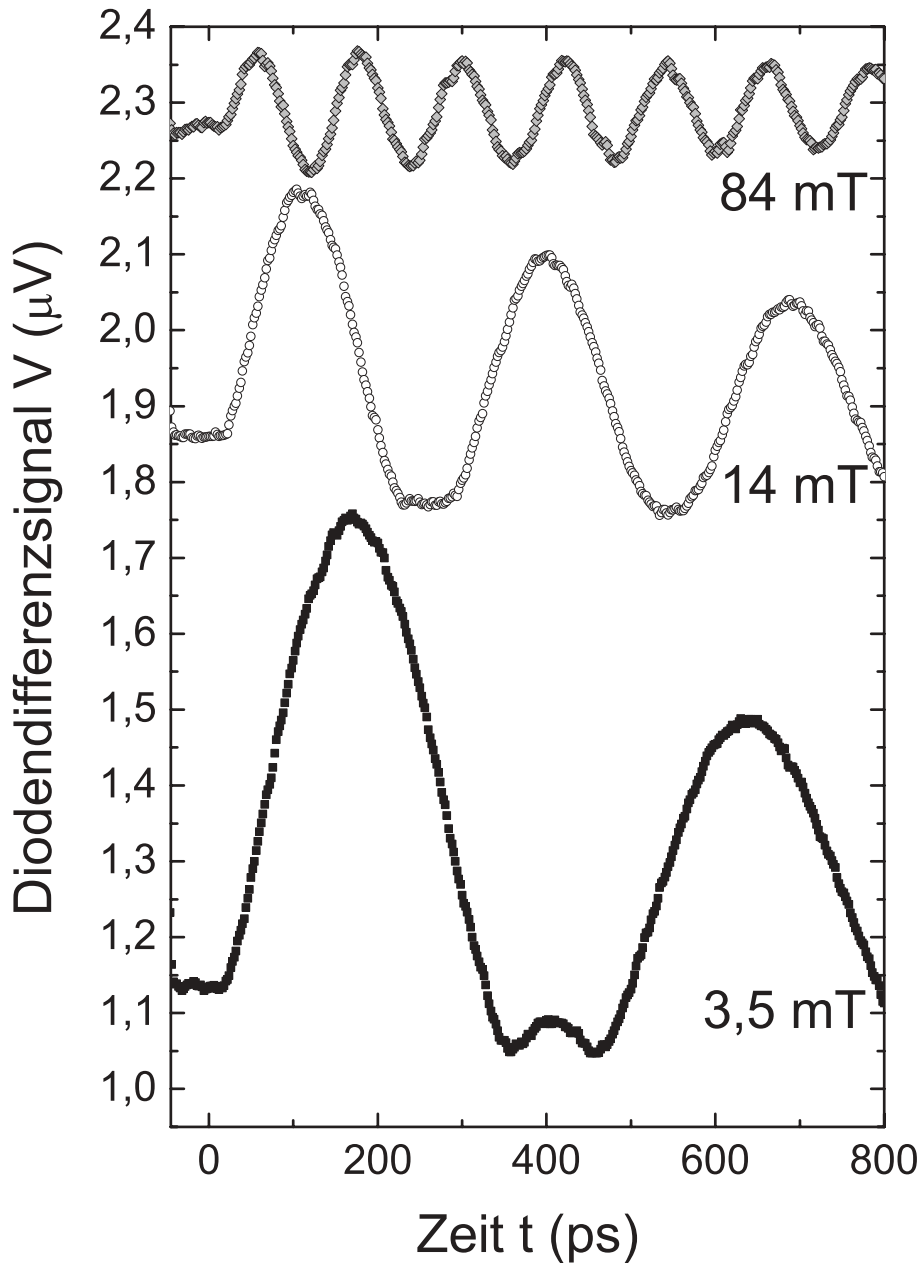


Abbildung 5.1: Zeitaufgelöste Pump-Probe-Messungen am Permalloy-Streifen. Die Meßdaten für drei verschiedene Biasfelder werden als Funktion der Zeit dargestellt. Aufgetragen ist das Diodendifferenzsignal. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Amplitude der Oszillationen mit steigendem Biasfeld sinkt, während die Frequenz zunimmt. Die Dämpfung der Magnetisierungsdynamik im Permalloy-Streifen ist so gering, daß die vollständige Relaxation außerhalb des beobachtbaren Zeitfensters liegt. Die Kurven wurden vertikal gegeneinander verschoben, um die Übersicht zu verbessern.

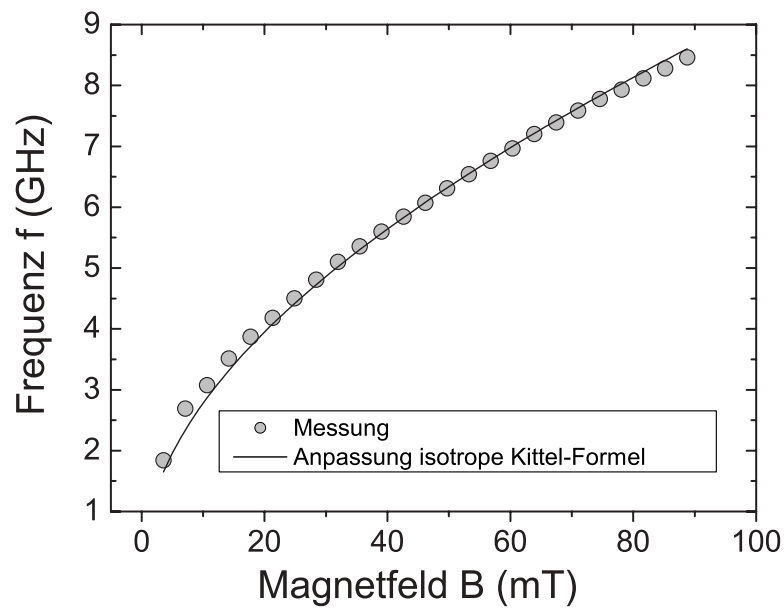


Abbildung 5.2: Resonanzfrequenz des Permalloy-Streifens als Funktion des angelegten Magnetfelds. Die Resonanzfrequenz wurde aus den Meßdaten durch Anpassung einer gedämpften Sinus-Funktion bestimmt. An die ermittelten Resonanzfrequenzen wurde die isotrope Kittel-Formel (Gleichung 2.25 mit $H_{ani} = 0$) angepaßt. Der einzige freie Parameter war die Sättigungsmagnetisierung M_S . Die Anpassung ergab einen Wert von $M_S = 0,97 \pm 0,01$ T.

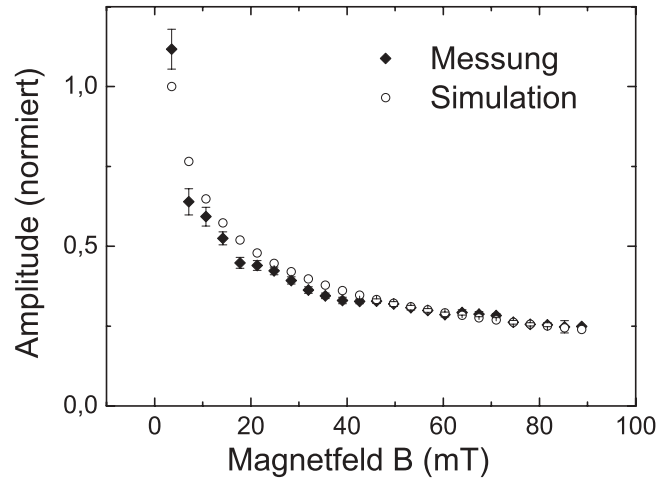


Abbildung 5.3: Amplitude der Magnetisierungsoszillation. Die gemessenen Amplituden werden verglichen mit durch Simulation errechneten Amplituden der Magnetisierungskomponente M_z . Die Amplituden wurden dabei so skaliert, daß die Werte für das größte Biasfeld übereinstimmen.

Magnetfeld von 88 mT liegt also noch ein Signal-Rausch-Verhältnis von 8:1 vor. Auch kleinere Auslenkungen der Magnetisierung könnten also noch problemlos aufgelöst werden. So liefert die Simulationsrechnung für ein Bias-Magnetfeld von 250 mT eine Amplitude von umgerechnet etwa 48 nV bei einer Resonanzfrequenz der Magnetisierung von 15,7 GHz. Der im Versuchsaufbau verwendete Elektromagnet ermöglichte es aufgrund des notwendigen großen Luftspalts (siehe Abbildung 3.3) leider nicht, ein so hohes Biasfeld zu erzeugen.

Eisen

Auch an Photoschalter-Proben mit einem rechteckigen Eisen-Streifen wurden Pump-Probe-Messungen durchgeführt. Abbildung 5.4 zeigt die Meßdaten für verschiedene Biasfelder. Ausgeprägte Oszillationen der Magnetisierung sind hier erst bei höheren Biasfeldern von etwa 25 mT zu erkennen. Die Dämpfung der Magnetisierungsoszillationen ist deutlich stärker als bei Permalloy, so daß das vollständige Abklingen der Oszillationen innerhalb des beobachtbaren Zeitfensters liegt. Im Vergleich zu den Messungen an Permalloy fällt auch auf, daß die Amplitude der Signale, d.h. die beobachtete Polarisationsdrehung, um einen Faktor 1,5 bis 2 geringer ist. Dies ist insofern bemerkenswert, als die Signalamplitude in quasistatischen Hysteresemessungen unter Nutzung des transversalen MOKE an Eisenfilmen um einen Faktor 7 höher war als an Permalloy-Filmen. Im folgen-

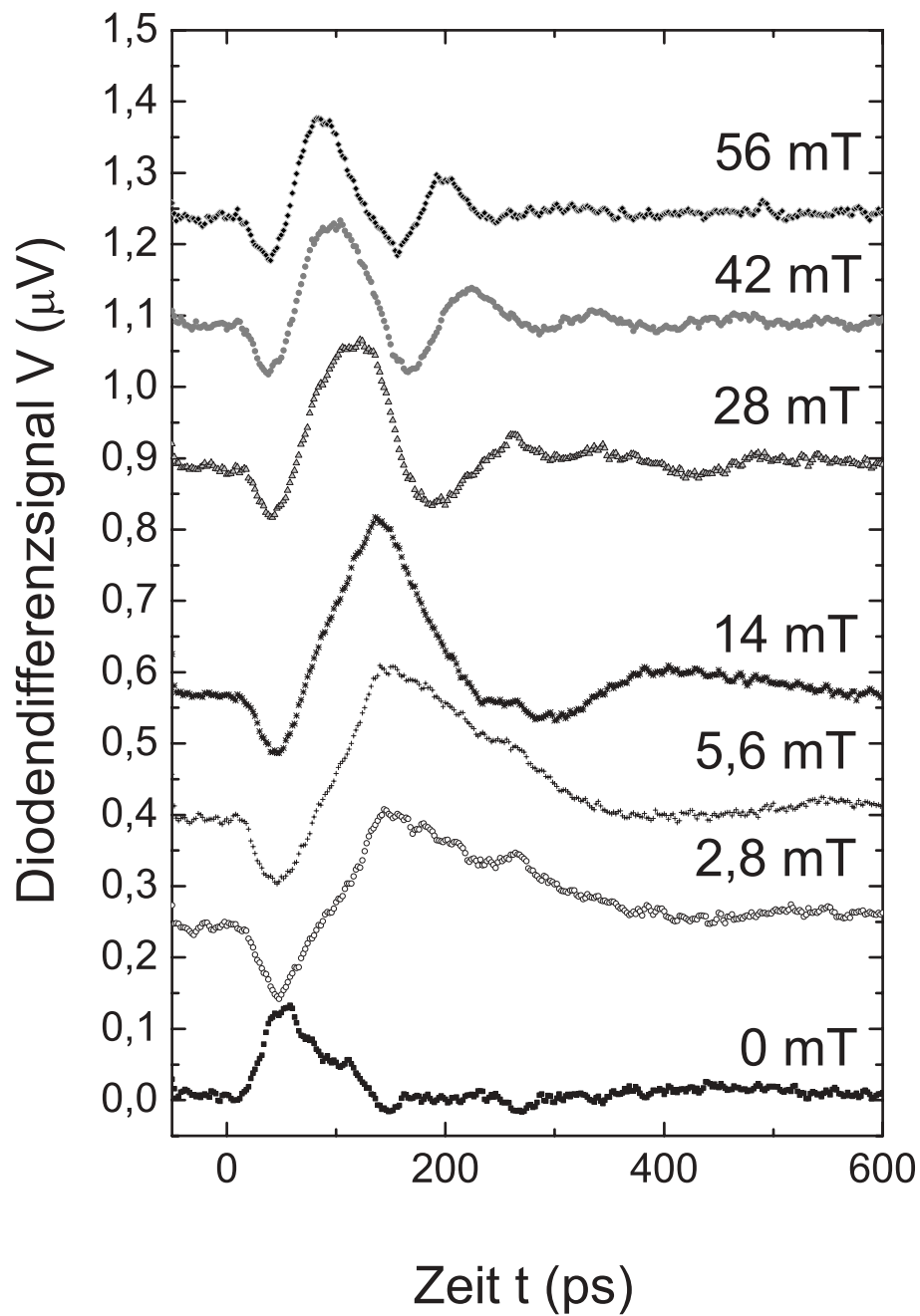


Abbildung 5.4: Pump-Probe-Messungen bei verschiedenen Biasfeldern an einem Eisen-Streifen. Die Kurven wurden vertikal gegeneinander verschoben, um die Übersicht zu verbessern.

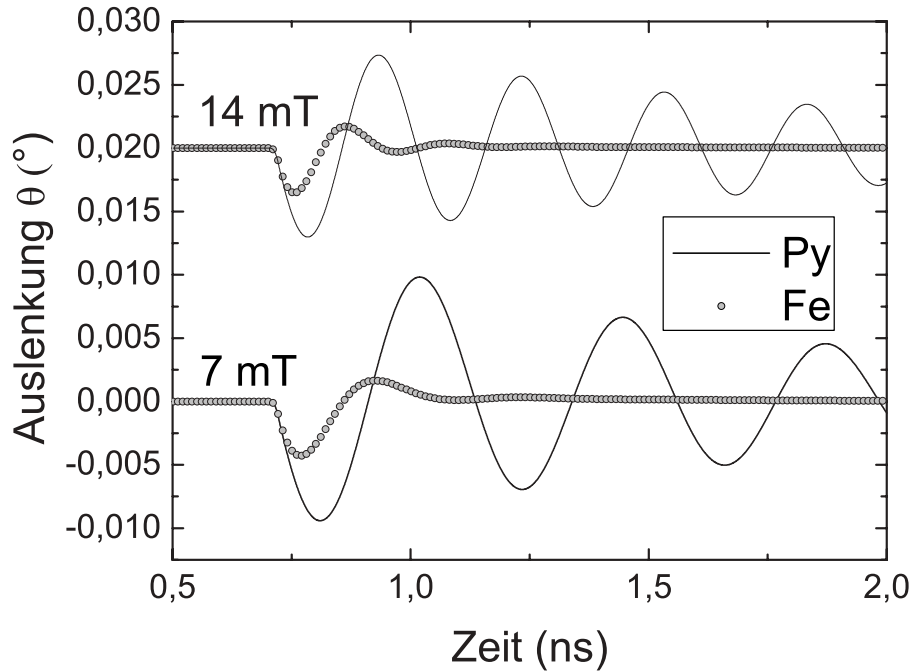


Abbildung 5.5: Simulation der Auslenkwinkel θ in z -Richtung für Eisen und Permalloy bei zwei Biasfeldern. Es wurden die Literaturwerte für die Sättigungsmagnetisierung verwendet. Als Dämpfungsparameter wurde bei Permalloy $\alpha = 0,01$ und bei Eisen $\alpha = 0,05$ verwendet, was die im Experiment beobachtete unterschiedliche Dämpfung widerspiegelt. Die Amplitude des Anregungspulses $H_P = 1$ mT ist in allen Simulationen identisch. Der Auslenkwinkel ist bei Eisen um einen Faktor 2 kleiner als bei Permalloy.

den diskutieren wir mögliche Ursachen für die geringere Signalamplitude bei den zeitaufgelösten MOKE-Messungen an Eisen.

Die Simulation der Magnetisierungsdynamik mit dem in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Programm zeigt, daß der Auslenkwinkel θ in z -Richtung für Eisen um den Faktor 2 kleiner ist als bei Permalloy, wie Abbildung 5.5 für zwei verschiedene Biasfelder darstellt. Damit läßt sich die reduzierte Signalstärke des Eisens nicht vollständig erklären. Da das Signal in den zeitaufgelösten MOKE-Messungen nicht durch den *transversalen*, sondern hauptsächlich durch den *polaren* Kerr-Effekt verursacht wird, könnten wir vermuten, daß der polare magneto-optische Kontrast für Permalloy und Eisen annähernd gleich groß ist. In quasistatischen MOKE-Messungen konnte die Amplitude des polaren magneto-optischen Effekts nicht ermittelt werden, da keine ausreichend starken Magnetfelder zu Verfügung

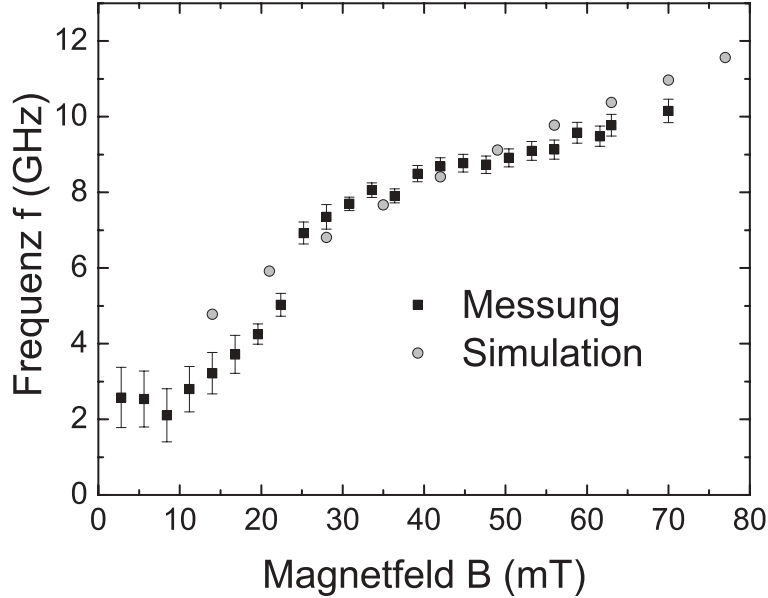


Abbildung 5.6: Die als Funktion des angelegten Magnetfelds gemessenen Oszillationsfrequenzen eines Eisen-Streifens werden mit Simulationsrechnungen verglichen.

standen, um die ferromagnetischen Filme senkrecht zur Oberfläche zu sättigen. Wir können allerdings auf Literaturangaben zurückgreifen: Die Amplitude des polaren Kerr-Effekts ist in erster Näherung proportional zur magneto-optischen Kopplungskonstante Q [MPT65]. Spektral aufgelöste Messungen der magneto-optischen Kopplungskonstante Q an Eisen- und Permalloy-Filmen mit Hilfe der Generalisierten Magneto-optischen Ellipsometrie [NRK⁺03] zeigten, daß der Unterschied der Kopplungskonstanten von Eisen und Permalloy bei der Wellenlänge $\lambda = 800$ nm, mit der die zeitaufgelösten MOKE-Messungen durchgeführt wurden, sogar noch größer ist, als bei der für quasistatische MOKE-Messungen verwendeten Laserwellenlänge von $\lambda = 635$ nm. Für $\lambda = 635$ nm ist der Realteil von Q bei Eisen um den Faktor 2,5 größer, für $\lambda = 800$ nm um den Faktor 4. Da sich die unterschiedlichen Signalstärken also nicht aus den magneto-optischen Eigenschaften der Materialien erklären lassen, müssen wir davon ausgehen, daß die im Experiment beobachtete Auslenkung der Magnetisierung des Eisen-Streifens kleiner ist, als durch das verwendete Simulationsprogramm vorhergesagt wird.

Über das Anpassen einer gedämpften Sinusschwingung wurde auch bei den Pump-Probe-Messungen an Eisen die Oszillationsfrequenz bestimmt. Zum Vergleich wurden Simulationsrechnungen mit den typischen Materialparametern für

Eisen ($M_S = 2,136$ T, $\alpha = 0,05$) durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt den Vergleich zwischen den Messungen und der Simulation. Speziell die bei Biasfeldern unter 25 mT aus den Messungen bestimmten Oszillationsfrequenzen sind mit großen Fehlerbalken behaftet, da aufgrund der Dämpfung keine vollständige Oszillation stattfand. Anders als bei den Messungen an Permalloy unterscheidet sich das Verhalten des Eisen-Streifens deutlich von der Simulation, insbesondere ist der Anstieg der Resonanzfrequenz mit steigendem Biasfeld deutlich flacher. Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen der Simulation von den Messungen liegt in einer zusätzlichen Anisotropie des Eisenfilms: Im kristallinen Zustand besitzt Eisen eine uniaxiale Anisotropie mit einer Anisotropiekonstante $K_{uni} = 48000 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$. Der vorliegende Film ist polykristallin. So kann zwar vermutet werden, daß die Kristallachsen der einzelnen Kristallite isotrop angeordnet sind. In einzelnen Kristalliten wird die Anisotropie aber wirksam sein. Dies wurde in den Simulationen nicht berücksichtigt. Permalloy hingegen besitzt eine wesentlich kleinere Anisotropiekonstante $K_{uni} = 100 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$, so daß die Simulation ohne Berücksichtigung der willkürlich verteilten lokalen Anisotropie eine gute Übereinstimmung mit den Messungen lieferte.

5.1.2 Messungen mit Doppelpulsen

Um den Effekt von zwei aufeinanderfolgenden Magnetfeldpulsen auf die Magnetisierungsdynamik zu untersuchen, wurde der Versuchsaufbau dahingehend verändert, daß das Ende der Photoschalter-Probe nicht mehr mit einem Oszilloskop (entsprechend einem reflexionsarmen Abschluß mit 50 Ohm) verbunden, sondern über einen Kurzschlußstecker abgeschlossen wurde. Am Kurzschluß wird der Spannungspuls, der im Photoschalter erzeugt wurde, reflektiert und ändert dabei sein Vorzeichen. Zugleich ändert sich allerdings auch die Ausbreitungsrichtung des Pulses. Somit wird die Magnetisierung der Probe nach einer Verzögerung Δt von einem zweiten Magnetfeldpuls mit identischem Vorzeichen [CKS00] angeregt. In Abbildung 5.7 sind Pump-Probe-Messungen an einem Permalloy-Streifen gezeigt, in denen die Probe mit einem Kurzschlußstecker abgeschlossen ist. Der reflektierte Spannungspuls erreicht den ferromagnetischen Streifen nach einer Verzögerungszeit von $\Delta t \approx 400$ ps. Für ein Biasfeld von 23,8 mT (dargestellt mit schwarzen Quadraten) wird dadurch die Magnetisierungsozillation nach eineinhalb Perioden stark gedämpft. Schon für geringfügig höhere (dargestellt durch Kreuze) oder niedrigere (dargestellt durch offene Kreise) Biasfelder ist diese Unterdrückung der Oszillation nicht mehr zu beobachten. Das besondere Verhalten der Magnetisierung beim Biasfeld von 23,8 mT erklären wir dadurch, daß die Resonanzfrequenz des Permalloy-Streifens gerade so groß ist, daß der zweite Magnetfeldpuls eintrifft, wenn die Magnetisierung eineinhalb Perioden ihrer Oszillation durchlaufen hat. Der zweite Magnetfeldpuls erzeugt ein Drehmoment, daß der Präzessionsbewegung der Magnetisierung gerade entgegengerichtet ist. Die Magnetisierungsozillation wird dadurch stark gedämpft. Für geringfügig

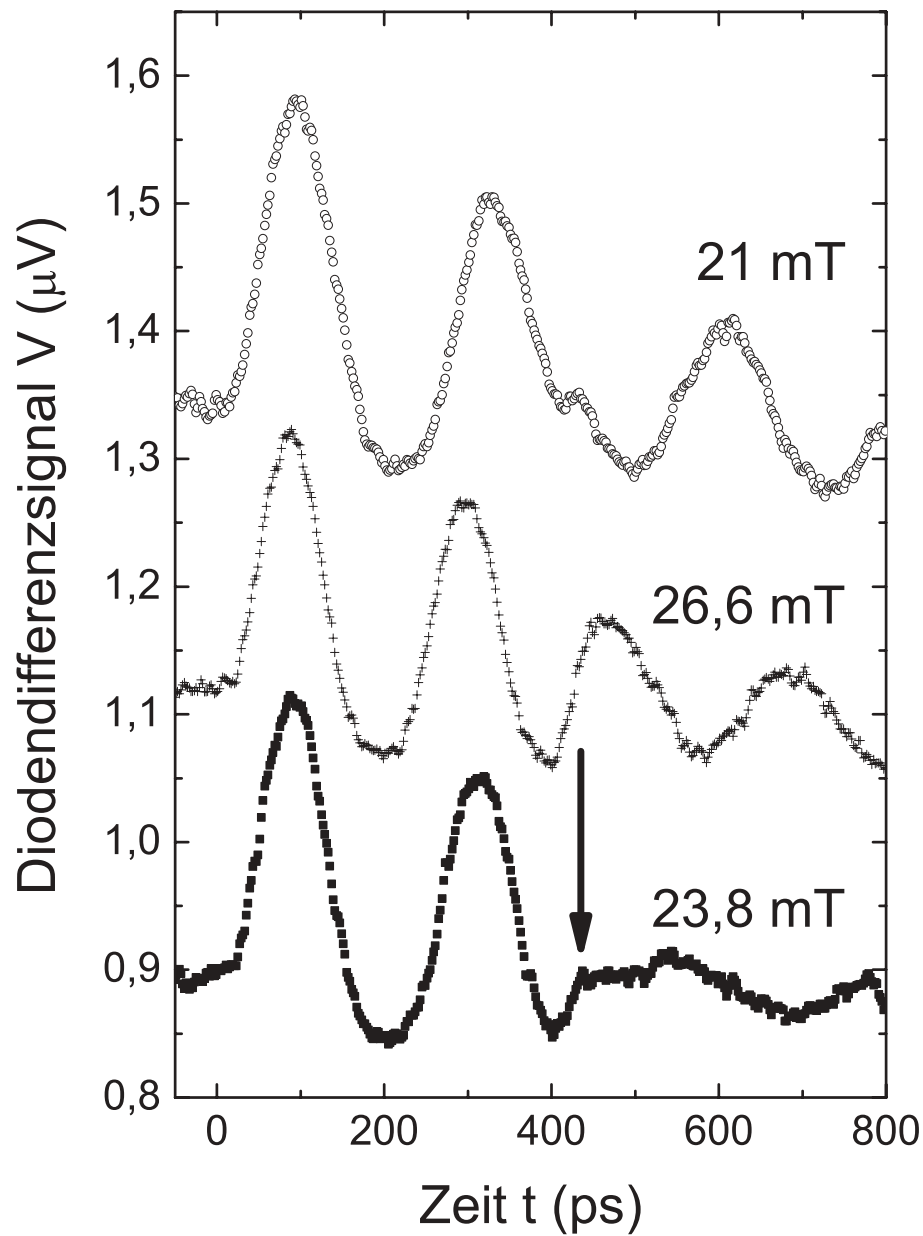


Abbildung 5.7: Pump-Probe-Messungen bei verschiedenen Biasfeldern an einem Permalloy-Streifen. Die Mikrostreifenleitung ist mit einem Kurzschlußstecker abgeschlossen, an dem der Spannungspuls reflektiert wird. Nach 400 ps trifft somit ein zweiter Magnetfeldpuls auf die Probe und beeinflusst die Magnetisierungsdynamik. Die Kurven wurden vertikal gegeneinander verschoben, um die Übersicht zu verbessern.

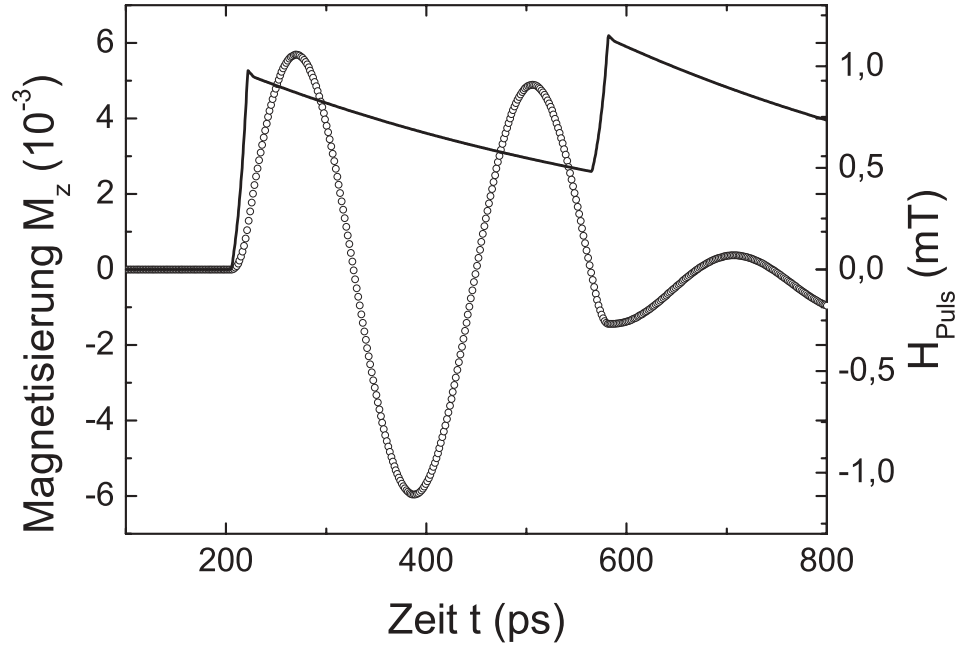


Abbildung 5.8: Simulation des Einflusses von Doppelpulsen auf die Magnetisierungsdynamik eines Permalloy-Films. Die z -Komponente der Magnetisierung wird als Funktion der Zeit dargestellt (offene Kreise). Die Magnetisierungsoszillation wird nach eineinhalb Perioden stark gedämpft. Der Anregungspuls (schwarze Linie) ist aus zwei Pulsen mit 12 ps Anstiegszeit und 500 ps Abklingzeit geformt. Die Spitzen haben einen Abstand von 360 ps, und die Amplitude des zweiten Pulses beträgt 70% des ersten Pulses.

abweichende Resonanzfrequenzen kann dieser Effekt nicht beobachtet werden, da die Magnetisierung bei Anregung durch den zweiten Magnetfeldpuls nicht beim Eineinhalbfachen einer Oszillationsperiode steht und im Raum anders orientiert ist.

Der Einfluß von zwei aufeinanderfolgenden Pulsen wurde auch im Rahmen der Simulationsrechnungen untersucht und ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Anregungspuls wurde zusammengesetzt aus zwei Pulsen mit einer Anstiegszeit von 12 ps und einer Zerfallszeit von 500 ps. Der zweite Puls wurde gegenüber dem ersten um 360 ps verzögert. Die Amplitude des zweiten Pulses wurde auf 70% des ersten Pulses gesetzt, um die Dämpfung innerhalb der Mikrostreifenleitung zu berücksichtigen. Die so simulierte Pulsform entspricht der Überlagerung eines Photoschalterpulses mit seiner Reflexion am Kurzschlußstecker. Ein Bias-

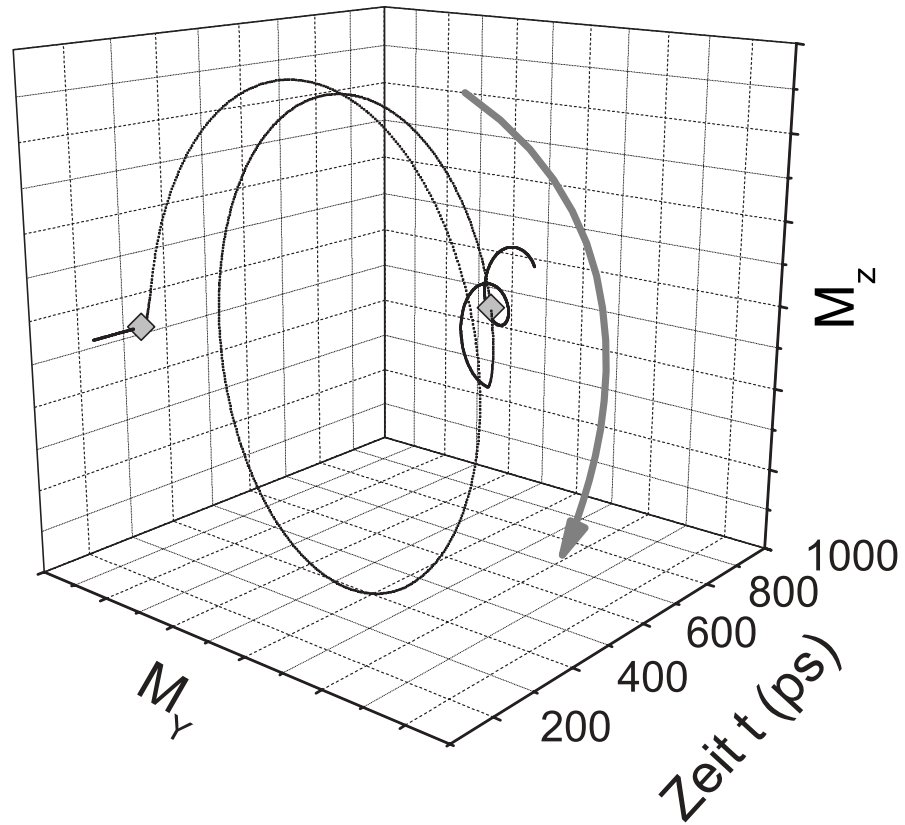


Abbildung 5.9: Dreidimensionale Darstellung der Magnetisierungsdynamik aus der Simulationsrechnung in Abbildung 5.8. Hier werden die y - und z -Komponenten der Magnetisierung als Funktion der Zeit dargestellt. Die Zeitpunkte, an denen die Spitzen der Magnetfeldpulse den Ferromagneten treffen, sind hier durch die grauen Rauten dargestellt.

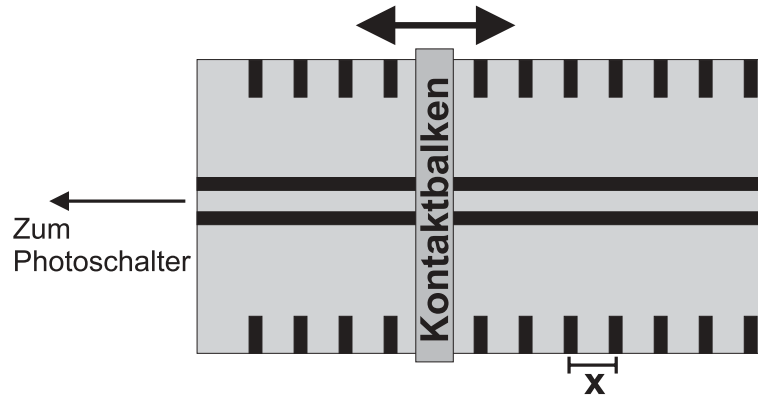


Abbildung 5.10: Ein koplanarer Wellenleiter als variabler Kurzschlußstecker: Die bei der Photolithographie auf den Masseflächen definierten Markierungen ermöglichen die genaue Platzierung eines metallischen Kontaktbalkens, der den Wellenleiter kurzschließt und so die Reflexion eines Strompulses nach einer einstellbaren Verzögerungszeit ermöglicht.

Magnetfeld von $H_{Bias} = 22,4$ mT wird entlang der x -Achse angelegt. Abbildung 5.8 zeigt die z -Komponente der Magnetisierung als Funktion der Zeit sowie die in der Simulation verwendete Pulsform. Wie in der Messung zeigt sich auch in der Simulation, daß die Magnetisierungssoszillation nach eineinhalb Perioden durch einen zweiten Magnetfeldpuls stark gedämpft werden kann. Die räumliche Bewegung des Magnetisierungsvektors wird in Abbildung 5.9 dargestellt. Dazu werden die Magnetisierungskomponenten M_y und M_z als Funktion der Zeit aufgetragen. Der Magnetisierungsvektor führt eine spiralförmige Bewegung im Uhrzeigersinn durch, wie hier durch den grauen Pfeil verdeutlicht ist. Nach eineinhalb Umdrehungen mit großem Öffnungswinkel wird die spiralförmige Bewegung durch den zweiten Magnetfeldpuls abrupt gebremst, der Öffnungswinkel der Spiralbewegung wird deutlich kleiner.

Durch eine genaue Wahl der Pulsparameter läßt sich die Magnetisierungsdynamik also gezielt anregen und unterdrücken. Eine sehr gute Kontrolle der Pulsparameter ist durch eine Kombination von zwei Photoschaltern möglich, wie Gerrits und Mitarbeiter bereits erfolgreich demonstrieren konnten [GvdBH⁺02]. Alternativ schlagen wir vor, unseren Meßaufbau wie folgt zu verändern: Ein Kurzschlußstecker mit variabler Länge würde es ermöglichen, die Verzögerung zwischen den Magnetfeldpulsen gezielt einzustellen. Er kann über einen koplanaren Wellenleiter auf einem dielektrischen Substrat realisiert werden, auf dem sich ein verschiebbarer Kontaktbalken befindet. Abbildung 5.10 zeigt eine schematische Darstellung dieses Wellenleiters: Die Markierungen im Abstand von $x = 1$ mm dienen zur Positionierung des Kontaktbalkens. Die Verzögerung zwischen dem Photoschalterpuls und seiner Reflexion am Kontaktbalken ließe sich so mit einer Genauigkeit von $\Delta t = \frac{2x\sqrt{\epsilon_{eff}}}{c} \approx 15$ ps einstellen.

5.1.3 Messungen an periodischen Gittern aus Eisendrähten

Um den Einfluß der Formanisotropie auf die Magnetisierungsdynamik zu untersuchen, wurde eine Probe präpariert, die ein periodisches Gitter aus Eisendrähten enthielt. Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, wurde das periodische Gitter mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops definiert. Es besteht aus Eisendrähten mit einer Länge von jeweils $48\text{ }\mu\text{m}$, einer Breite von $1\text{ }\mu\text{m}$ und einer Dicke von 35 nm . Abbildung 5.11 zeigt zeitaufgelöste MOKE-Messungen an diesem periodischen Gitter für verschiedene angelegte Magnetfelder, Abbildung 5.12 die daraus ermittelten Oszillationsfrequenzen. Das Biasfeld war dabei in Richtung der langen Achse der Drähte angelegt. Das gepulste Magnetfeld wirkte quer dazu.

Im Vergleich zu den Messungen am Eisen-Streifen zeigen die Eisendrähte eine deutlich höhere Resonanzfrequenz sowie eine geringere Dämpfung der Oszillationen. Auch die Änderung der Resonanzfrequenz bei Variation des angelegten Magnetfelds ist sehr gering. Die Erhöhung der Resonanzfrequenz lässt sich durch die Formanisotropie erklären: In quasistatischen Hysteresemessungen entlang der kurzen Achse der Drähte ist ein ausgeprägtes Hart-Achsen-Verhalten zu beobachten, wie Abbildung 5.13 zeigt. Zur Sättigung der Magnetisierung entlang der kurzen Draht-Achse ist ein äußeres Magnetfeld von etwa 100 mT erforderlich. Entlang der kurzen Drahtachse wirkt also aufgrund der Formanisotropie ein magnetostatisches Anisotropiefeld von $H_{ani} = -100\text{ mT}$, wenn die Magnetisierung entlang der kurzen Achse ausgerichtet ist.

Dieses Anisotropiefeld kann in der Simulation über einen Entmagnetisierungsfaktor berücksichtigt werden. Ist die kurze Drahtachse parallel zur y -Achse, so wirkt bei einem Entmagnetisierungsfaktor $N_y = 0,05$ ein effektives Anisotropiefeld $H_{Ani} = -0,05 \cdot M_S = -0,05 \cdot 2,136\text{ T} \approx -100\text{ mT}$. Dies ist eine Vereinfachung, da die Magnetisierung im Eisendraht nicht homogen ist. Besonders an den Ecken des Drahtes weichen die Magnetisierung und das Anisotropiefeld lokal von dieser Näherung ab. In Abbildung 5.14 werden die simulierten Resonanzfrequenzen für Entmagnetisierungsfaktoren von $N_y = 0,05$ und $N_y = 0,1$ mit den an den Eisendrähten gemessenen Resonanzfrequenzen verglichen. Demnach liegen die gemessenen Resonanzfrequenzen in der gleichen Groenordnung wie die Simulationsergebnisse für $N_y = 0,05$. Wie bei den Messungen am Eisen-Streifen verläuft der Anstieg der Resonanzfrequenz mit steigendem Bias-Magnetfeld deutlich flacher als in den Simulationen. Auch hier können wir vermuten, daß die Kristallanisotropie im polykristallinen Eisen die Magnetisierungsdynamik beeinflusst.

Aus Abbildung 5.12 ist zu ersehen, daß durch die Strukturierung des Eisens in Form von Drähten mit $1\text{ }\mu\text{m}$ Breite die Resonanzfrequenz um einen Faktor 2 erhöht wird. ber die Formanisotropie lässt sich demnach das dynamische Verhalten von ferromagnetischen Mikro- und Nanostrukturen gezielt beeinflussen. Dies kann bei der Herstellung von ferromagnetischen oder hybriden Bauelementen ausgenutzt werden, um die Magnetisierungsdynamik des Bauelements an die

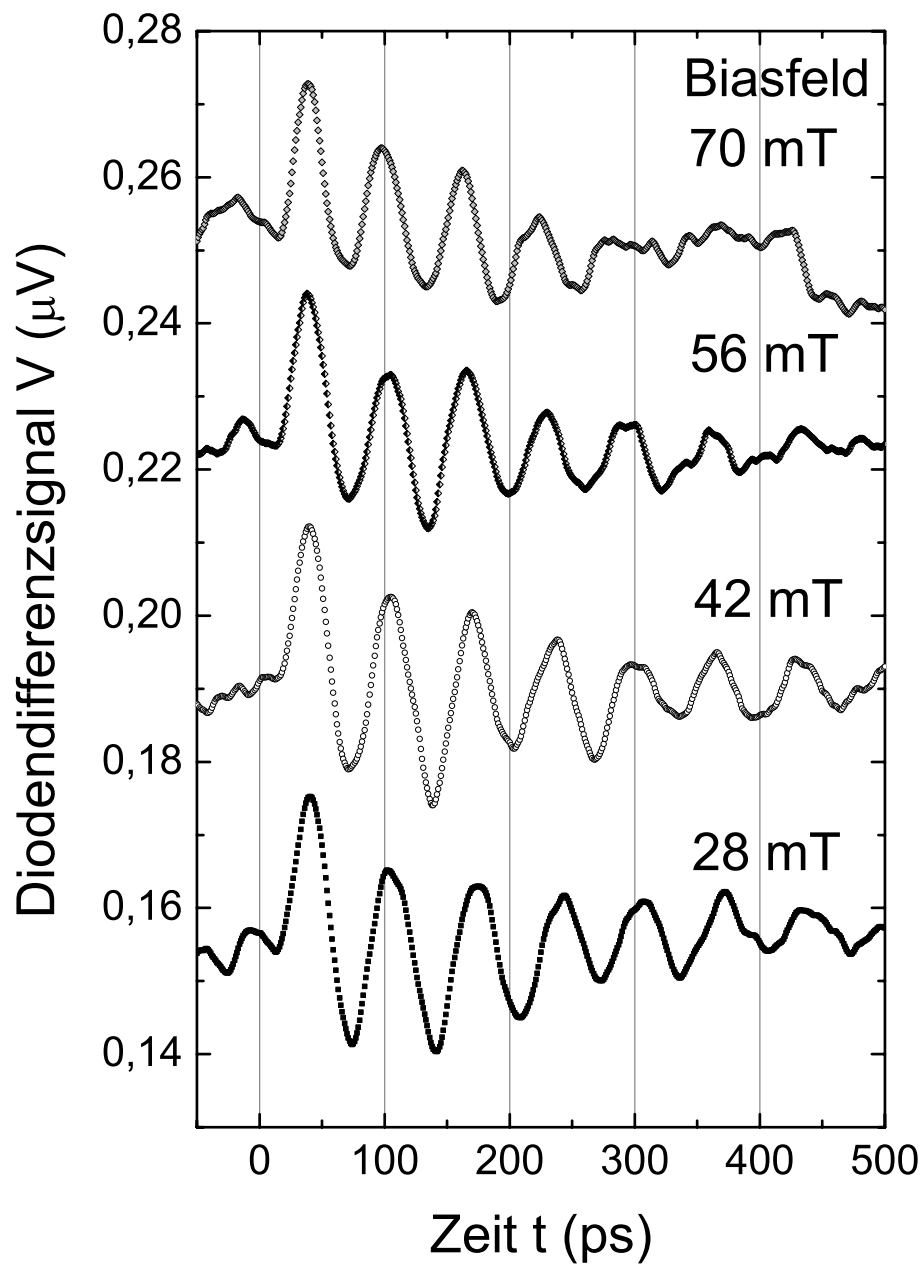


Abbildung 5.11: Zeitaufgelöste MOKE-Messungen an einem periodischen Gitter aus Eisendrähten mit $1\ \mu\text{m}$ Breite bei vier verschiedenen angelegten Magnetfeldern.

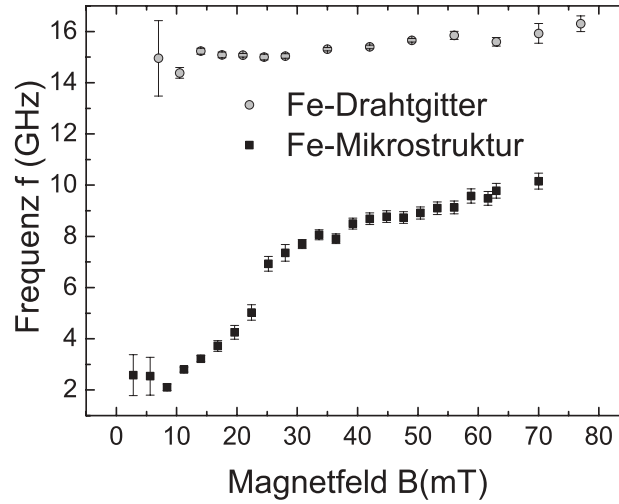


Abbildung 5.12: Die gemessenen Resonanzfrequenzen des Eisen-Streifens als Funktion des Biasfeldes werden verglichen mit denen der Eisen-Drähte.

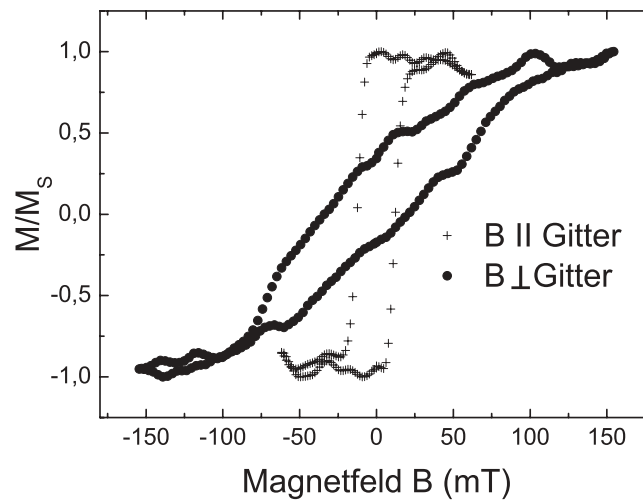


Abbildung 5.13: Die quasistatischen Hysteresekurven des periodischen Gitters aus 35 nm dicken, 48 μm langen und 1 μm breiten Fe-Drähten auf der Verjüngung der Photoschalterprobe. Sie wurden mittels des transversalen Kerr-Effekts entlang der kurzen ($B \perp$ Gitter) und langen ($B \parallel$ Gitter) Achsen der Drähte gemessen.

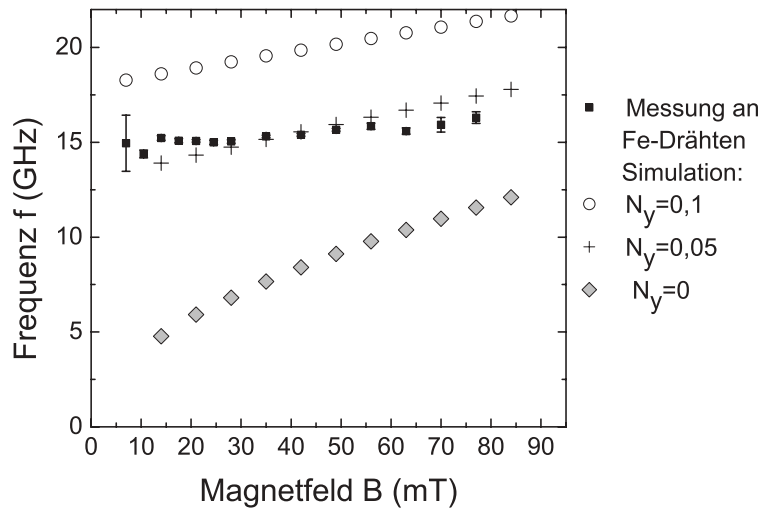


Abbildung 5.14: Der Effekt der Anisotropie in der xy -Ebene auf die Resonanzfrequenz wird für Fe ($M_S = 2,136$ T, $\alpha = 0,05$) simuliert und mit den an Eisen-Drähten gemessenen Resonanzfrequenzen verglichen. Für die Simulation werden Entmagnetisierungsfaktoren N_y entlang der y -Richtung von 0,05 und 0,1 benutzt. Zum Vergleich wird auch eine Simulation ohne Anisotropie ($N_y = 0$) durchgeführt.

Anwendung anzupassen.

5.2 Messungen mit dem PIMM

5.2.1 Messungen an ausgedehnten Permalloy-Filmen

Mit dem Agilent-Oszilloskop wurden PIMM-Messungen in Doppel-Transmission (siehe Abschnitt 4.2.4) an einem 50 nm dicken, gesputterten Permalloy-Film auf einem Glassubstrat durchgeführt. Die Verwendung eines wassergekühlten Elektromagneten erlaubte es, Biasfelder in Richtung des Wellenleiters von bis zu 100 mT anzulegen. Das senkrecht zum Biasfeld in der Filmebene ausgerichtete Sättigungsfeld wurde durch ein Helmholtz-Spulenpaar erzeugt und war mit 8 mT so stark, daß der Permalloy-Film in der Filmebene senkrecht zum Wellenleiter vollständig gesättigt werden konnte.

Im Experiment führte das Oszilloskop dabei in jeder Feldkonfiguration eine Mittelung über 200 Wellenformen durch. Da das Sampling-Oszilloskop pro Wellenform nur einen Datenpunkt aufnehmen kann und sich die Wellenform aus insgesamt 512 Datenpunkten zusammensetzt, wird intern bereits über $512 \cdot 200 \approx 10^5$ Wellenformen gemittelt. Die Differenz der gemittelten Wellenformen wurde im PC ermittelt und gespeichert. Die so bestimmte Differenz der Wellenformen, die das induzierte Signal enthält, wird für 100 Durchläufe der gekreuzten Feldkonfigurationen aufaddiert und durch die Anzahl der Durchläufe geteilt, um das Signal-Rausch-Verhältnis des induzierten Signals zu verbessern. Insgesamt erfolgt also eine Mittelung über $2 \cdot 10^7$ Wellenformen. Da das Oszilloskop eine Sampling-Rate¹ von 40 kHz besitzt, liegt die erforderliche Meßzeit bei mindestens $t = 2 \cdot 10^7 / 40 \text{ kHz} = 500 \text{ s}$. Durch das erforderliche Umschalten der Magnetfelder und die für das Auslesen des Oszilloskops benötigte Zeitspanne verdoppelt sich die tatsächliche Meßzeit auf etwa 16 Minuten pro Biasfeld. Abbildung 5.15 zeigt das PIMM-Signal des Permalloy-Films bei einem Biasfeld von 3,5 mT. Die maximale Signalamplitude beträgt 1 mV, ist also um einen Faktor $250 \approx 2^8$ kleiner als die Spannungsstufe des TDR-Moduls mit 250 mV Amplitude. Die Rauschspannung liegt bei etwa 10 μV , das Signal-Rausch-Verhältnis also bei etwa 100:1. Beim Vergleich dieser Amplituden wird deutlich, daß die hohe Spannungs-Auflösung des Sampling-Oszilloskops essentiell für die Durchführung von PIMM-Messungen ist. Da das PIMM-Signal aus der Differenz der Wellenformen in den verschiedenen Feldkonfigurationen gebildet wird, muß das Oszilloskop so ausgesteuert werden, daß die Spannungsstufe von 250 mV detektiert werden kann, ohne daß der Eingang übersteuert wird. Für eine Spannungsstufe von $U_{\text{Step}} = 250 \text{ mV}$ beträgt die

¹Die Samplingrate beschreibt den Kehrwert der Zeit, den das Oszilloskop benötigt, um einen Datenpunkt einer Wellenform aufzunehmen.

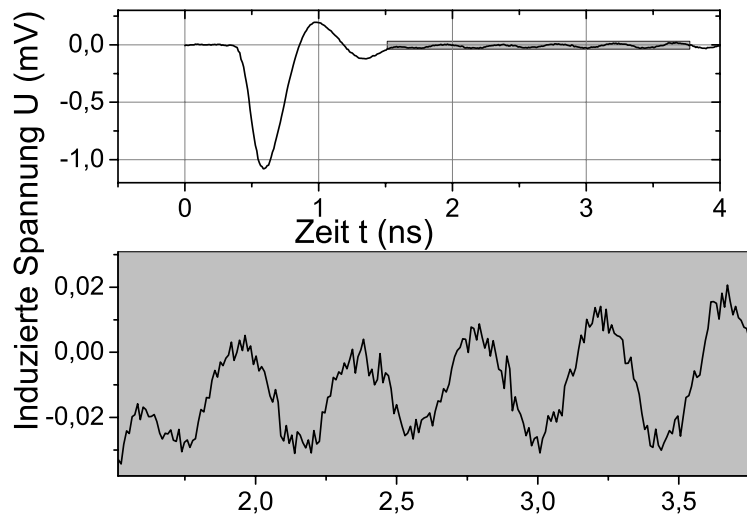


Abbildung 5.15: PIMM-Signal eines 50 nm dicken Permalloy-Films bei einem Biasfeld von 3,5 mT: Die Ausschnittvergrößerung zeigt deutlich eine zusätzliche Oszillation, lange nachdem die durch den Anregungspuls erzeugte gedämpfte Oszillation abgeklungen ist.

bei 16 bit Auflösung erreichbare Spannungs-Auflösung:

$$\Delta U = \frac{250 \text{ mV}}{2^{15}} \approx 8 \text{ } \mu\text{V}. \quad (5.1)$$

Die in Abbildung 5.15 detektierte Rauschspannung liegt also bereits in der Größenordnung der Spannungs-Auflösung des Sampling-Oszilloskops.

Abbildung 5.16 zeigt, daß sich bei höheren Biasfeldern im PIMM-Meßaufbau eine Schwebung ausbildet. Um die Ursache dieser Schwebung zu untersuchen, haben wir eine numerische Fourier-Transformation des PIMM-Signal durchgeführt. In Abbildung 5.17 erkennt man im Fourier-transformierten Signal deutlich zwei Komponenten unterschiedlicher Frequenz: Während sich eine Komponente mit wachsendem Biasfeld zu höheren Frequenzen hin verschiebt, bleibt die andere konstant bei einer Frequenz von 2,2 GHz. Wie Abbildung 5.15 zeigt, beobachten wir diese Komponente bei kleinen angelegten Biasfeldern nach Abklingen der gedämpften Magnetisierungsoszillation auch im Zeitbereich. Im vergrößerten Ausschnitt ist eine Oszillation mit kleiner und konstanter Amplitude und einer Frequenz $f_{osz} = 2,2 \text{ GHz}$ zu erkennen. Da diese Oszillation im Differenz-Meßverfahren nicht unterdrückt wird, ist davon auszugehen, daß sie wie das eigentliche PIMM-Signal durch eine Oszillation der Magnetisierungskomponente M_y verursacht wird. Die Ursache liegt vermutlich in einer Resonanz des verwendeten Wellenleiters. Der Frequenzgang des Wellenleiters in Abbildung 5.18

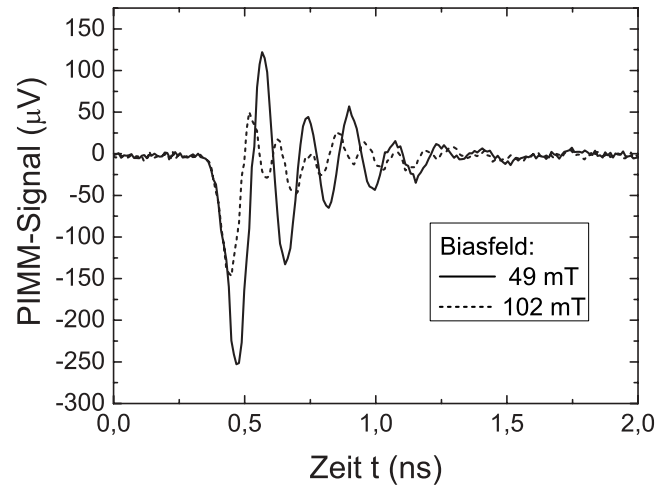


Abbildung 5.16: PIMM-Signale eines 50 nm dicken Permalloyfilms für zwei verschiedene Biasfelder: In beiden Messungen ist deutlich eine Schwebung erkennbar, die die gedämpfte Sinusschwingung überlagert.

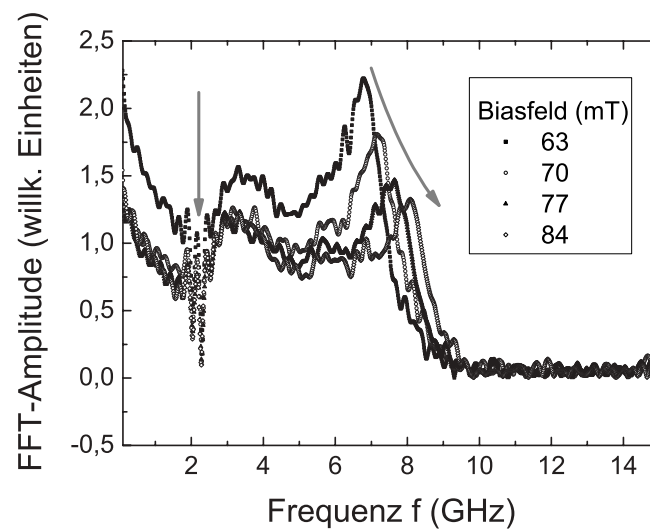


Abbildung 5.17: Numerische Fouriertransformation von PIMM-Messungen bei vier verschiedenen, hohen Biasfeldern: Deutlich erkennbar ist die Resonanzfrequenz des Ferromagneten, die mit steigendem Biasfeld zunimmt, und die konstante Resonanzfrequenz des Wellenleiters.

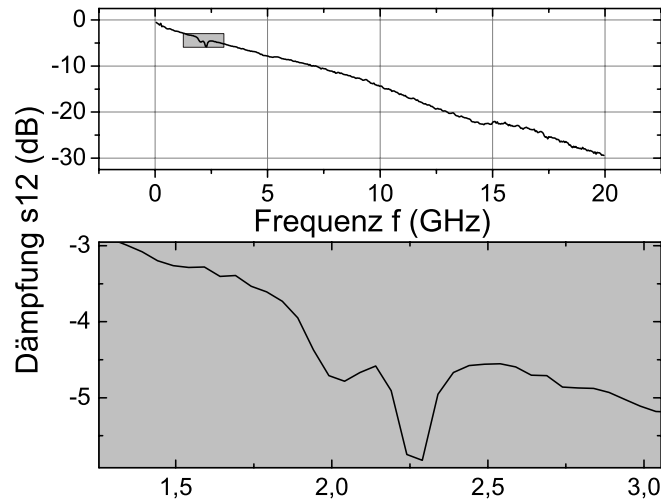


Abbildung 5.18: Frequenzgang des im PIMM-Aufbau verwendeten koplanaren Wellenleiters, gemessen mit einem Netzwerkanalysator: Bei einer Frequenz von 2,2 GHz ist in der Ausschnittvergrößerung deutlich eine scharfe Absorptionslinie zu erkennen.

zeigt tatsächlich eine deutlich erkennbare Absorptionslinie bei einer Frequenz von 2,2 GHz. Wir vermuten, daß es durch Stoßstellen an den SMP-Steckern, mit denen der Wellenleiter kontaktiert wird, zu einer teilweisen Reflexion der Spannungsstufe kommt, und daß sich im Wellenleiter eine stehende Welle aufbaut. Der Wellenleiter wird so zu einem Mikrowellenresonator. Die Resonanzfrequenz f_{Res} der stehenden Welle ist durch die Länge des Resonators definiert:

$$f_{Res} = \frac{v}{\lambda} = \frac{c}{\lambda \sqrt{\epsilon_{eff}}} = \frac{c}{2l \sqrt{\epsilon_{eff}}}. \quad (5.2)$$

Dabei ist c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, ϵ_{eff} der effektive Brechungsindex des Wellenleiters und l die Resonatorlänge. Es wird davon ausgegangen, daß die Stoßstellen an den Enden des Wellenleiters Knotenpunkte der Resonatormode darstellen und somit eine halbe Wellenlänge in den Resonator paßt. Der effektive Brechungsindex für das verwendete dielektrische Substrat beträgt $\epsilon_{eff} = 5,802$. Mit einer Länge des koplanaren Wellenleiters von $l = 2,8$ cm ergibt sich eine Resonanzfrequenz $f_{Res} = 2,224$ GHz, was hervorragend mit den im Zeit- und Frequenzbereich durchgeführten Messungen übereinstimmt. Die Magnetisierung führt also eine erzwungene Schwingung mit der Frequenz der Resonatormode aus, die der gedämpften freien Schwingung, die durch die Spannungsstufe ausgelöst wird, überlagert ist. Um diesen Resonatoreffekt zu unterdrücken, muß der Übergang vom Mikrowellenkabel zum koplanaren Wellenleiter weiter verbessert

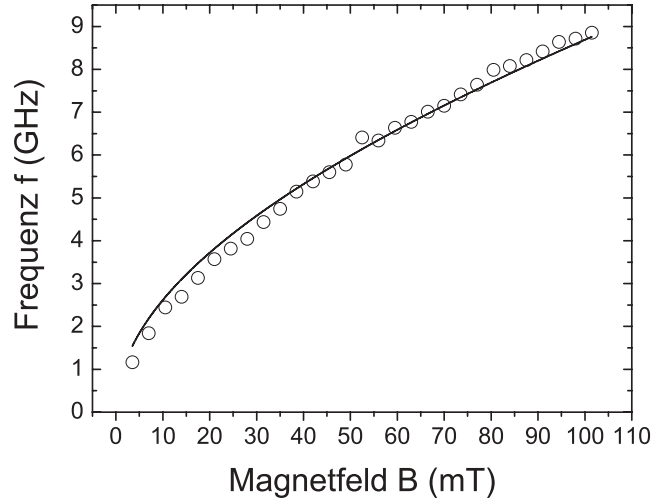


Abbildung 5.19: Resonanzfrequenz des 50 nm dicken Permalloy-Films bestimmt durch numerische Fourier-Transformation des PIMM-Signals. An die Meßdaten wird die isotrope Kittel-Formel angepaßt. Der einzige freie Parameter ist die Sättigungsmagnetisierung M_S . Die Anpassung liefert den Wert $M_S = 0,862 \pm 0,02$ Tesla.

werden. Dazu könnten an Stelle der angelöteten SMP-Stecker sogenannte 'Pico-probes' verwendet werden. Dies sind Meßspitzen, die für Hochfrequenzmessungen mit bis zu 20 GHz Grenzfrequenz ausgelegt sind und einen sehr reflexionsarmen Übergang auf koplanare Wellenleiter ermöglichen. Alternativ kann die Resonanzfrequenz des koplanaren Wellenleiters in einen anderen Frequenzbereich verschoben werden, indem der Wellenleiter verkürzt oder verlängert wird.

Abbildung 5.19 zeigt die Resonanzfrequenzen des Permalloy-Films als Funktion des Biasfeldes. Wie bei den MOKE-Messungen an einem Permalloy-Streifen zeigt sich auch hier eine wurzelförmige Dispersion. Die Anpassung der isotropen Kittel-Formel an die PIMM-Daten liefert allerdings einen um 12 Prozent kleineren Wert für die Sättigungsmagnetisierung. Eine der möglichen Ursachen für die unterschiedlichen Werte ist der störende Einfluß der Wellenleiterresonanz, der die Auswertung der Meßdaten erschwert. Auf weitere Unterschiede der Messungen wird in Abschnitt 5.5 eingegangen.

Wie für die zeitaufgelösten MOKE-Messungen wurde im Rahmen dieser Arbeit auch für die PIMM-Messungen die Signalamplitude als Funktion des Biasfeldes mit Simulationsrechnungen verglichen. Dabei haben wir bei der Simulation numerisch die Ableitung $\frac{dM_y}{dt}$ der Magnetisierungskomponente M_y gebildet. Wie

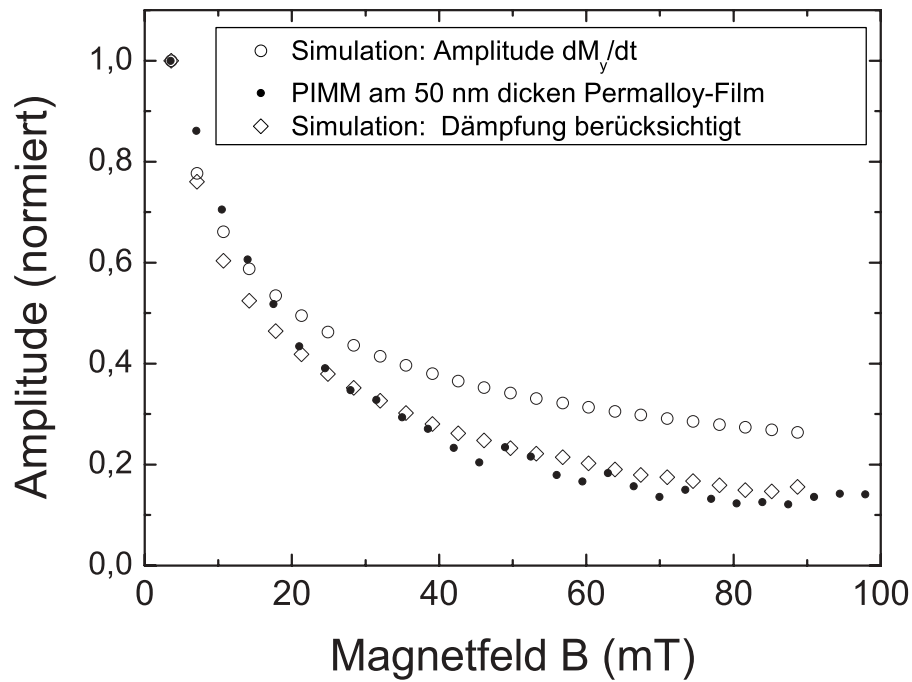


Abbildung 5.20: Die Amplitude der Ableitung der Magnetisierungskomponente M_y , die aus einer Simulation gewonnen wurde, wird mit der Amplitude des PIMM-Signals eines 50 nm dicken Permalloy-Films verglichen. Dabei ist zu beobachten, daß die Amplitude des gemessenen Signals mit steigendem Magnetfeld und damit steigender Resonanzfrequenz deutlich steiler abfällt als die Amplitude der simulierten Oszillation. Wird bei der Simulation zusätzlich die Dämpfung im Wellenleiter berücksichtigt, liegen die simulierten Werte dagegen dicht an den gemessenen Werten.

Abbildung 5.20 zeigt, fällt die simulierte Amplitude² $\frac{dM_y}{dt}$ als Funktion des Biasfeldes deutlich langsamer ab als das PIMM-Signal. Diese Diskrepanz läßt sich erklären, indem wir berücksichtigen, daß das induzierte PIMM-Signal ausgehend vom ferromagnetischen Film über den Wellenleiter und die Anschlußkabel zum Oszilloskop läuft. Also wird es, abhängig von seiner Frequenz, im Wellenleiter gedämpft. Die Dämpfung nimmt mit steigender Frequenz zu, wie Abbildung 5.18 bereits gezeigt hat. Um die Simulation an die Meßergebnisse anzupassen, wurde daher die Dämpfung im Wellenleiter durch eine Ausgleichsgerade angenähert und bei der Berechnung der Amplitude der simulierten Ableitung $\frac{dM_y}{dt}$ als Funktion ihrer Oszillationsfrequenz berücksichtigt. Hierbei wurde die Hälfte der Dämpfung des Wellenleiters angenommen, da das induzierte Signal ja erst im Wellenleiter entsteht und nicht die volle Länge durchlaufen muß. Die so korrigierten Amplitudenwerte stimmen sehr gut mit den Meßwerten überein. Diese Dämpfung des Magnetisierungssignals tritt im optischen Meßverfahren nicht auf, da mit dem MOKE das Signal direkt am Ort der Probe detektiert wird.

5.2.2 Messungen an Mikrostrukturen: Analyse der Signalstärken im PIMM

Während die Untersuchung von ausgedehnten ferromagnetischen Filmen mit dem PIMM in den vergangenen Jahren in mehreren Forschungsgruppen erfolgreich durchgeführt wurde, sind bisher nur wenige Messungen an mikrostrukturierten Proben veröffentlicht worden [CCP03]. Um die Eignung des PIMM für die Untersuchung von Mikrostrukturen zu untersuchen, wurden an der in Abschnitt 3.7 vorgestellten Probe PIMM-Messungen in Doppeltransmission durchgeführt. Die Probe besteht aus einem koplanaren Wellenleiter auf GaAs-Substrat, auf dessen 30 μm breiter Verjüngung drei rechteckige Permalloy-Mikrostrukturen mit Kantenlängen von je 25 μm mal 50 μm aufgebracht wurden. Für die Messungen wurde der koplanare Wellenleiter in die Hochfrequenz-Halterung für Mikrostreifenleitungen eingebaut. Die Masseleitungen des koplanaren Wellenleiters wurden über elektrisch leitende Klebestreifen kontaktiert. Aufgrund dieser nicht idealen Kontaktierung der Probe und der Ohm'schen Verluste im Innenleiter ist die Dämpfung vor allem bei niedrigen Frequenzen deutlich größer als bei den koplanaren Wellenleitern auf Basis von kupferkaschierten Substraten, wie die Frequenzgang-Messung in Abbildung 5.21 belegt. Der Frequenzgang zeigt außerdem bei etwa 10 GHz eine ausgeprägte Absorptionslinie.

Abbildung 5.22 zeigt exemplarisch zwei PIMM-Messungen an dieser Probe: Bei der oberen PIMM-Messung in Doppeltransmission wurde das transmittierte Signal direkt am offenen SMA-Stecker der Hochfrequenz-Halterung reflektiert, so daß im detektierten Signal eine Überlagerung des direkt zum Oszilloskop laufenden und des doppelt transmittierten induzierten Signals zu erkennen ist. Außer-

²Die Signalamplitude wird über die maximale Auslenkung bestimmt.

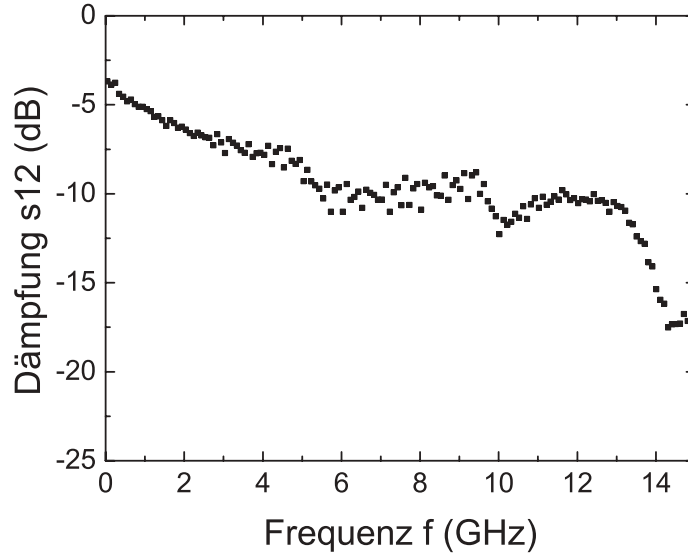


Abbildung 5.21: Frequenzgang des koplanaren Wellenleiters auf GaAs-Substrat, eingebaut in die Hochfrequenz-Halterung.

halb des in der Abbildung schraffiert dargestellten Bereichs dominiert allerdings das doppelt transmittierte Signal die Messung. Bei der unteren Messung wurde das offene Ende der Hochfrequenz-Halterung mit einem Mikrowellen-Kabel abgeschlossen, so fand die Reflexion des doppelt transmittierten Signals erst am offenen Ende dieses Kabels statt. Das Signal wurde so zeitlich vom direkt zum Oszilloskop laufenden Signal getrennt und es konnte eine gedämpfte Sinusfunktion angepaßt werden. Bei den in Abbildung 5.22 gezeigten Messungen wurden 300 Durchläufe der Messung in den gekreuzten Feldkonfigurationen durchgeführt, um ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis zu erhalten. Im direkten Vergleich mit den PIMM-Messungen an ausgedehnten Filmen bei gleichen Biasfeldern ist das induzierte Signal um einen Faktor 10 kleiner. Angesichts der verglichen mit dem Film um viele Größenordnungen geringeren Menge an ferromagnetischem Material in den Mikrostrukturen ist dieser Unterschied in der Signalstärke erstaunlich gering. Es ist daher interessant, die Parameter näher zu untersuchen, die für die Amplitude des PIMM-Signals ausschlaggebend sind:

1. Die Gesamtlänge l des untersuchten Films bzw. der Mikrostruktur auf dem Wellenleiter.
2. Die effektive Breite³ b des Films bzw. der Mikrostruktur.

³die effektive Breite b ist der Teil des Innenleiters, der mit einem ferromagnetischen Film

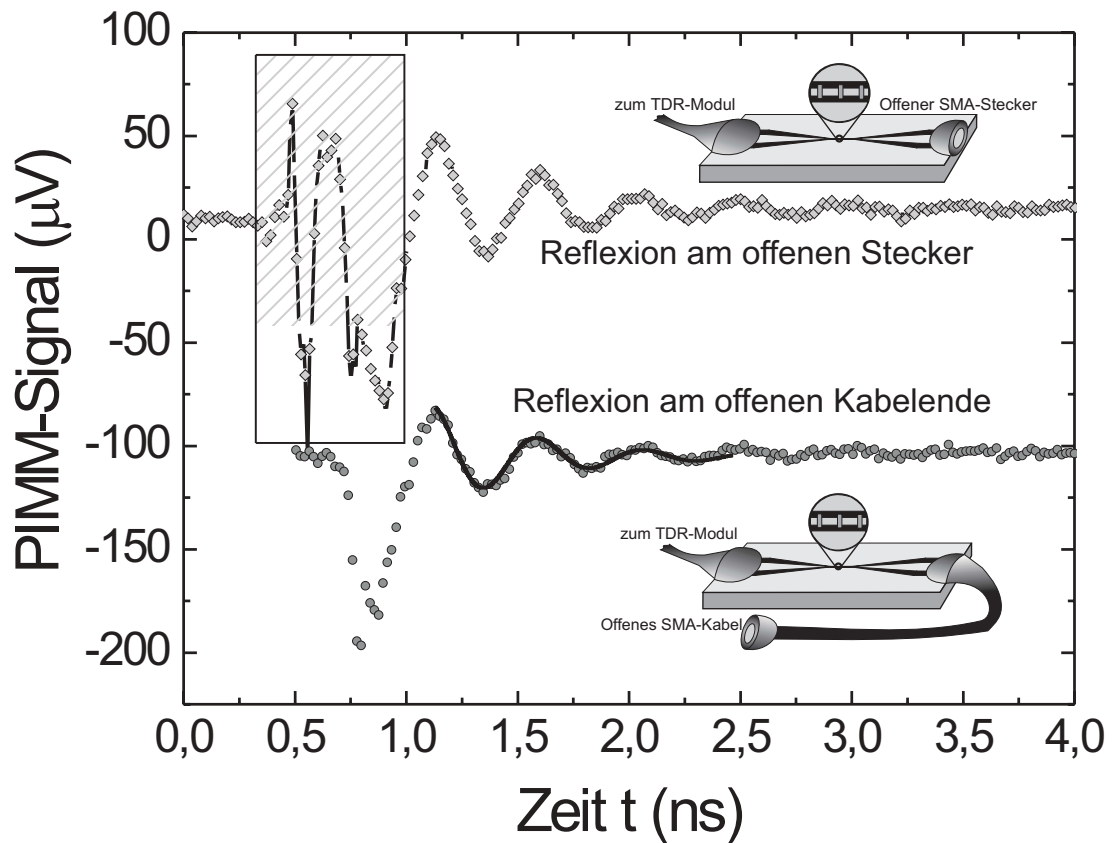


Abbildung 5.22: PIMM-Messung in Doppeltransmission an einer Probe mit Mikrostrukturen: ein koplanarer Wellenleiter mit 3 Permalloy-Rechtecken von $25\ \mu\text{m}$ mal $50\ \mu\text{m}$ auf dem Innenleiter. Die obere Kurve zeigt eine Messung, bei der die Hochfrequenz-Halterung an einem Ende offen ist: Im schraffierten Bereich ist die Überlagerung des direkt zum Oszilloskop laufenden und des am offenen Stecker der Hochfrequenzhalterung reflektierten und doppelt transmittierten Signals zu beobachten. Bei größeren Zeiten dominiert das doppelt transmittierte Signal. Die untere Kurve zeigt eine Messung, bei der die Hochfrequenz-Halterung mit einem SMA-Kabel abgeschlossen ist. Die Reflexion des doppelt transmittierten Signals findet erst am offenen Ende des Mikrowellenkabels statt, so wird das doppelt transmittierte Signal zeitlich vom direkt zum Oszilloskop laufenden Signal getrennt. Um einen Vergleich mit der oberen Kurve zu ermöglichen, wurde das Signal zeitlich verschoben.

3. Die Schichtdicke d des Films bzw. der Mikrostruktur.
4. Die Breite w des Innenleiters und damit die Empfindlichkeit des koplanaren Wellenleiters und die Feldstärke des Magnetfeldpulses H_P .
5. Der vertikale Abstand z zwischen dem untersuchten Film bzw. der Mikrostruktur und dem Innenleiter, und damit die Verlustfunktion $f(z, w)$.

Der ausgedehnte Film besitzt eine Länge von $l = 10$ mm und bedeckt den $100\text{ }\mu\text{m}$ breiten Innenleiter, die effektive Breite beträgt also $b = 100\text{ }\mu\text{m}$. Bei einer Schichtdicke $d = 50$ nm ist das untersuchte Volumen aus ferromagnetischem Material $V_{Film} = 5 \cdot 10^{-14}\text{ m}^3$. Für die drei Mikrostrukturen ist das untersuchte Volumen insgesamt $V_{Mikro} \approx 1 \cdot 10^{-16}\text{ m}^3$, also ungefähr um einen Faktor 500 kleiner.

Laut Gleichung 4.8 ist der magnetische Fluß Φ proportional zu l und b . Das durch einen Strom I über dem Innenleiter erzeugte Magnetfeld und damit die Empfindlichkeit des Wellenleiters ist dagegen gemäß Gleichung 3.8 proportional zu $\frac{1}{w}$. Bei einer gleichzeitigen Halbierung von Innenleiterbreite w und effektiver Breite b wird die geringere Ausdehnung des Ferromagneten also durch die höhere Empfindlichkeit des Wellenleiters kompensiert. Für kleine Magnetfeldpulse H_P ist die Auslenkung der Magnetisierung M_y zudem proportional zur Amplitude von H_P . In diesem Fall verdoppelt die Halbierung der Innenleiterbreite die Amplitude des Magnetfeldpulses und damit auch die Auslenkung M_y und das induzierte Signal. Für kleine Auslenkungen der Magnetisierung M_y ist die Amplitude des PIMM-Signals insgesamt also invers proportional zur Innenleiterbreite. Zusätzlich sind der Magnetfeldpuls, und damit auch die Empfindlichkeit, abhängig vom Abstand zwischen Ferromagnet und Wellenleiter:

$$V_{PIMM} \propto l \cdot b \cdot H_P^2(z, w). \quad (5.3)$$

Abbildung 5.23 zeigt die numerische Berechnung der Amplitude des Magnetfeldpulses H_P als Funktion des Abstands z für die verwendeten Innenleiterbreiten. Die Mikrostrukturen werden direkt auf dem $30\text{ }\mu\text{m}$ breiten Innenleiter des koplanaren Wellenleiters abgeschieden. Die Metallisierungsschicht ist mit einer Dicke von 200 nm dünner als die Skintiefe der elektromagnetischen Wellen im relevanten Frequenzbereich, also kann als Abstand z zwischen Ferromagnet und Wellenleiter die halbe Dicke der Metallisierungsschicht angenommen werden, d.h. $z = 100$ nm. Die Bestimmung des Abstands des ausgedehnten Permalloy-Films vom Wellenleiter ist dagegen nicht eindeutig möglich: Zum einen ist der Film mit einer etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ dicken Photolackschicht bedeckt, um einen Kurzschluß des Wellenleiters zu verhindern, wenn der Film kopfüber daraufgelegt wird. Zum anderen wurde für die Messungen an ausgedehnten Filmen ein Wellenleiter auf einem dielektrischen Substrat mit Kupferfolien verwendet. Diese Kupferfolien haben eine Dicke von

oder einer Mikrostruktur bedeckt ist. Der Teil des Films außerhalb der Innenleiterbreite trägt nicht zum PIMM-Signal bei.

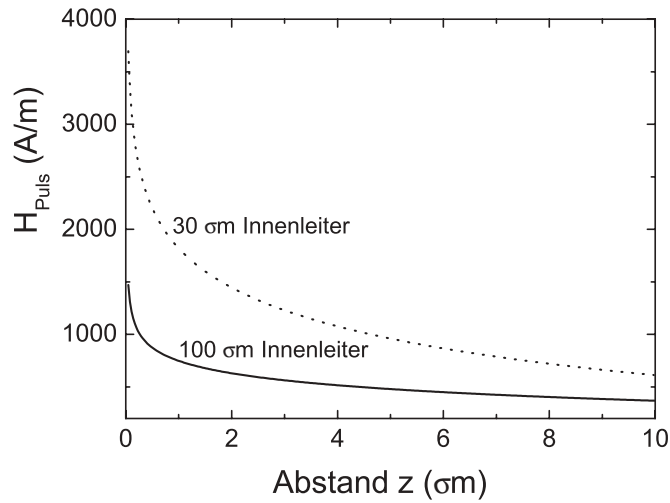


Abbildung 5.23: Numerische Berechnung des Magnetfelds H_P über der Mitte eines Wellenleiters, durch den ein Strompuls $I = 100 \text{ mA}$ fließt, als Funktion des Abstands z vom Wellenleiter. Für eine Innenleiterbreite von $w = 30 \mu\text{m}$ ist das Magnetfeld deutlich größer als für eine Breite von $w = 100 \mu\text{m}$.

$35 \mu\text{m}$. Angesichts der Frequenz der induzierten Signale von einigen GHz kann jedoch nicht die tatsächliche Dicke der Kupferfolie für die Berechnung verwendet werden, da die Skintiefe der elektromagnetischen Welle kleiner ist. Bei einer Frequenz $f = 2,5 \text{ GHz}$ beträgt die Skintiefe $\delta = 900 \text{ nm}$. Da das dielektrische Substrat außerdem nicht vollständig eben ist, ist von einem mittleren Abstand z zwischen dem Wellenleiter und dem ferromagnetischen Film von einigen Mikrometern auszugehen.

Eine genauere Abschätzung ist anhand der numerischen Simulation aus Abbildung 5.23 möglich. Der aus den Messungen ermittelte Unterschied der Signalstärken ist ein Faktor 10. Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Volumina der untersuchten Ferromagnete würde jedoch ein Faktor von 445 erwartet. Der Unterschied der Faktoren läßt sich durch die unterschiedliche Empfindlichkeit der Wellenleiter erklären. Da gemäß Gleichung 5.3 das PIMM-Signal proportional zum Quadrat des Magnetfeldpulses H_P ist, müssen wir vermuten, daß der Magnetfeldpuls am Ort der Mikrostrukturen um einen Faktor $\sqrt{\frac{445}{10}} = 6,67$ größer ist. Da der Abstand $z = 100 \text{ nm}$ für die Mikrostrukturen sehr gut bekannt ist, kann mit Hilfe von Abbildung 5.23 nun der Abstand z im Experiment am ausge dehnten Film abgeschätzt werden. Es ergibt sich für den ausge dehnten Film ein mittlerer Abstand $z = 6 \mu\text{m}$, dieser Wert erscheint sehr realistisch.

Die Untersuchung von Mikrostrukturen mit dem PIMM ist also vor allem deshalb möglich, weil durch das direkte Abscheiden der Strukturen auf einem ko-

planaren Wellenleiter der vertikale Abstand minimiert wird. Dadurch ist sowohl die Empfindlichkeit des Wellenleiters als auch die Amplitude der Magnetfeldpulse deutlich höher als bei den Messungen in Flip-Chip-Technik. Ausgehend von unseren Messungen an Mikrostrukturen können wir nun abschätzen, welche Menge des ferromagnetischen Materials zur Detektion eines ausreichend starken PIMM-Signals erforderlich ist und welche experimentellen Voraussetzungen erfüllt sein müssen: Für kleine Auslenkungen der Magnetisierung ist das PIMM-Signal proportional zum Quadrat des Magnetfeldpulses, und die Amplitude des Magnetfeldpulses ist invers proportional zur Innenleiterbreite. Unter Nutzung von Lithographie-Masken, die mit einem Rasterelektronenmikroskop erstellt wurden, können mittels Photolithographie relativ einfach koplanare Wellenleiter mit einer Innenleiterbreite von $2\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt werden. Um die Ohm'schen Verluste gering zu halten, sollte zum einen dieser stark verjüngte Teil des Wellenleiters möglichst kurz sein, zum anderen sollte die Schichtdicke der Metallisierung in der Größenordnung der Skintiefe liegen. Durch diese Mikrostrukturierung des Wellenleiters kann das ferromagnetische Volumen gegenüber dem in unseren Messungen verwendeten Wellenleiter mit $30\text{ }\mu\text{m}$ Innenleiterbreite also theoretisch ohne Signalverlust um den Faktor $15^2 = 225$ verkleinert werden. Das daraus berechnete effektive Volumen entspricht einer einzelnen Mikrostruktur mit $2\text{ }\mu\text{m}$ Breite, $5\text{ }\mu\text{m}$ Länge und 50 nm Schichtdicke auf einem koplanaren Wellenleiter mit $2\text{ }\mu\text{m}$ Innenleiterbreite. In Mikrostrukturen mit derartigen Abmessungen ist eine Formanisotropie zu erwarten, die die Magnetisierungsdynamik beeinflusst. Als Folge könnte auch die durch den Magnetfeldpuls angeregte Auslenkung der Magnetisierung kleiner als bei ausgedehnten Filmen sein. Die Amplitude des PIMM-Signals wäre dann schwächer als in der obigen Abschätzung angenommen wurde. Daher erscheint es sinnvoll, auch auf mikrostrukturierten koplanaren Wellenleitern zunächst eine Kette von mehreren Mikrostrukturen zu platzieren, um so die Amplitude des PIMM-Signals zu erhöhen.

5.3 Umschaltvorgänge

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Magnetisierungssoszillationen sind Präzessionsbewegungen der Magnetisierung um ein angelegtes Bias-Magnetfeld. Der Öffnungswinkel dieser Präzessionsbewegung ist klein⁴, da die Amplitude des auslenkenden Magnetfeldpulses in der Regel klein gegen die Amplitude des angelegten Bias-Magnetfelds ist. In Speicherelementen auf der Basis ferromagnetischer Mikrostrukturen wird die Speicherinformation in zwei entgegengesetzten, remanenten Zuständen der Magnetisierung der Mikrostruktur gespeichert. Um ein vollständiges Umschalten der Magnetisierungsrichtung zu erzielen, muß die

⁴In den Simulationsrechnungen auf Basis von Magnetfeldpulsen, wie sie in unseren Experimenten eingesetzt werden, ergeben sich Auslenkungen von einigen Grad in der Filmebene und einigen Zehntelgrad senkrecht zur Filmebene, wie z.B. Abbildung 2.5 zeigt.

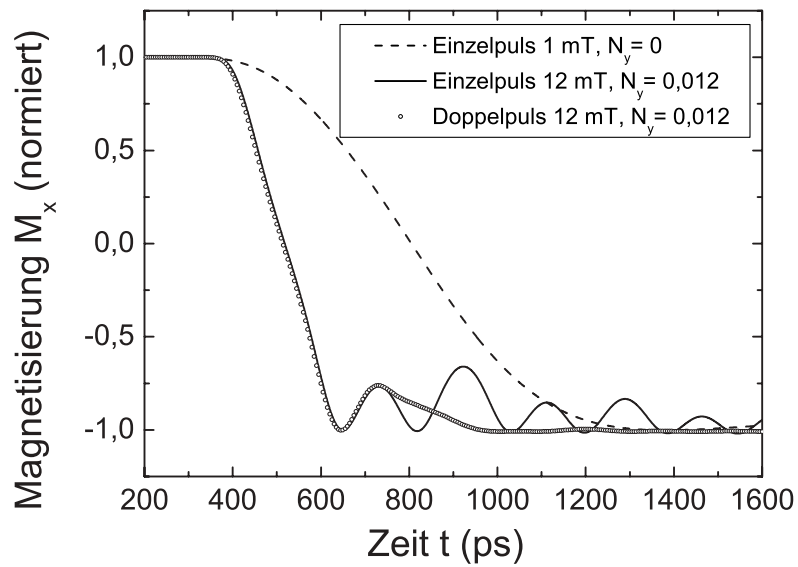


Abbildung 5.24: Simulation von 180°-Umschaltvorgängen bei verschiedenen Randbedingungen: Die gestrichelte Kurve zeigt das Umschalten in einem Permalloy-Film ohne in-plane-Anisotropie bei Anregung durch einen 1 mT-Puls. Als Pulsform wurde die Form der mit dem Photoschalter erzeugten Pulse angenommen. Die durchgezogene Kurve zeigt das Umschalten bei einem in-plane-Anisotropiefeld von 12 mT. Hier wurde ein Photoschalter-Puls mit 12 mT Amplitude verwendet. Die durch Punkte dargestellte Simulation zeigt für ein identisches Anisotropiefeld das schnelle Umschalten, das durch zwei Photoschalterpulse entgegengesetzter Polarität erzielt wird, die im Abstand von 400 ps eintreffen.

Magnetisierung durch den Magnetfeldpuls soweit ausgelenkt werden, daß sie anschließend aufgrund des Drehmoments, daß durch den Entmagnetisierungsfaktor N_z wirkt, um 180° in der Ebene der Mikrostruktur rotiert und in ihrer neuen, entgegengesetzten Gleichgewichtslage zur Ruhe kommt. Um diesen Schaltvorgang schnell ausführen zu können, müssen die Form und Amplitude des Magnetfeldpulses genau auf die Eigenschaften der ferromagnetischen Mikrostruktur abgestimmt werden.

Abbildung 5.24 zeigt die Simulation von Umschaltvorgängen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde: Für einen Permalloy-Film ohne in-plane-Anisotropie wurde die Amplitude des auslenkenden Magnetfeldpulses so gewählt, daß die Magnetisierung innerhalb von 800 ps um 180° gedreht wird. Da es keine Vorzugsrichtung in der Filmebene gibt, wurde die Anregungsamplitude gerade so gewählt, daß die Dämpfung die Magnetisierungsbewegung stoppt, sobald die Magnetisierung bei 180° angelangt ist (Kriechfall). Wird eine in-plane-Anisotropie von $N_y = 0,012$ angenommen, so kann die Magnetisierung durch einen Magnetfeldpuls mit 12 mT Amplitude in etwa 270 ps um 180° gedreht werden. Anschließend beginnt allerdings eine Präzessionsbewegung (*'Klingeln'*) um die x -Achse. Diese Präzessionsbewegung kann durch einen zweiten Magnetfeldpuls mit entgegengesetzter Polarität, der 400 ps nach dem ersten Puls eintrifft, unterdrückt werden.

Für die experimentelle Beobachtung solcher Umschaltprozesse wird eine Quelle für Magnetfeldpulse benötigt, die zum einen eine Amplitude von etwa 10 mT und zum anderen eine genaue Kontrolle über die Form der Magnetfeldpulse ermöglicht. In bisherigen Experimenten zu Umschaltprozessen wurden dazu sowohl elektronische Pulsgeneratoren [SCS⁺03] als auch Doppel-Photoschalter [GvdBH⁺02] eingesetzt. Da die maximalen Ausgangsströme dieser Quellen auf etwa 100 mA begrenzt sind, läßt sich die erforderliche Amplitude des Magnetfeldpulses nur durch eine Verjüngung des Wellenleiters auf eine Breite von einigen Mikrometern erzielen. Sowohl das zeitaufgelöste MOKE-Experiment als auch das PIMM nutzen zudem eine Mittelung über eine große Anzahl von Präzessionsbewegungen/Schaltvorgängen. Daher muß im Experiment nach jedem Umschaltvorgang der Ausgangszustand der Magnetisierung wieder eingestellt werden. Dies kann entweder durch eine verzögerte Reflexion des schaltenden Magnetfeldpulses selbst erfolgen, oder über ein zusätzliches Magnetfeld, das über Magnetfeldspulen [BLF⁺02] oder einen weiteren Wellenleiter [SCS⁺03] erzeugt wird.

5.4 Messungen mit dem VNA

5.4.1 Messungen an ausgedehnten Permalloy-Filmen

An dem Permalloy-Film, an dem Messungen mit dem PIMM durchgeführt wurden, wurde auch die ferromagnetische Resonanz mit Hilfe des Vektor-Netzwerk-

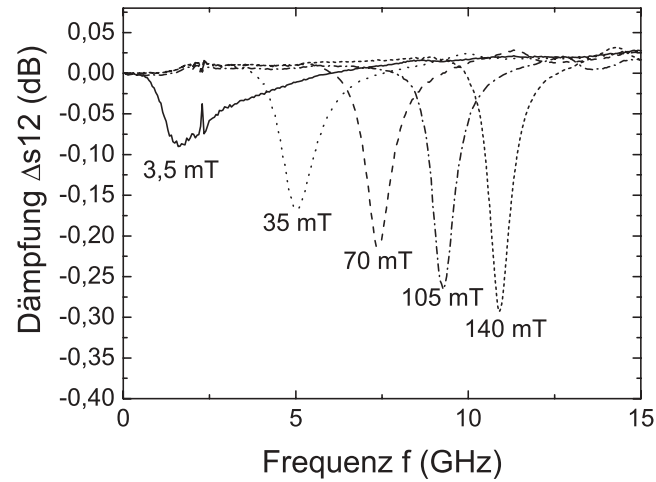


Abbildung 5.25: Messungen der ferromagnetischen Resonanz an einem 50 nm dicken Permalloy-Film mit dem Netzwerk-Analysator. Dabei wurden verschiedene Bias-Magnetfelder angelegt.

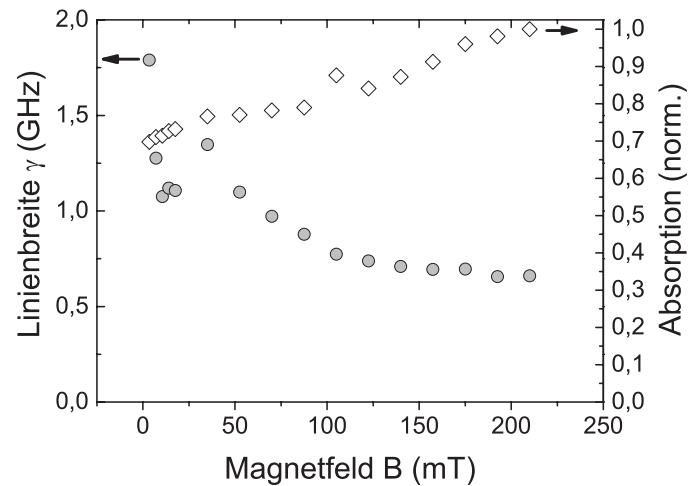


Abbildung 5.26: Die Linienbreite γ der ferromagnetischen Resonanz (graue Kreise) und das Integral über die absorbierte Leistung (Rauten) als Funktion des angelegten Magnetfelds.

Analysators gemessen. Dabei wurde die Differenz der Frequenzgänge Δs_{12} in den gekreuzten Feldkonfigurationen in 10 Durchläufen aufaddiert und durch die Anzahl der Durchgänge dividiert. Auf eine interne Mittelung der gemessenen Frequenzgänge im VNA wurde verzichtet. Die Meßzeit pro angelegtem Biasfeld betrug etwa 2 Minuten. Abbildung 5.25 zeigt Δs_{12} -Absorptionsspektren, die bei fünf verschiedenen angelegten Bias-Magnetfeldern gemessen wurden. Mit wachsendem Biasfeld steigt die ferromagnetische Resonanzfrequenz des Films an, die Linienbreite der Absorption wird schmaler und die Absorption selbst wird ausgeprägter. In Abbildung 5.26 werden die Linienbreite γ der ferromagnetischen Resonanz, die mit Hilfe der Anpassung einer Lorentz-Kurve bestimmt wurde, und das Integral über die absorbierte Leistung als Funktion des angelegten Magnetfelds dargestellt. Mit steigendem Magnetfeld und damit steigender ferromagnetischer Resonanzfrequenz des ferromagnetischen Films *verbessert* sich also das Signal/Rausch-Verhältnis bei den Messungen mit dem VNA. In den Messungen am Permalloy-Film konnte maximal ein Biasfeld von $H_{Bias} = 210$ mT angelegt werden, was zu einer Resonanzfrequenz $f_R = 14,1$ GHz führte. An die so gewonnenen Meßdaten (die Daten werden in Abbildung 5.30 im Vergleich mit den aus MOKE- und PIMM-Messungen gewonnenen Daten präsentiert) wurde die isotrope Kittel-Formel angepaßt. Die ermittelte Sättigungsmagnetisierung betrug $M_S = 0,96 \pm 0,005$ Tesla.

5.4.2 Messungen an Permalloy-Mikrostrukturen

An der in Abschnitt 3.7 vorgestellten Probe, einem koplanaren Wellenleiter auf einem GaAs-Substrat mit 3 Permalloy-Rechtecken, wurden die ferromagnetische Resonanz mit Hilfe des VNA gemessen. Dabei wurde wie für die PIMM-Messungen an dieser Probe die Hochfrequenz-Halterung für Mikrostreifenleitungen verwendet. Die Masseleitungen des koplanaren Wellenleiters wurden mit elektrisch leitenden Klebestreifen kontaktiert. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde die Anzahl der Durchläufe der Messung in den gekreuzten Feldkonfigurationen auf 20 erhöht. Abbildung 5.27 zeigt Δs_{12} -Absorptionsspektren, die bei 5 verschiedenen Biasfeldern durchgeführt wurden. Wie bei dem ausgedehnten Permalloy-Film kann auch bei den Mikrostrukturen beobachtet werden, daß die Linienbreite der ferromagnetischen Resonanz abnimmt und die Absorption ausgeprägter wird, wenn die Resonanzfrequenz steigt. Die Resonanzfrequenz wurde als Funktion des Biasfeldes ermittelt, indem die Minima der Δs_{12} -Absorptionsspektren bestimmt wurden. Abbildung 5.28 zeigt die so bestimmten Resonanzfrequenzen. An die gemessenen Daten wurde die Kittel-Formel 2.25 mit uniaxialer Anisotropie angepaßt. Die Fitprozedur liefert eine Sättigungsmagnetisierung $M_S = 0,995$ T und ein uniaxiales Anisotropiefeld $H_{ani} = 1,4$ mT. Die ermittelte Sättigungsmagnetisierung stimmt gut mit dem in den anderen Messungen bestimmten Wert für Permalloy überein. Das kleine Anisotropiefeld ist entweder auf die Formanisotropie der Mikrostrukturen oder

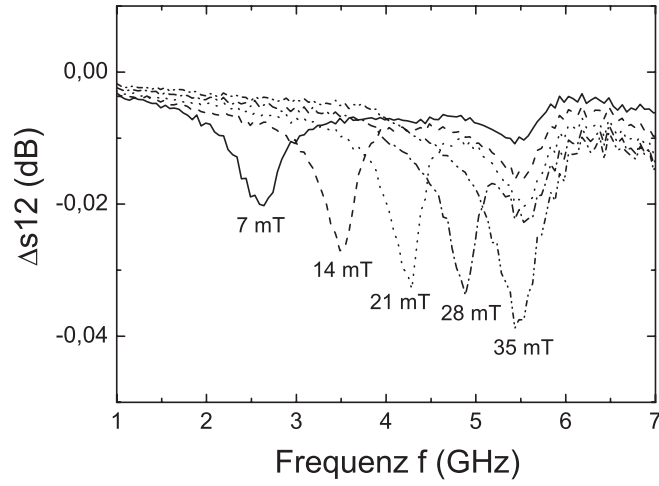


Abbildung 5.27: Messungen der ferromagnetischen Resonanz an Permalloy-Mikrostrukturen auf einem koplanaren Wellenleiter bei verschiedenen Bias-Magnetfeldern

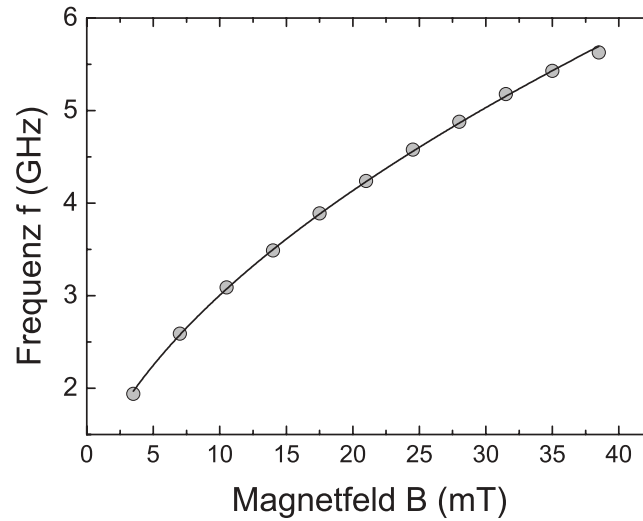


Abbildung 5.28: Resonanzfrequenz der Permalloy-Mikrostrukturen, die mit dem VNA bestimmt wurde.

auf ein Streufeld zurückzuführen, das während des Aufsputters wirkt und so eine Anisotropie erzeugt.

Aufgrund der hohen Empfindlichkeit ist der VNA sehr gut dazu geeignet, auch mikrostrukturierte Ferromagnete zu untersuchen, die direkt auf einem Wellenleiter platziert sind.

5.5 Vergleich der Meßmethoden

In dieser Arbeit wurden dünne ferromagnetische Filme und Mikrostrukturen mit drei unterschiedlichen Methoden hinsichtlich ihrer Magnetisierungsdynamik untersucht. Jede der Meßmethoden besitzt Vor- und Nachteile, die im folgenden kurz diskutiert werden:

1. Das zeitaufgelöste magneto-optische Experiment: Unter den drei im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Experimenten ist dies der aufwendigste Versuch, da die Justierung der Laserstrahlen auf dem Photoschalter und auf der ferromagnetischen Mikrostruktur von Hand erfolgen muß. Auch ist das gepulste Lasersystem sehr wartungsintensiv. Die sehr gute Zeitauflösung von weniger als 1 ps, die durch die mechanische Verzögerung der Laserpulse zueinander erzeugt wird, ist mit elektronischen Geräten allerdings nicht zu erreichen. Die Erzeugung der Magnetfeldpulse in unmittelbarer Nähe der zu untersuchenden ferromagnetischen Struktur ermöglicht zudem ultraschnelle Anstiegszeiten, die nicht von elektronischen Pulsgeneratoren geliefert werden können. Mit dem zeitaufgelösten magneto-optischen Experiment können daher ferromagnetische Strukturen untersucht werden, deren Resonanzfrequenz weit höher als 20 GHz liegt. Wie die Messungen an periodischen Gittern aus Eisendrähten zeigten, wurde durch gezielte Mikrostrukturierung von ferromagnetischen Strukturen eine Formanisotropie erzeugt, die die Resonanzfrequenz beeinflusste. Durch eine Reduzierung der Breite der Eisendrähte sollte es möglich sein, die Frequenz der freien Spinpräzession deutlich über 20 GHz zu steigern, also in einen Bereich, der im zeitaufgelösten magneto-optischen Experiment sehr gut zugänglich ist.
2. Das PIMM: Durch die induktive Kopplung zwischen dem ferromagnetischen Film und dem koplanaren Wellenleiter ist das PIMM ein Meßinstrument, das sehr leicht bedienbar ist und eine schnelle Charakterisierung ausgehnter Filme ermöglicht. Die Filme müssen nicht mit Kontakten versehen werden, und die maximale Größe der Proben ist nur durch die Abmessungen des Wellenleiters begrenzt. Da die Detektion im Zeitbereich erfolgt, sind störende Einflüsse, die zum Beispiel durch Reflexionen an den Steckern erfolgen, nur durch Fourier-Transformation in den Frequenzraum von der freien Spinpräzession des untersuchten Films zu trennen. Die Detektion im Zeitbereich bietet aber den Vorteil, daß der *Einschwingvorgang* in der

Magnetisierungsdynamik und die gedämpfte, freie Magnetisierungsszillation beobachtet werden können. Durch die Verwendung von elektronischen Pulsgeneratoren sind Magnetfeldpulse mit hoher Amplitude zur Anregung der Szillation verfügbar. Es können also auch große Auslenkungen der Magnetisierung untersucht werden, bis hin zum kohärenten Umschalten.

3. Der VNA: Der Versuchsaufbau ist dem PIMM sehr ähnlich, zum Wechsel vom Zeit- in den Frequenzbereich müssen nur zwei Stecker gewechselt werden. Bei der Messung mit dem VNA wird allerdings ein qualitativ anderer Prozeß beobachtet als beim PIMM: Die Magnetisierung führt eine *erzwungene* Schwingung mit der Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle aus, bei Resonanz kommt es zur Absorption von Mikrowellenleistung. Da der VNA bei der eingestellten Mikrowellenfrequenz über mehrere tausend Zyklen mittelt, können keine Einschwingvorgänge beobachtet werden. Die verfügbare Mikrowellenleistung ermöglicht es, nur kleine Auslenkungen der Magnetisierung anzuregen. Da die Detektion der Mikrowelle phasenstarr und mit kleiner Bandbreite erfolgt, ist das Eingangsrauschen des VNA deutlich geringer als das der breitbandigen Oszilloskope, die im PIMM eingesetzt werden. Durch das Differenz-Meßverfahren werden störende Einflüsse des Wellenleiters weitgehend unterdrückt.

Verglichen mit der klassischen Methode der ferromagnetischen Resonanz bietet die Messung mit dem VNA den Vorteil, daß auch bei kleinen Bias-Magnetfeldern und in einem großen Frequenzbereich gemessen werden kann. Sie ist zur Charakterisierung dünner Filme hervorragend geeignet. Es ist daher zu erwarten, daß diese Meßmethode in naher Zukunft an Bedeutung gewinnt und auch Komplettsysteme auf Basis dieser Meßmethode kommerziell hergestellt und vermarktet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, einen experimentellen Vergleich dieser drei Meßmethoden herzustellen. Dies ist anhand der Daten möglich, die an 50 nm dicken Permalloy-Filmen und Permalloy-Streifen gewonnen wurden. Sowohl die Streifen als auch die Filme wurden in der in Kapitel 3.4 beschriebenen Sputter-Anlage abgeschieden.

Abbildung 5.29 zeigt beispielhaft eine zeitaufgelöste MOKE-Messung im Vergleich mit der PIMM-Messung, die bei einem sehr ähnlichen Magnetfeld aufgenommen wurde. Die Zeitauflösung der MOKE-Messung liegt bei einer Piko-sekunde, die PIMM-Messung wurde mit 10 ps Auflösung durchgeführt. Gemäß Gleichung 2.21 erwarten wir zunächst, daß die Meßgrößen ($\frac{dM_y}{dt}$ beim PIMM, M_z beim MOKE) proportional zueinander sind. Allerdings zeigt die PIMM-Messung im Zeitbereich ja eine Überlagerung der gedämpften freien Szillation mit der erzwungenen Schwingung des 'parasitären' Resonators (siehe Abschnitt 5.2.1). Wir finden in Abbildung 5.29, daß die Resonanzfrequenz des Permalloy-Streifens bei 4,5 GHz und die des ausgedehnten Films bei 3,8 GHz liegt. Die Dämpfung

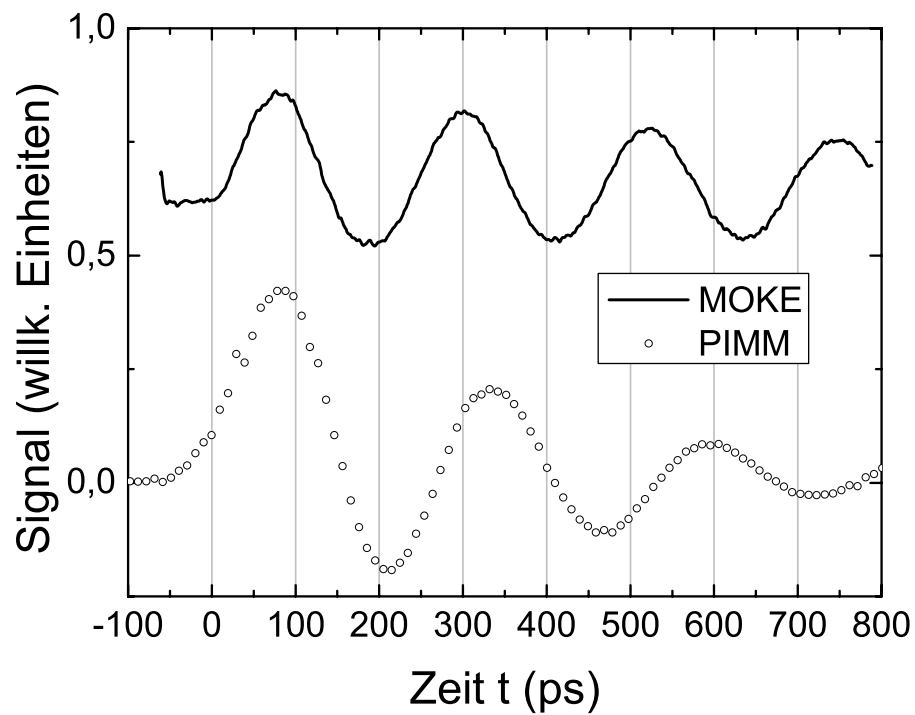


Abbildung 5.29: Eine zeitaufgelöste MOKE-Messung an einem Permalloy-Streifen ($H_{Bias} = 25$ mT) wird mit einer PIMM-Messung an einem Permalloy-Film ($H_{Bias} = 24,5$ mT) verglichen. Obwohl die Biasfelder nahezu gleich sind, zeigen die Messungen unterschiedliche Oszillationsfrequenzen und Dämpfungsparameter.

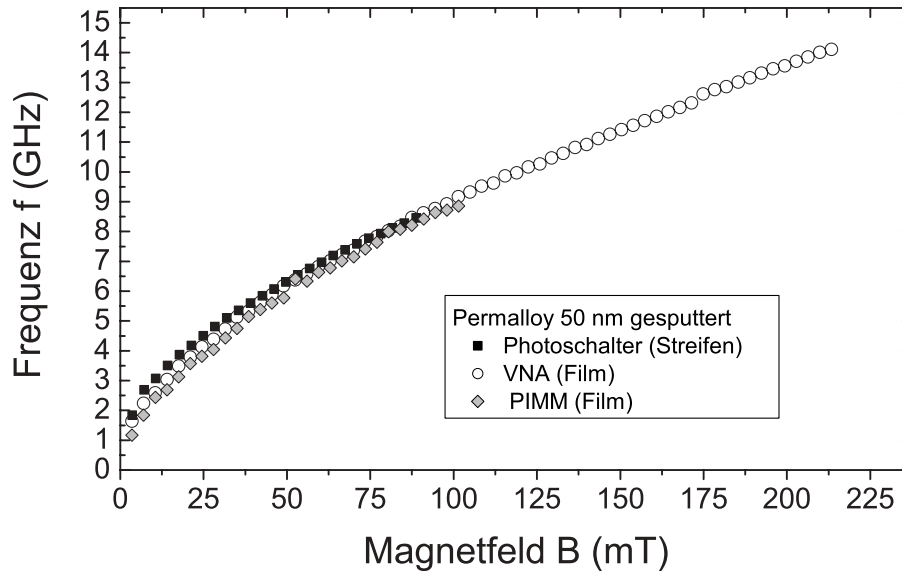


Abbildung 5.30: Vergleich der gemessenen Resonanzfrequenzen von 50 nm dickem Permalloy: Die Messungen mit dem zeitaufgelösten MOKE-Aufbau wurden an einem rechteckigen Streifen durchgeführt, die PIMM- und FMR-Messungen an einem Film auf einem Glassubstrat.

im Permalloy-Streifen ist zudem deutlich geringer. Die unterschiedliche Dämpfung kann durch die unterschiedliche Anregung erklärt werden: Während beim MOKE-Experiment der gesamte Streifen homogen durch das Magnetfeld über der Mikrostreifenleitung angeregt wird, wird beim PIMM nur der Teil des ausgedehnten Films lokal angeregt, der sich über dem Innenleiter befindet. Durch die Erzeugung von inhomogenen Spinwellen kann sich die Anregung über den Film ausbreiten und die mit dem PIMM erfasste effektive Dämpfung ist höher. Abbildung 5.30 zeigt zusammenfassend die Resonanzfrequenzen, die mit dem zeitaufgelösten magneto-optischen Experiment an einem Streifen mit $500\ \mu\text{m}$ Länge und $50\ \mu\text{m}$ Breite sowie mit PIMM und VNA an einem ausgedehnten Film gewonnen wurden. Der größte Frequenzbereich wurde dabei im VNA-Experiment abgedeckt, da zum einen ein wassergekühlter Elektromagnet verwendet wurde, um die nötigen Bias-Magnetfelder zu erzeugen, und zum anderen die Meßmethode auch bei hohen Resonanzfrequenzen ein sehr gutes Signal/Rausch-Verhältnis aufwies.

Der Vergleich der gewonnenen Resonanzfrequenzen zeigt deutliche Unterschiede: Die mit dem PIMM bestimmte Resonanzfrequenz liegt systematisch unter der mit dem VNA gemessenen Resonanzfrequenz. Die Differenz beträgt im Mittel 250 MHz und fluktuiert stark. Abbildung 5.31 vergleicht diese Differenz mit dem

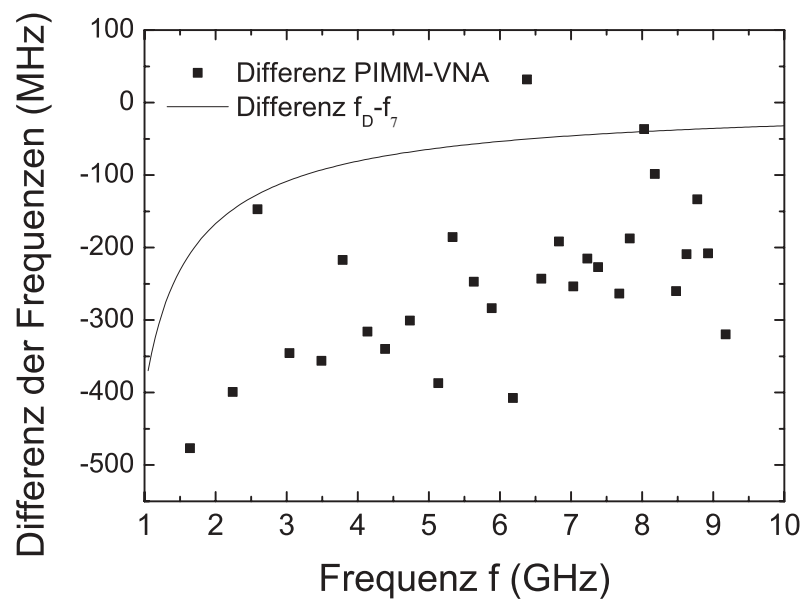


Abbildung 5.31: Vergleich der gemessenen Resonanzfrequenzen von 50 nm dickem Permalloy: Die Messungen mit dem zeitaufgelösten MOKE-Aufbau wurden an einem rechteckigen Streifen durchgeführt, die PIMM- und FMR-Messungen an einem Film auf einem Glassubstrat.

in Abschnitt 4.3 diskutierten Unterschied⁵ zwischen der Resonanzfrequenz f_D der *gedämpften* und f_0 der *freien* Schwingung. Die beobachtete Differenz ist deutlich größer als der verwendete Dämpfungsparameter $\alpha = 0,01$ erwarten lassen würde und zeigt anders als das theoretisch erwartete Verhalten keine signifikante Frequenzabhängigkeit. Die mit dem zeitaufgelösten MOKE-Aufbau bestimmten Resonanzfrequenzen liegen dagegen sehr nahe an den mit dem VNA gemessenen Werten. Wir gehen daher davon aus, daß die mit dem PIMM gewonnenen Daten aufgrund der im koplanaren Wellenleiter verursachten Schwebung auch bei Transformation in den Frequenzraum nicht die Frequenz der freien Spinpräzession zeigen. Dies ist höchstwahrscheinlich aber kein prinzipielles Problem der PIMM-Meßmethode und kann durch Verbesserung der Kontaktierung des koplanaren Wellenleiters beseitigt werden.

⁵Für die Berechnung der Differenz zwischen f_D und f_0 wurde von einem Dämpfungsparameter $\alpha = 0,01$ ausgegangen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden drei verschiedene Methoden zur Beobachtung der Magnetisierungsdynamik von dünnen ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen aufgebaut und im Experiment eingesetzt:

1. Ein zeitaufgelöstes Experiment unter Nutzung des magneto-optischen Kerr-Effekts mit optischer Erzeugung von Magnetfeldpulsen.
2. Ein gepulstes induktives Mikrowellen-Magnetometer (PIMM) mit hoher Zeitauflösung.
3. Ein Experiment zur induktiven Messung der ferromagnetischen Resonanz unter Nutzung eines Vektor-Netzwerkanalysators (VNA).

Mit diesen Meßmethoden wurden dünne Permalloy-Filme, Streifen mit $500\text{ }\mu\text{m}$ Länge und $50\text{ }\mu\text{m}$ Breite aus Permalloy und Eisen sowie periodische Gitter aus Eisendrähnen mit einer Breite von $1\text{ }\mu\text{m}$ untersucht. In den zeitaufgelösten magneto-optischen Messungen konnten die gedämpften Magnetisierungssoszillationen der Streifen und Drähne mit ps-Zeitauflösung beobachtet werden. Die Messungen wurden mit Simulationen der Magnetisierungsdynamik verglichen. Dazu wurde in dieser Arbeit ein Simulationsprogramm entwickelt, das die Magnetisierung der Probe als einen makroskopischen Spin beschreibt. Damit ließ sich das beobachtete Verhalten des Permalloy-Streifens sehr gut modellieren. Im Experiment konnte über zwei aufeinanderfolgende Magnetfeldpulse die Magnetisierungsdynamik des Streifens gezielt angeregt und unterdrückt werden. Auch diese Messungen waren im Einklang mit den Simulationen. Bei den Messungen an den Eisen-Streifen und -Drähnen gab es dagegen Diskrepanzen zwischen der Simulation und den Messungen, die auf eine Anisotropie des Eisens zurückzuführen sind, die in den Simulationen nicht berücksichtigt wird. Die Eisendrähne zeigten in quasistatischen MOKE-Messungen eine ausgeprägte Formanisotropie. Wir fanden, daß davon auch die Magnetisierungsdynamik stark beeinflusst war: Im Vergleich zu den Eisen-Streifen zeigten die Drähne eine ferromagnetische Resonanzfrequenz,

die um den Faktor 2 größer war und durch das angelegte Bias-Magnetfeld kaum beeinflusst wurde.

Weiterführende Experimente zur Magnetisierungsdynamik sollten sich intensiv mit dem Einfluß der Formanisotropie auf die Frequenz der Spinpräzession in ferromagnetischen Mikrostrukturen beschäftigen. Alle drei im Rahmen dieser Arbeit realisierten Meßmethoden sind dazu geeignet. Zusätzlich können im Zeitbereich die Kontrolle der Magnetisierungsdynamik und das kohärente Umschalten in Mikrostrukturen untersucht werden. Dazu sind sowohl das zeitaufgelöste MOKE-Experiment als auch das PIMM prinzipiell geeignet. Zur Beobachtung von Umschaltvorgängen müssen jedoch Magnetfeldpulse mit höherer Amplitude erzeugt werden, was durch eine weitere Mikrostrukturierung der verwendeten Wellenleiter erreicht werden sollte.

Kapitel 7

Danksagung

Ich danke Herrn Professor D. Heitmann für die Möglichkeit, meine Dissertation in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen, für die Unterstützung und die Schaffung eines ausgezeichneten Arbeitsklimas. Bei Dr. Dirk Grundler und Dr. Christian Schüller möchte ich mich für die hervorragende Betreuung und die zahlreichen guten Diskussionen bedanken. Meine Doktorarbeit wurde drei Jahre lang von der DFG im Rahmen des Graduiertenkollegs 'Physik nanostrukturierter Festkörper' gefördert. Der DFG und dem Sprecher des Graduiertenkollegs, Professor W. Hansen, danke ich für ihre Unterstützung. Die elektrischen Messungen wurden durch die Förderung des BMBF im Rahmen des Projekts 13N8283 ermöglicht. Bei den Mitgliedern der Gruppe H habe ich mich in den letzten drei Jahren sehr gut aufgehoben gefühlt. Ihnen allen danke ich für die schöne Zeit, einige Kollegen möchte ich besonders erwähnen:

- Lars Karsten, der im Lumilab, bei PC-Fragen und als Großadministrator immer irgendwo Zeit fand, um mir zu helfen.
- Patrick Schröter, für seine Unterstützung bei der Bezwingung des Tsunami.
- Claas-Henrik Möller, Oliver Kronenwerth, Jan-Ivo Springborn und Olaf Rößler für die gute Atmosphäre im Büro.
- Nicolas Hoyer für den REM-Crashkurs und die gemeinsamen Flugversuche.
- Tobias Kipp für die guten Diskussionen bei Bratreis und Caramel Macchiato.
- Fabian Giesen, für die hervorragende Zusammenarbeit und Gesellschaft.
- 'Leih-Diplomand' Jan Podbielski für die Unterstützung und die zahllosen Anregungen auch zwischen den Jahren.

Den Kollegen der Gruppen W, DS und N danke ich für die vielen Tips und Hilfestellungen, die mir die Arbeit erleichtert haben.

- Robert Ibbotson danke ich für die hervorragende Mitarbeit während seines 10-wöchigen Praktikums
- Herrn Thomas Fickenscher von der Universität der Bundeswehr Hamburg danke ich für seine wertvolle Hinweise zu hochfrequenz-tauglichen Kontakten
- Herr Schulze-Höing von der Firma Mauritz und Söhne stellte freundlicherweise Proben der dielektrischen Substrate der Firma Rogers zur Verfügung
- Der Pizza-Connection, Frank, Ralf, Chi Nhan, Daniel D. und Anna danke ich für ungezählte schöne Abende.
- Mein Neffe Arthur hat mir freundlicherweise gezeigt, wie viel man in drei Jahren lernen und bewegen kann.
- Meinen Eltern danke ich für die großartige Unterstützung während des gesamten Studiums.

Literaturverzeichnis

- [ABB⁺01] Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, D. Pescia, and V. Pokrovsky. Bifurcation in precessional switching. *Applied Physics Letters*, 79(14):2228–2230, 2001.
- [Aha96] Amikam Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Clarendon Press, Oxford, 1996.
- [BLF⁺02] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, J. Bangert, J. Wecker, and B. Hillebrands. Switching dynamics and write endurance of magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 91(1):543–545, 2002.
- [BLFH00] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, and B. Hillebrands. Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring. *Applied Physics Letters*, 76(19):2758–2760, 2000.
- [BMDB96] E. Beurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. *Physical Review Letters*, 76(22):4250–4253, April 1996.
- [BS99] C. H. Back and H. C. Siegmann. Ultrashort magnetic field pulses and the elementary process of magnetization reversal. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200:774–785, 1999.
- [CCP03] T. M. Crawford, M. Covington, and G. J. Parker. Time-domain excitation of quantized magnetostatic spin-wave modes in patterned NiFe thin film ensembles. *Physical Review B*, 67:024411, 2003.
- [CKS00] T. M. Crawford, P. Kabos, and T. J. Silva. Coherent control of precessional dynamics in thin film permalloy. *Applied Physics Letters*, 76(15):2113–2115, 2000.
- [CSTR99] T. M. Crawford, T. J. Silva, C. W. Teplin, and C. T. Rogers. Subnanosecond magnetization dynamics measured by the second-harmonic magneto-optic Kerr effect. *Applied Physics Letters*, 74(22):3386–3388, 1999.

- [DC04] T. Devolder and C. Chappert. Spectral analysis of the precessional switching of the magnetization in an isotropic thin film. *Solid State Communications*, 129(2):97–101, 2004.
- [FHS98] M.R. Freeman, W.K. Hiebert, and A Stankiewicz. Time-resolved scanning Kerr microscopy of ferromagnetic structures (invited). *Journal of Applied Physics*, 83(11):6217–6222, June 1998.
- [Ger04] Thomas Gerrits. *Coherent Control of fast Precession Dynamics in Magnetic Thin Films*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Nijmegen, 2004.
- [GvdBH⁺02] Th. Gerrits, H.A.M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, and Th. Rasing. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. *Nature*, 418:509–512, 2002.
- [GWM92] S. Gupta, J.F. Whitaker, and G. A. Mourou. Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10):2464–2471, 1992.
- [HD96] L. He and W. D. Doyle. A theoretical description of magnetic switching experiments in picosecond field pulses. *Applied Physics Letters*, 79(8):6489, 1996.
- [Hie01] Wayne Kevin Hiebert. *Experimental Micromagnetic Dynamics: Ultrafast Magnetization Reversal Using Time Resolved Scanning Kerr Effect Microscopy*. PhD thesis, University of Alberta, 2001.
- [Hof83] Reinmut K. Hoffmann. *Integrierte Mikrowellenschaltungen: Elektrische Grundlagen, Dimensionierung, techn. Ausführung, Technologien*. Springer-Verlag Berlin, 1983.
- [HS00] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer Verlag, 2000.
- [HSF97] W.K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M.R. Freeman. Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time-resolved scanning Kerr microscopy. *Physical Review Letters*, 79(6):1134–1137, 1997.
- [HW99] R.J. Hicken and J. Wu. Observation of ferromagnetic resonance in the time domain. *Journal of Applied Physics*, 85(8):4580–4582, April 1999.

- [KFWSW01] T. Korn, A. Franke-Wiekhorst, S. Schnüll, and I. Wilke. Characterization of nanometer As-clusters in low-temperature grown GaAs by transient reflectivity measurements. *Journal of Applied Physics*, 91(4):2333–2336, 2001.
- [KHdJK99] B. Koopmans, J.E.M. Haverkort, W.J.M. de Jonge, and G. Karczewski. Time-resolved magnetization modulation spectroscopy: A new probe of ultrafast spin dynamics. *Journal of Applied Physics*, 85(9):6763–6769, May 1999.
- [KKKdJ00] B. Koopmans, M. Van Kampen, J.T. Kohlhepp, and W.J.M. de Jonge. Ultrafast magneto-optics in nickel: Magnetism or optics? *Physical Review Letters*, 85(4):844–847, 2000.
- [KMC⁺03] Bijoy Kuanr, L. Malkinski, R. E. Camley, Z. Celinski, and P. Kabos. Iron and permalloy based magnetic monolithic tunable microwave devices. *Journal of Applied Physics*, 93(10):8591–8593, 2003.
- [KSK02] A.B. Kos, T.J. Silva, and P. Kabos. Pulsed inductive microwave magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 73(10):3563–3569, 2002.
- [Kuc94] Horst Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1994.
- [KUL⁺02] T. Kampfrath, R. G. Ulbrich, F. Leuenberger, M. Münzenberg, B. Sass, and W. Felsch. Ultrafast magneto-optical response of iron thin films. *Physical Review B*, 65:104429–1–104429–6, 2002.
- [Lid94] D.R. Lide, editor. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 75th edition, 1994.
- [LL35] L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physik. Zeits. Sowjetunion*, 8:153–169, 1935.
- [MPT65] G. Metzger, P. Pluvinae, and R. Torquet. Termes linéaires et quadratiques dans l’effet magnéto-optique de Kerr. *Annales de Physique*, 10:5–12, 1965.
- [NRK⁺03] G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, T. Korn, C. Pels, G. Meier, U. Merkt, J. Bäckström, and M. Rübhausen. Temperature-dependent spectral generalized magneto-optical ellipsometry. *Applied Physics Letters*, 83(22):4509–4511, 2003.

- [SCS⁺03] H.W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, and J. Miltat. Quasiballistic magnetization reversal. *Physical Review Letters*, 90(1):017204, 2003.
- [SLCR99] T.J. Silva, C.S. Lee, T.M. Crawford, and C.T. Rogers. Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film permalloy. *Journal of Applied Physics*, 85(11):7849–7862, 1999.
- [TSK⁺04] I. Tudosa, C. Stamm, A. B. Kashuba, F. King, H. C. Siegmann, J. Stöhr, G. Ju, B. Lu, and D. Weller. The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media. *Nature*, 428:831–833, 2004.
- [Wad91] Brian C. Wadell. *Transmission Line Design Handbook*. Artech House, 1991.
- [WMH00] J. Wu, J.R. Moore, and R.J. Hicken. Optical pump-probe studies of the rise and damping of ferromagnetic resonance oscillations in a thin Fe film. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 222:189–198, 2000.

Lebenslauf Tobias Korn

- Geboren am 26.4. 1974 in Hildesheim
- 1980-1984: Grundschule Rethen
- 1984-1986: Orientierungsstufe in der Kooperativen Gesamtschule Laatzen
- 1986-1993: Gymnasium St. Ursula-Schule Hannover
- 12. Mai 1993: Abitur
- 1993-1994: Wehrdienst
- WS 1994/95: Beginn des Physikstudiums in Hamburg
- 14. Oktober 1997: Vordiplom
- Januar 2000: Beginn der Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Uni Hamburg in der Gruppe von Professor Kötzler. Thema: ‚Femtosekunden-Spektroskopie an LT-GaAs und Microcavities‘
- Dezember 2000: Abgabe der Diplomarbeit, Diplomnote ‚Ausgezeichnet‘
- März 2001 - Juni 2004: Doktorand am Institut für Angewandte Physik der Uni Hamburg in der Gruppe von Professor Heitmann. Thema der Dissertation: ‚Zeitaufgelöste Magnetisierungsmessungen an ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen‘

Konferenzteilnahmen:

- Sommerschule ‚Mesoscopic physics between photonic and electronic systems‘ 2000 (Wittenberg, Deutschland)
- DPG-Frühjahrstagungen 2001-2003
- 12. International Winter School on new developments in Solid state physics 2002 (Mauterndorf, Österreich)
- International Conference on Magnetism 2003 (Rom, Italien)
- Sommerschule ‚Microelectronics 2003‘, veranstaltet von AMD, ZMD und Infineon (Dresden, Deutschland)

Vorträge und Posterpräsentationen

- DPG Frühjahrstagung 2001 (Hamburg): ‚Femtosecond spectroscopy of low-temperature GaAs‘

- DPG Frühjahrstagung 2002 (Regensburg): 'Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Filmen und Mikrostrukturen'
- Workshop Graduiertenkolleg 'Nanostrukturierte Festkörper' 2002 (Wismar): 'Ultrafast magnetisation dynamics of nanostructured ferromagnets'
- DPG Frühjahrstagung 2003 (Dresden): 'Umschaltvorgänge in einzelnen Permalloy-Mikrostrukturen'
- International conference on Magnetism (Rom 2003) 'Characterisation of Permalloy films on high-bandwidth striplines'
- 'Optical and inductive measurement techniques for magnetisation dynamics', Seminarvortrag bei SPINTEC (Grenoble 2004)