



Ultraschneller Magnetooptischer Kerr-Effekt an dünnen kontinuierlichen und granularen FePt-Schichten

Masterarbeit

eingereicht am
Institut für Physik und Astronomie
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Universität Potsdam

von
Johannes Paul Haberjoh

Matrikelnummer: 770694

haberjoh@uni-potsdam.de

Potsdam, den 12. September 2018

Erster Gutachter: Prof. Dr. Matias Bargheer
Zweiter Gutachter: Dr. Axel Heuer

Betreuerin: Lisa Willig

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Remagnetisierungsdynamik von Eisenplatin (FePt) Filmen mittels ultraschnellem Magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) und einem Anrege-Abfrage-Aufbau untersucht. Bei diesen Proben handelt es sich um einen kontinuierlichen und einen granularen FePt Film. Beide sind auf einem MgO-Substrat gewachsen, wobei der kontinuierliche aus einer 10 nm Schicht FePt und der granulare aus 8 nm Partikeln besteht. Um die magnetischen Eigenschaften zu vergleichen, wurden die Proben durch ultrakurze Laserpulse demagnetisiert und der Remagnetisierungsprozess mittels ultraschnellem MOKE analysiert.

Es stellte sich heraus, dass der granulare Film aufgrund seines auch vor der Anregung deutlich größeren Koerzitivfeldes, erst bei höheren Fluenzen vollständig demagnetisiert. Die Messdaten der Magnetfeldserien lassen den Schluss zu, dass stärkere Magnetfelder den Remagnetisierungsprozess beschleunigen. Die Remagnetisierung verläuft bei gleicher Wärmezufuhr beim granularen Film schneller als bei dem kontinuierlichen Film, weil die Wärme bei dem granularen FePt Film schneller aus den Metallpartikeln heraustransportiert wird. In den Messdaten wurde bei beiden Proben eine zweite Anregung mit einhergehender Demagnetisierung gefunden, welche auf einen Rückreflex der Anregepulse an der Grenzfläche zwischen MgO-Substrat und Luft zurückzuführen war. Die zeitaufgelösten Hysteresedaten legen nahe, dass der granulare Film bei genügender Anregung superparamagnetische Eigenschaften aufweist, wohingegen der kontinuierliche Film paramagnetisch wird.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	III
Abbildungsverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	3
2.1 Magnetische Grundgrößen	3
2.2 Magnetisierung	3
2.3 Magnetische Ordnung	4
2.4 Temperaturabhängigkeit der magnetischen Ordnung	5
2.5 Paramagnetismus	5
2.6 Hysterese	6
2.7 Der Magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE)	8
2.8 Pump-Probe Spektroskopie	9
3 Der kontinuierliche und granulare FePt Film	11
3.1 Der Aufbau der Proben	11
3.2 Hysteresen der Proben	13
4 Set-up	15
4.1 Der Aufbau	15
4.2 Berechnung der Fluenz	17
4.3 Die Entstehung der MOKE-Daten	18
5 Messdaten & Auswertung	21
5.1 Zeitaufgelöste Hysteresen der Proben	21
5.2 Der kontinuierliche FePt Film	24
5.3 Der granulare FePt Film	27
5.4 Vergleich des kontinuierlichen und granularen FePt Films	30
5.5 Der Rückreflex	33
6 Fazit & Ausblick	37
7 Magnetische Speichermedien im Unterricht	39
7.1 Relevanz der Thematik	39
7.2 Elementarisierung des physikalischen Sachverhaltes	39
7.3 Zusammenfassung	41
Danksagung	IX
Literaturverzeichnis	XI
Selbstständigkeitserklärung	XIII

Abbildungsverzeichnis

1.1	Weltweit erstellte Datenmengen ab 2010, mit einer Prognose bis 2025. ¹	1
2.1	Schematische Darstellung der verschiedenen Möglichkeiten einer magnetischen Ordnung in Materialien.	4
2.2	Schematische Darstellung der Weißschen Bezirke in einem Ferromagneten. In den einzelnen Bezirken sind die magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet. ^{2,3}	4
2.3	Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur des kontinuierlichen FePt Films, normiert auf die Magnetisierung bei 300 K.	5
2.4	Schematische Darstellung a) einer Hysterese und b) Zusammenhang zwischen magnetischen Domänen und einer Hysterese. Die Bilder stammen von einer YIG Probe.	7
2.5	Schematische Darstellung a) einer Minor- und Majorhysterese und b) der Unterschied zwischen der Hysterese eines angeregten und nicht angeregten Materials.	7
2.6	Arten von MOKE-Experimenten. ^{3,4}	9
2.7	Ein kurzer Lichtstrahl wird aufgeteilt und über zwei Wege zur Probe geleitet, dabei kann der Weg eines Strahls mittels einer Verzögerungsstrecke variiert werden. ⁵	9
3.1	Einheitszelle von FePt in der $L1_0$ Ordnung.	11
3.2	Schematische Darstellung a) des kontinuierlichen 10 nm FePt Films mit einer 2 nm Schicht Aluminium zum Schutz und b) des granularen 8 nm FePt Films mit amorphen Kohlenstoff zwischen den Nanopartikeln.	11
3.3	Optische Absorption eines granularen FePt Film, welcher dem untersuchten sehr ähnlich ist. ⁶	12
3.4	Transmissions-Elektroskop (TEM) Aufnahmen der seitlichen Ansicht von FePt Proben, welche unseren vom Aufbau sehr ähnlich sind. a) Ein kontinuierlicher und b) ein granularer FePt Film. Anzumerken ist, dass das MgO Substrat bei unseren Proben weitaus dicker ist.	12
3.5	Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur der beiden untersuchten Proben, normiert auf die Magnetisierung bei 300 K.	13
3.6	Statische Hysteresen des kontinuierlichen und granularen FePt Films.	13
4.1	Versuchsaufbau des MOKE-Experimentes, der Übersicht halber wurden in dieser Abbildung einige Spiegel weggelassen, die lediglich den Lichtweg verlängert haben.	15
4.2	Hysterese des Magneten, gemessen an der Stelle der Probe.	17
4.3	Intensitätsverlauf der a) Pump- und b) Probe-Pulse mit den FWHM Werten.	18
4.4	Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung in der Probe.	18
4.5	Einzelne Schritte bei der Entstehung des MOKE-Signals. Angeregter Zustand mit a) positivem und b) negativem externen Magnetfeld. Nicht angeregter Zustand mit c) positivem und d) negativem externen Magnetfeld. Durch Subtraktion der beiden darüber liegenden Messungen erhaltene Daten mit e) positivem und f) negativem Magnetfeld. g) durch Subtraktion von e) und f) und anschließender Halbierung erhaltenes MOKE-Signal. h) angepasstes MOKE-Signal (genauere Beschreibung im Text).	19

5.1	Zeitaufgelöste Hysteresen nach einer Anregung durch einen Pump-Puls des kontinuierlichen Films (a-h) bei einer Anregungsfluenz von 7.0 mJ/cm^2 und des granularen Films (i-p) bei einer Anregungsfluenz von 6.85 mJ/cm^2 . Die nicht angeregten Hysteresen dienen als Referenzwerte zu den jeweiligen angeregten Messwerten. . . .	22
5.2	Vergleich der zeitaufgelösten Hysteresen bei zwei Fluenzen des granularen FePt Films. Beide Hysteresen sind 414 ps nach der Anregung aufgenommen worden. . . .	23
5.3	Schematischer Zusammenhang zwischen zeitaufgelösten Hysteresen und MOKE-Messungen. a) MOKE-Messung mit einer Fluenz von 7.2 mJ/cm^2 und b) eine Hysterese, welche bei einer Fluenz von 7.0 mJ/cm^2 , 64 ps nach der Anregung gemessen wurde.	23
5.4	Fluenzserie des kontinuierlichen FePt Films, gemessen mit einem äußeren Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. . . .	24
5.5	Normierung der Fluenzserie des kontinuierlichen Films, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT. a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Aufgrund des starken Rauschens wurde die Messung bei 2.9 mJ/cm^2 aus dieser Abbildung entfernt.	25
5.6	Magnetfeldserie des kontinuierlichen FePt Films, bei einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.	26
5.7	Normierung der Magnetfeldserie des kontinuierlichen Films a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Die Messungen wurden mit einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 durchgeführt.	27
5.8	Fluenzserie des granularen FePt Films, gemessen mit einem externen Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.	28
5.9	Normierung der Fluenzserie des granularen Films, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.	29
5.10	Magnetfeldserie des granularen FePt Films, bei einer Fluenz von 13.0 mJ/cm^2 a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.	29
5.11	Normierung der Magnetfeldserie des granularen Films a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Die Messungen wurden mit einer Fluenz von 13.0 mJ/cm^2 durchgeführt.	30
5.12	Normierten Messwerte der Fluenzserie von a) dem kontinuierlichen Film und b) dem granularen Film, jeweils gemessen bei einem äußeren Magnetfeld von 180 mT.	31
5.13	Vergleich der normierten MOKE-Daten des kontinuierlichen und granularen Films, bei a) einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 und b) einer von 14.5 mJ/cm^2 . Alle Messungen wurden mit einem externen Magnetfeld von 180 mT durchgeführt.	31
5.14	Normierten Messwerte der Magnetfeldserie von a) dem kontinuierlichen Film, gemessen bei einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 und b) dem granularen Film, gemessen bei einer Fluenz von 13 mJ/cm^2	32
5.15	MOKE am kontinuierlichen FePt Film mit einer Fluenz von 11.6 mJ/cm^2 bei einem externen Magnetfeld von 180 mT. Mittels <i>OriginLab 2018</i> wurde ein exponentieller Fit für den Remagnetisierungsprozess erstellt.	32

5.16	Zeitkonstante der Remagnetisierung in Abhängigkeit a) der Fluenz, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT und b) des angelegten Magnetfeldes, bei einer verwendeten Fluenz von 5.8 beim kontinuierlichen und 13.0 mJ/cm ² beim granularen Film.	33
5.17	Skizze zur Berechnung der Zeit, die der Rückreflex benötigt, um erneut auf die FePt-Schichten zu treffen.	34
5.18	Fluenzdaten in denen der Rückreflex zu erkennen ist. a) Kontinuierlicher FePt Film und b) granularer FePt Film.	35
5.19	Verhältnisse der Amplituden der Demagnetisierung der Rückreflexe und der ersten Demagnetisierung des kontinuierlichen und granularen FePt Films.	36
7.1	Schematische Darstellung der verschiedenen magnetischen Ordnungen in Materialien mithilfe von Elementarmagneten anstelle der Spins.	39
7.2	Schematische Darstellung von Nanopartikeln mit unterschiedlicher Spinausrichtung und dem Effekt der magnetischer Instabilität. ⁷	40
7.3	Schematische Darstellung von HAMR. ⁷	41

1 Einleitung

In einer Zeit, in der das Smartphone zum ständigen Begleiter geworden ist, wir stündlich mehrere Male mit dem Internet in Berührung kommen, fallen natürlich auch immer mehr Daten an. Diese Datenmengen müssen gespeichert werden. Insbesondere für Cloudanbieter wie Google, Amazon oder Apple wird dies durch die steigende Nachfrage an Speicherkapazität zu einem echten Problem. Im Jahr 2016 betrug die Menge aller Daten 16.1 Zettabytes (ZB), das entspricht ungefähr 10^{12} Gigabyte. In Abbildung 1.1 ist eine Darstellung, der sogenannten „global datasphere“ von der International Data Corporation (IDC) inklusive einer Prognose bis zum Jahre 2025 zu sehen. Demnach wird sich die Datenmenge bis 2025 auf 163 ZB verzehnfachen.¹

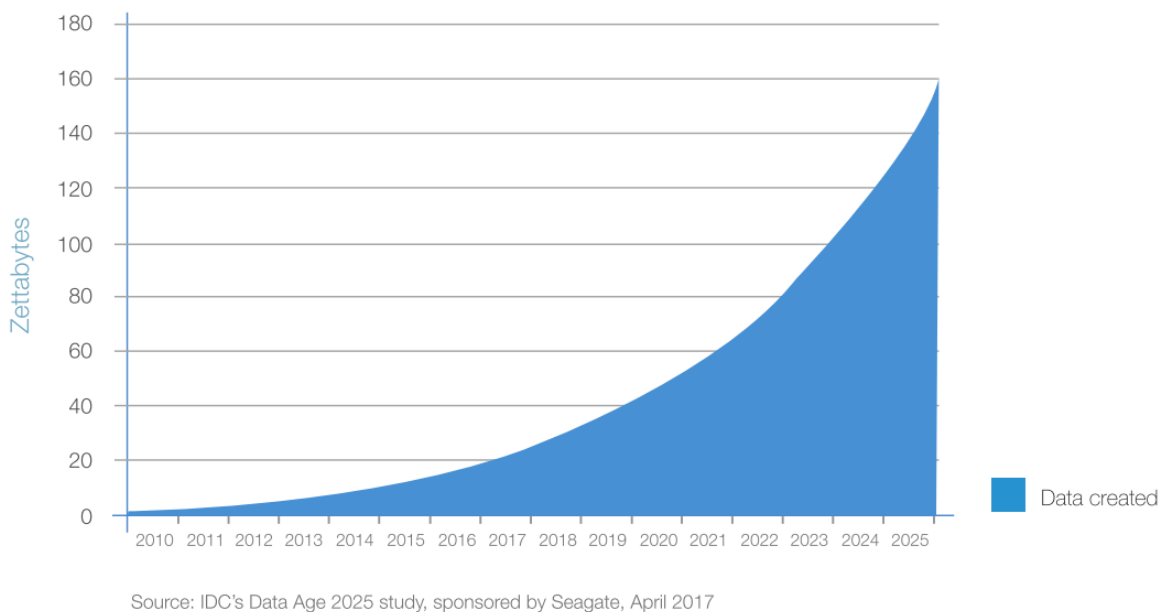


Abbildung 1.1: Weltweit erstellte Datenmengen ab 2010, mit einer Prognose bis 2025.¹

Entsprechend besteht die Lösung nicht darin mehr Speicherplatz zu schaffen, ohne die Technologie voran zu treiben und die Kapazität zu erhöhen. Ohne weitere Entwicklungen müssten wir pro Jahr unsere Bestände um 40 % erhöhen.⁷ Es wird also eine Technologie benötigt, um höhere Speicherdichten zu erreichen. Eine solche Möglichkeit bietet „heat assisted magnetic recording“ (HAMR). Damit soll es möglich sein, Festplatten jenseits der 4 Terrabit per square inch (Tbpsi) herzustellen.⁸ Mittels „perpendicular magnetic recording“ (PMR) sind bereits heute Speicherdichten von knapp über 1 Tbpsi möglich. Genau wie beim HAMR werden beim PMR Nanopartikel verwendet. Pro Bit werden bei PMR circa 20 Nanopartikel in einer Größe von 7-9 nm verwendet.⁹ Dabei werden Nanopartikel aus Kobalt-Chrom-Platin (CoCrPt) verwendet, bei HAMR wird stattdessen auf Eisenplatin (FePt) gesetzt. FePt hat ein weitaus größeres Anisotropiefeld als CoCrPt (116 kOe im Vergleich zu 13.7 kOe). Demzufolge ist es gegen äußere Magnetfelder unempfindlicher und lässt sich lediglich mit großen Magnetfeldern schalten. Des Weiteren sind FePt Nanopartikel bereits bei einer Größe von 2.8-3.3 nm über 10 Jahre stabil, wohingegen CoCrPt eine Nanopartikelgröße von 10.4 nm dafür benötigt.¹⁰ Mit diesen Voraussetzungen, ist es möglich, die Speicherdichte mittel FePt Nanopartikel und HAMR zu erhöhen. Mit dieser Methode wird versucht die Größe der Nanopartikel auf 3-5 nm zu reduzieren und die Partikelanzahl pro Bit auf 6-7 zu verringern.⁸ Es gibt bei der Entwicklung jedoch noch einige Probleme, welche behoben werden müssen, be-

vor solche Speichermedien gebaut werden können. Darunter fallen beispielsweise die Herstellung gleich großer Nanopartikel zwischen 3-5 nm, denn dadurch kommt es auch zu unterschiedlichen Curietemperaturen.⁸ Welche wiederum Einfluss auf das Beschreiben der Festplatten hat.

In einer Festplatte dreht sich das Speichermedium unter dem Lese- und Schreibkopf. Bei HAMR wird diese sich drehende Scheibe mittels Laserlicht erhitzt. Durch die Drehung wird eine bestimmte Position auf der Festplatte nur für kurze Zeit vom Laserlicht erhitzt. Aus diesem Grund ist es wichtig, den Wärmetransport und das Schalten des verwendeten Materials, genauer zu untersuchen und zu verstehen. In dieser Arbeit konzentrieren wir uns auf Dynamiken im Piko-sekundenbereich, über den charakteristischen Phasenübergang. Dazu wurde ein kontinuierlicher und ein granularer FePt Film untersucht. Die Nanopartikelgröße des granularen Films beträgt zwischen 8 und 10 nm. Aufgrund der Wichtigkeit dieses Themas, wird im Anschluss der experimentellen Untersuchung darauf eingegangen, wie dieses Themengebiet in der Schule behandelt werden kann.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Magnetische Grundgrößen

Es gibt viele Analogien zwischen Größen des Magnetismus und der Elektrostatik. Ein wesentlicher Unterschied besteht allerdings darin, dass es keine magnetischen Monopole gibt. Die simpelste Form eines Magneten ist ein magnetischer Dipol. Diese magnetischen Dipole können auf mikroskopische Kreisströme zurückgeführt werden, welche wir heute als eine klassische Betrachtung der Bahnbewegung und der Spins von Elektronen interpretieren können. Wenn ein magnetischer Dipol in ein Magnetfeld gerät, erfährt dieser ein Drehmoment und richtet sich entlang der magnetischen Feldlinien aus. Dieses Drehmoment wird magnetisches Dipolmoment oder auch magnetisches Moment μ genannt. Die Größe des Drehmomentes ist dann ein Maß für die magnetische Feldstärke \mathbf{H} . Die magnetische Feldstärke \mathbf{H} ist analog zu elektrischen Feldstärke \mathbf{E} . \mathbf{H} besitzt die Einheit A/m. Diese magnetische Feldstärke wird teilweise auch magnetische Erregung genannt.^{4, 11, 12} Der magnetische Fluss ϕ_m , welcher in Analogie zum elektrischen Fluss ϕ_{el} definiert ist, ist ein Maß für die Anzahl der Feldlinien durch eine bestimmte Fläche dA . Die Gleichung für den magnetischen Fluss ϕ_m ist:

$$\phi_m = \mu_0 \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{H} \quad (2.1)$$

Wird dieser Fluss auf die Fläche \mathbf{A} bezogen, so erhält man die magnetische Flussdichte \mathbf{B} . Diese Größe steht also in Analogie zur Verschiebungsdichte in der Elektrostatik. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke und der magnetischen Flussdichte ist:

$$\mathbf{B} = \frac{\phi_m}{\mathbf{A}} = \mu_0 \cdot \mathbf{H} \quad (2.2)$$

Dabei ist $\mu_0 = 1.26 \text{ (Vs)/(Am)}$ die magnetische Feldkonstante. Die Gleichung 2.2 gilt im Vakuum. Wird beispielsweise in einer Spule ein Material in den Innenraum gebracht, so kommt eine Materialkonstante, die sogenannte Permeabilität μ hinzu.

$$\mathbf{B} = \frac{\phi_m}{\mathbf{A}} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H} \quad (2.3)$$

Die magnetische Flussdichte \mathbf{B} hat die Einheit $\text{V} \cdot \text{s}/\text{m}^2 = \text{T}$ (Tesla). Sowohl \mathbf{H} als auch \mathbf{B} eignen sich dazu, magnetische Felder zu beschreiben.^{4, 11, 12}

2.2 Magnetisierung

Einer der wichtigsten Begriffe dieser Arbeit ist die Magnetisierung \mathbf{M} . Ein Material ist magnetisiert, wenn sich die permanenten oder von einem äußeren Magnetfeld induzierten magnetischen Momente ausrichten.¹² Paus beschreibt die Magnetisierung folgendermaßen: „Die Magnetisierung ist gleich der räumlichen Dichte der in einer Materie erzeugten magnetischen Dipole.“¹¹

Die Magnetisierung in einer Materie hängt von der magnetischen Feldstärke in dem Material ab.

$$\mathbf{M} = (\mu - 1) \cdot \mathbf{H} = \chi \cdot \mathbf{H} \quad (2.4)$$

Dabei ist χ die magnetische Suszeptibilität, welche häufig statt der Permeabilität μ als Materialparameter genutzt wird.

2.3 Magnetische Ordnung

In Abbildung 2.1 sind verschiedene räumliche Ordnungen der magnetischen Dipole (auch Spins genannt), in einem Material schematisch dargestellt. Wie gezeigt, richten sich bei ferromagnetischen Stoffen diese Dipole parallel zueinander aus. So ideal ist die Realität nicht und es kommt häufiger dazu, dass sich verschiedene Bereiche bilden, in denen sich die Spins parallel ausrichten. Diese Bereiche nennt man Weiß'sche Bezirke. Eine Darstellung ist in Abbildung 2.2 zu sehen. In diesen Bezirken sind alle Dipole parallel zueinander ausgerichtet. Der Grund für die Ausbildung solcher separater Domänen liegt in der Minimierung der inneren Energie. Wenn es nur eine Ausrichtung der Dipole über den gesamten Stoff gibt, wird dadurch ein großes Streufeld erzeugt. Das Magnetfeld innerhalb der Probe ist bei gleichen Temperaturen immer gleich groß, aber der Anteil an Spins, die nach außen zeigen und damit ein Feld außerhalb der Probe erzeugen wird durch die Domänenbildung minimiert. Die Grenzen dieser Domänen werden Bloch- oder Neel-Wände genannt. Diese Beschreibung gibt eine Begründung, warum sich Domänen mit unterschiedlich ausgerichteten magnetischen Dipolen bilden. Bei dem Anlegen eines externen Feldes ist die parallele Ausrichtung der Spins zu diesem energetisch günstiger und es findet eine Ummagnetisierung statt.^{11,13}

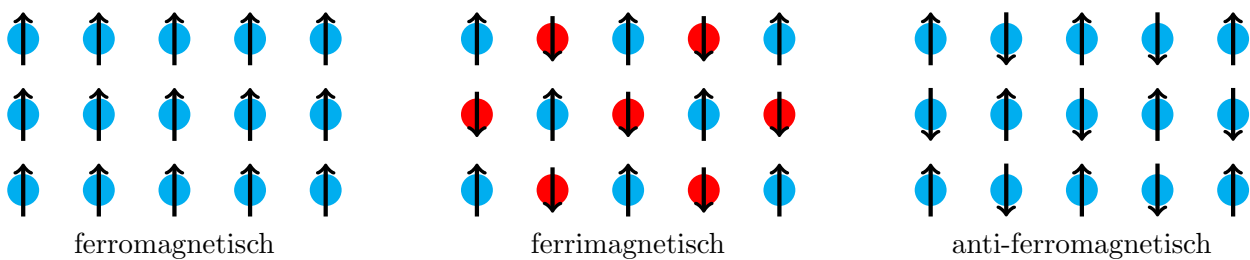


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der verschiedenen Möglichkeiten einer magnetischen Ordnung in Materialien.

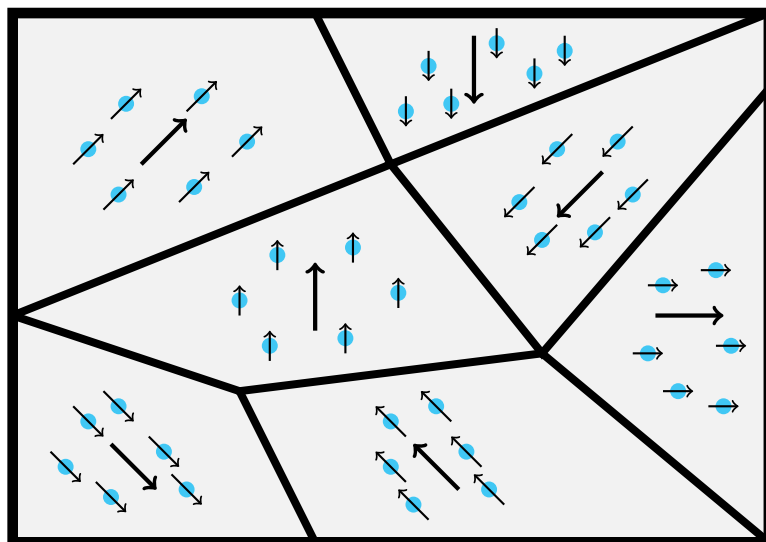


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Weißschen Bezirke in einem Ferromagneten. In den einzelnen Bezirken sind die magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet.^{2,3}

Die Ursache in der langreichweitigen Orientierung der Spins zueinander ist die Austauschwech-

selwirkung. Die Austauschwechselwirkung oder auch Austauschenergie kommt lediglich zwischen identischen ununterscheidbaren Teilchen zustanden. In Materialien beispielsweise zwischen Elektronen, deren Aufenthaltswahrscheinlichkeiten sich überlappen. Wenn eine parallele Stellung der magnetischen Momente energetisch günstiger ist, dann bildet sich eine ferromagnetische Ordnung aus, sollte antiparallel energetisch günstiger sein, dann kommt es zu einer antiferromagnetischen Ordnung (siehe Abbildung 2.1).

Die Magnetisierung einzelner Atome oder auch Moleküle eines Stoffes sind immer identisch. Lediglich bei verschiedenen Ionen kommt es zu Unterschieden in der Magnetisierung. So haben beispielsweise die Ionen Fe^{2+} und Fe^{3+} durch die verschiedene Anzahl an Elektronen, eine unterschiedliche Magnetisierung.¹¹

2.4 Temperaturabhängigkeit der magnetischen Ordnung

Die Currietemperatur ist diejenige Temperatur, bei der die Magnetisierung eines ferromagnetischen Stoffes verschwindet. Die Magnetisierung ist von der magnetischen Ordnung der Spins abhängig, welche von der Austauschwechselwirkung erzeugt wird. Erreicht ein Ferromagnet die Currietemperatur, wird die thermische Energie des Stoffes größer als die Austauschwechselwirkung und die magnetische Ordnung bricht zusammen. Der Stoff ist oberhalb der Currietemperatur nur noch paramagnetisch.^{3,11}

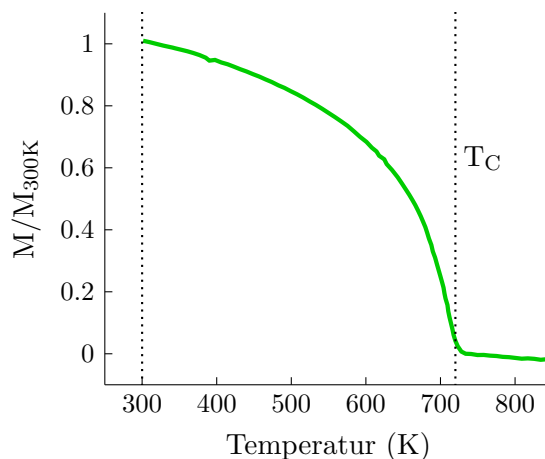


Abbildung 2.3: Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur des kontinuierlichen FePt Films, normiert auf die Magnetisierung bei 300 K.

In Abbildung 2.3 ist die Magnetisierung des kontinuierlichen FePt Films in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Es ist zu sehen, dass mit steigender Temperatur die Magnetisierung sinkt, bis der Film bei ungefähr 720 K seine Currietemperatur erreicht und die Magnetisierung damit auf Null sinkt.

2.5 Paramagnetismus

Ein Material wird als paramagnetisch bezeichnet, wenn die Atome bereits ein magnetisches Moment besitzen. Durch thermische Bewegung sind diese ohne ein externes Magnetfeld nicht speziell orientiert. Durch ein externes Magnetfeld können sich diese magnetischen Momente parallel dazu ausrichten. Ein solches magnetisches Moment kann durch die Bahnbewegungen der Elektronen oder durch deren Spin zustande kommen. Im Gegensatz dazu stehen diamagnetische Stoffe. Bei

diesen wird erst durch ein externes Magnetfeld ein magnetisches Moment im Material induziert. Außerdem richten sich diese dann antiparallel zum Magnetfeld aus. Paramagnetische Materialien haben eine Permeabilität μ welche wenig größer ist, als 1. Mangan hat beispielsweise eine Permeabilität von $\mu = 1.000883$. Weiterhin ist die Permeabilität eines paramagnetischen Stoffes temperaturabhängig, jedoch nicht feldabhängig.^{4,11}

Ein ähnliches Verhalten können auch ferromagnetische Partikel zeigen, wenn deren Größe immer weiter reduziert wird. Denn mit der Partikelgröße reduziert sich auch die Anisotropieenergie. Diese richtet die Magnetisierung entlang einer Achse aus. Wenn diese Anisotropieenergie auf Größenordnungen der thermischen Energie $k_B T$ abgesunken ist, kann es zur spontanen Änderung der Magnetisierungsrichtung in einem solchen Partikel kommen. Dieses Phänomen nennt man Superparamagnetismus. Dabei ändert sich die Magnetisierung des gesamten Partikels auf einmal. Ein wesentlicher Unterschied zum Paramagnetismus besteht darin, dass die magnetischen Momente eines solchen Partikels häufig in Größenordnungen von $10\,000 \mu_B$ liegen, wohingegen das magnetische Moment einzelner Atome in der Größenordnung von μ_B liegt. Dadurch ist ein Superparamagnet bereits mit viel geringeren Magnetfeldern zu sättigen.¹⁴ Mit einer Sättigung ist dabei gemeint, dass alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind.

2.6 Hysterese

Wenn ein externes Magnetfeld an einem ferromagnetischen Material angelegt und verändert wird, erhalten wir in der Regel ein ähnliches Bild wie in Abbildung 2.4 a) zu sehen ist. Solch eine Kurvenform nennt sich Hysterese. Die Magnetisierung ändert sich hierbei abhängig von dem externen Magnetfeld. Dies geschieht, da sich die Weiß'schen Bezirke (vgl. Abbildung 2.2) in der Probe am externen Magnetfeld orientieren und ausrichten. Dadurch steigt die Nettomagnetisierung der Probe. Bei weiterem Erhöhen von H flacht die Kurve ab, bis sie ein Maximum erreicht. Dabei handelt es sich um die Sättigungsmagnetisierung M_S . Bei der Sättigungsmagnetisierung sind alle magnetischen Momente ausgerichtet. Wenn nun das externe Magnetfeld wieder auf Null zurück gefahren wird, erkennt man, dass die Magnetisierung der Probe nicht auf Null zurückgeht. Diese Magnetisierung wird Remanenz genannt. Die Probe ist in diesem Zustand zu einem Permanentmagneten geworden. Bei der Umpolung von H reduziert sich die Magnetisierung der Probe erst auf Null. Das nun externe angelegte Magnetfeld wird auch Koerzitivfeldstärke genannt. Beim Absenken des Magnetfeldes H fällt auch die äußere Magnetisierung der Probe bis zum negativen Betrag der Sättigungsmagnetisierung M_S . Dass die Vergangenheit der Probe einen Einfluss auf diese Hysterese hat, lässt sich auch daran gut erkennen, dass die Messdaten erst von der Remanenz zur Sättigungsmagnetisierung verlaufen und im Anschluss von der negativen Sättigung nicht zum Ausgangspunkt zurückkehren, sondern bei der negativen Remanenz endet.

Um einen Bezug zwischen einer Hysteresekurve und den Weiß'schen Bezirken herzustellen, ist schematisch in Abbildung 2.4 b) dargestellt, wie eine Probe mit Weiß'schen Bezirken aussieht. Als Probe wurde Yttrium-Eisen-Granat (YIG) verwendet. Da von dieser Probe keine Hysteresekurve vorhanden ist, ist in Abbildung 2.4 b) die Hysteresekurve eines Elektromagneten mit Eisenkern abgebildet. Die hellen und dunklen Bereiche entsprechen jeweils Domänen mit entgegengesetzt ausgerichteten Spins.

Bei den Sättigungsmagnetisierungen erkennt man, dass die Bereiche monochrom sind und es damit lediglich eine Spinorientierung gibt. Geht man von den Sättigungsmagnetisierungen hin

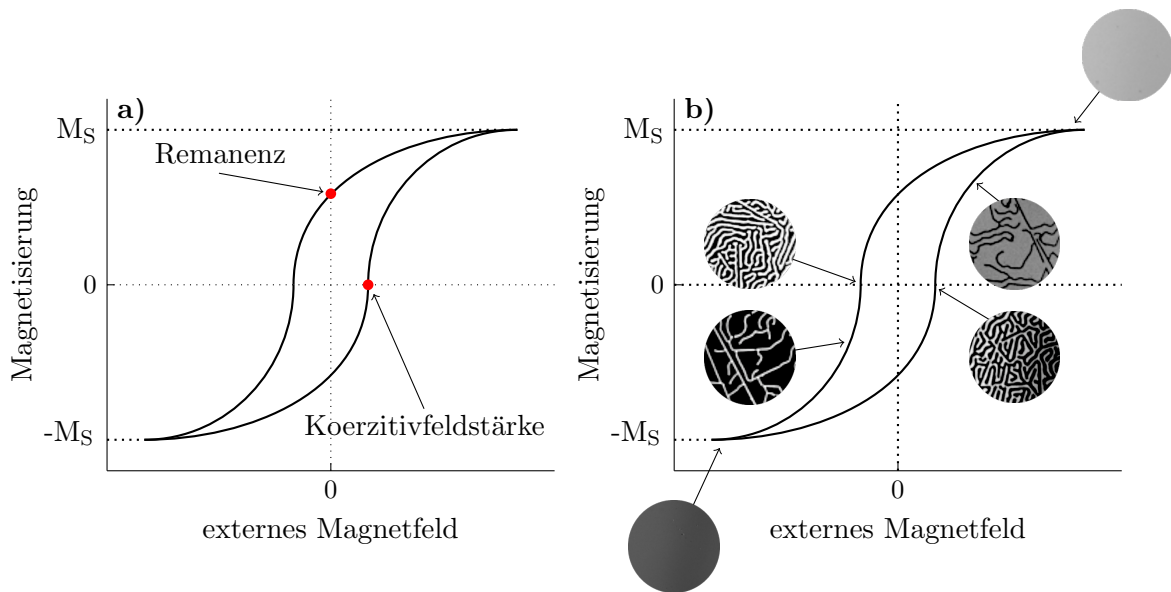


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung a) einer Hysterese und b) Zusammenhang zwischen magnetischen Domänen und einer Hysterese. Die Bilder stammen von einer YIG Probe.

zur Mitte, gleichen sich die hellen und dunklen Bereiche nahezu aus. Je näher man an der Sättigungsmagnetisierung ist, desto mehr dunkle (Richtung negativer Sättigungsmagnetisierung) beziehungsweise helle (Richtung positiver Sättigungsmagnetisierung) gibt es noch.

Es kann sein, dass das angelegte Magnetfeld nicht ausreicht, die Sättigungsmagnetisierung M_S zu erreichen. Wird mit einem solchen Magnetfeld eine Hysteresekurve gemessen, erhält man wie in Abbildung 2.5 a) zu sehen ist, eine sogenannte minor Hysterese. Schafft man es, die Probe von der Sättigungsmagnetisierung M_S zur negativen Sättigungsmagnetisierung zu polen, so spricht man von einer major Hysterese. Der Kernpunkt bei einer solchen Hysterese ist, dass die Magnetisierung M von der Vergangenheit einer Probe beeinflusst ist. Wird nur ein kleines Magnetfeld angelegt, bilden sich unterschiedliche Domänen aus, welche sich dann beim umpolen des Magnetfeldes ändern. Wenn das Magnetfeld so hoch ist, dass das Material die Sättigungsmagnetisierung erreicht, existiert lediglich eine Domäne.^{4,12}

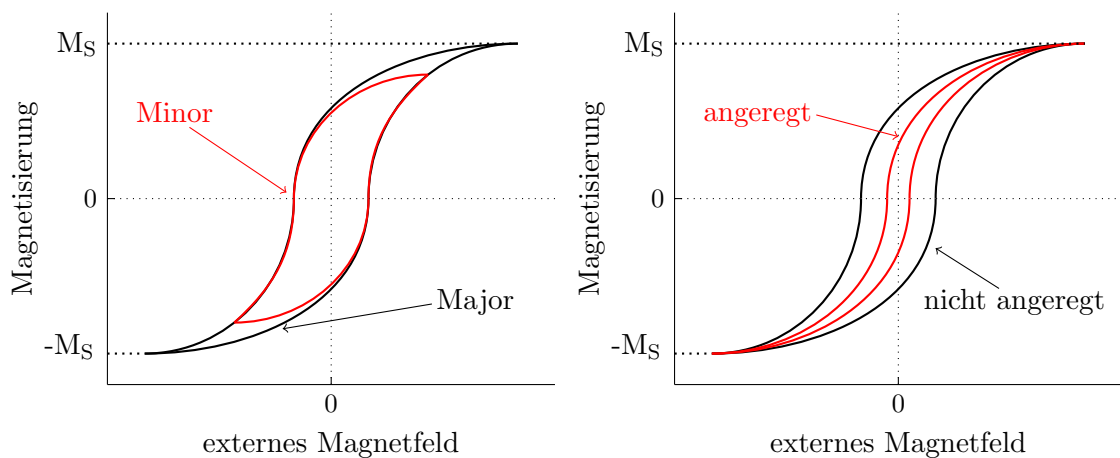


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung a) einer Minor- und Majorhysterese und b) der Unterschied zwischen der Hysterese eines angeregten und nicht angeregten Materials.

Wenn einer Probe Energie zugeführt wird, ändert sich die Hysterese. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.5 b) zu sehen. Es wird deutlich, dass die Probe im angeregten Zustand ein geringeres Magnetfeld benötigt, damit sich die Sättigungsmagnetisierung umkehrt. Wenn eine Probe angeregt wird, erfährt die Probe einen Temperaturanstieg. Dadurch ist es leichter, die magnetischen Momente mit einem externen Magnetfeld umzupolen. Dies ist ein essentieller Bestandteil des HAMR, denn so können die Spins magnetisch sehr stabile Materialien, wie beispielsweise FePt, bereits mittels eines kleinen Magnetfeldes beeinflusst werden. Wird der Probe genügend Energie zugeführt, kann die Temperatur der Probe auch über die Curietemperatur steigen und die Eigenmagnetisierung vollständig auf Null reduzieren (vergleiche Temperaturabhängigkeit der magnetischen Ordnung).

2.7 Der Magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE)

Der Magnetooptische Kerr-Effekt beschreibt die Veränderung der Polarisierung von Licht bei der Reflexion an einer magnetischen Oberfläche. Der Effekt ist nach dem Entdecker John Kerr benannt.^{15–17} MOKE-Messungen werden zur Untersuchung von magnetischen Eigenschaften verwendet. Der Vorteil von MOKE ist, dass sowohl Hysteresen, als auch zeitaufgelöste Dynamiken gemessen werden können. Im Vergleich zum Verfahren SQUID („superconducting quantum interference device“) ist der experimentelle Aufbau wesentlich einfacher. Die räumliche Auflösung ist dabei durch die fokussierten Laserpulse größer. Anders als bei dem SQUID Verfahren ist mit MOKE-Messungen eine Aussage über die absolute Magnetisierung und die Interpretation der Messdaten schwieriger. Allerdings kann man mit solchen Messungen feststellen, ob eine Sättigung erreicht wurde oder nicht.¹⁸

Wenn polarisiertes Licht auf eine magnetische Probe trifft, wechselwirkt die elektromagnetische Welle mit der Probe. Durch diese Wechselwirkung wird die Polarisationsrichtung in Abhängigkeit der Stärke der Magnetisierung gedreht.^{16,17}

Die Wechselwirkung mit den Spins des Materials hat zwei Auswirkungen auf die Polarisierung des Lichtes. Zum einen kommt es zu einer Drehung der linearen Polarisierung um den Kerr Winkel Θ_k und zum anderen kommt es zu einem elliptischen Anteil der Kerr Elliptizität ϵ_k .¹⁹

Die optischen Eigenschaften werden durch den dielektrischen Tensor ε bestimmt. Der Tensor eines optisch isotropen Materials ist gegeben durch:

$$\varepsilon(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Durch die Magnetisierung dieses Materials, wird der Stoff optisch anisotrop, die Diagonaleinträge des Tensors sind von Null verschieden:

$$\varepsilon(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & -\varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Linear polarisiertes Licht kann man als links- und rechtszirkular polarisiertes Licht mit gleicher Intensität verstehen. Die Anisotropie des Stoffes sorgt für eine Phasenverzögerung der links- und rechtszirkular polarisierten Welle. Dadurch kommt es zur Kerr Rotation. Die Ursache für die Kerr Elliptizität ist ein unterschiedlicher Absorptionskoeffizient.^{17,19}

MOKE-Experimente können, wie in Abbildung 2.6 gezeigt, in drei wesentlichen Varianten durchgeführt werden. Diese sind abhängig von der Orientierung zwischen der Einfallsebene der Probe-Pulse und der Magnetisierung in der Probe bezüglich der Probenoberfläche.¹⁹

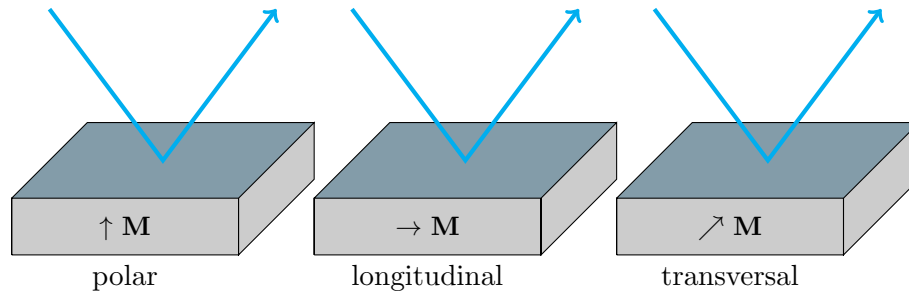


Abbildung 2.6: Arten von MOKE-Experimenten.^{3,4}

2.8 Pump-Probe Spektroskopie

Bestimmte Eigenschaften, wie beispielsweise Transportprozesse in Materialien, laufen innerhalb einiger hundert Femtosekunden (fs) ab. Dies ist für konventionelle Detektoren wesentlich zu schnell. Mittels der Pump-Probe Spektroskopie ist es möglich genau auf solchen Zeitskalen Materialien zu untersuchen. Dabei werden Laserpulse mit einer Länge von einigen Femtosekunden bis wenige Pikosekunden (ps) genutzt. Die Laserpulse werden in Pump- und Probe-Pulse (Anrege- und Abfragepulse) aufgeteilt. Durch die Absorption der Pump-Pulse von der Probe wird in dieser eine Veränderung induziert, welche mit den Probe-Pulsen untersucht werden. Die Zeit zwischen einzelnen Pump-Pulsen ist ausreichend, dass die Probe wieder in den Ausgangszustand gelangt. Zwischen dem Auftreffen der Pump- und Probe-Pulse besteht eine zeitliche Verzögerung. Durch eine Verzögerungsstrecke, welche den Laserweg der Pump-Pulse variiert, kann die Verzögerung verändert werden. Die Probe wird nun immer wieder durch einen Pump-Puls angeregt und anschließend von einem Probe-Puls untersucht. Bevor die nächste Anregung stattfindet, gelangt die Probe wieder in ihren Ausgangszustand. Nach der darauf folgenden Anregung wird die Verzögerung variiert, sodass man den zeitlichen Verlauf der optischen Eigenschaft erhält. Eine schematische Darstellung eines solchen Aufbaus ist in Abbildung 2.7 abgebildet.

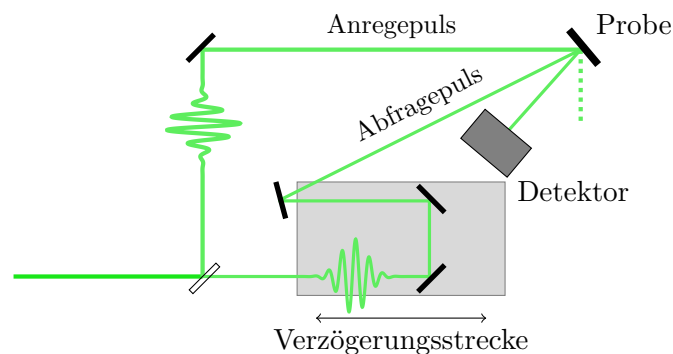


Abbildung 2.7: Ein kurzer Lichtstrahl wird aufgeteilt und über zwei Wege zur Probe geleitet, dabei kann der Weg eines Strahls mittels einer Verzögerungsstrecke variiert werden.⁵

In unserem Experiment bewirken die Pump-Pulse unter anderem eine Veränderung der Magneti-

sierung in der Probe. Das äußert sich in der Veränderung der Polarisierung in den Probe-Pulsen. Diese sind vor der Reflexion an der Probe p-polarisiert und erhalten auch ohne Anregung durch die Pump-Pulse einen s-polarisierten Anteil. Dieser s-polarisierte Anteil wird durch die Anregung gedreht und diese Drehung registrieren wir. Im Experiment wird die Änderung dieser Polarisationsanteile in Abhängigkeit von dem Zeitabstand zwischen Pump- und Probe-Pulsen gemessen. Im folgenden Abschnitt ist der Aufbau unseres Experimentes genauer beschrieben.

3 Der kontinuierliche und granulare FePt Film

3.1 Der Aufbau der Proben

In Abbildung 3.1 ist die tetragonale Einheitszelle von FePt dargestellt. Diese Anordnung der Atome nennt man auch $L1_0$ Phase. Dabei befinden sich in den Ecken und in der Mitte der Grund- und Deckfläche der Einheitszelle je ein Atom, in unserem Fall Eisen (Fe) und auf den seitlichen Flächen jeweils ein Atom Platin (Pt). Wie bereits in der Einleitung erwähnt, kann FePt in der $L1_0$ Phase in einer granularen Form mit Nanopartikeln gewachsen werden, die eine kleine Größenverteilung aufweisen. Dazu kommen die, im Vergleich zu anderen Stoffen, hohe Curietemperaturen von 700 bis 720 K (vergleiche Temperaturabhängigkeit der magnetischen Ordnung) und das hohe Anisotropiefeld,¹⁰ welches für die Verwendung in Festplatten von entscheidender Bedeutung ist. Da die Curietemperatur vom ungeordneten Gitter zu hoch für die Anwendung in Festplatten ist, wird die $L1_0$ Orientierung von FePt verwendet.²⁰

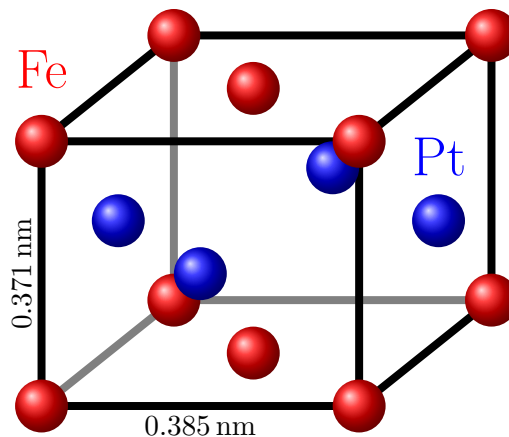


Abbildung 3.1: Einheitszelle von FePt in der $L1_0$ Ordnung.

Der in Abbildung 3.2 a) abgebildete kontinuierliche FePt Film und der in b) dargestellte granulare FePt Film wurden von Fabian Ganss in der Gruppe von Olav Hellwig hergestellt.

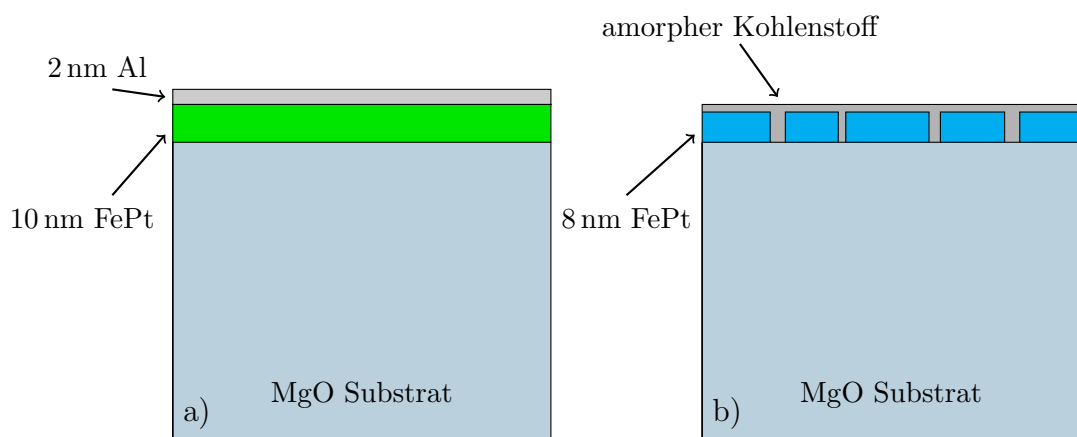


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung a) des kontinuierlichen 10 nm FePt Films mit einer 2 nm Schicht Aluminium zum Schutz und b) des granularen 8 nm FePt Films mit amorphem Kohlenstoff zwischen den Nanopartikeln.

Der FePt Film a) besteht aus einer 10 nm Schicht FePt und einer 2 nm Schicht Aluminium oben

drauf. Diese Schicht dient zum Schutz des Eisenplatinfilms. Der andere FePt Film, in Abbildung 3.2 b) ist lediglich 8 nm dick und besteht aus circa 10 nm großen Partikeln. Die Lücken zwischen den einzelnen Nanopartikeln sind mit amorphen Kohlenstoff gefüllt, dadurch werden die Nanopartikel auf Abstand gehalten und vor äußeren Einwirkungen geschützt. In Abbildung 3.3 sieht man ein Bild der optischen Absorption eines ähnlichen granularen FePt Films aufgenommen mithilfe Elektronenmikroskopie. Es ist gut zu erkennen, dass die Größe der einzelnen Nanopartikel variiert und diese auch unterschiedlich absorbieren. Ein besseres Bild über die Beschaffenheit der Proben gibt Abbildung 3.4. Hier sind zwei sehr ähnliche Proben abgebildet und die Struktur ist erkennbar.

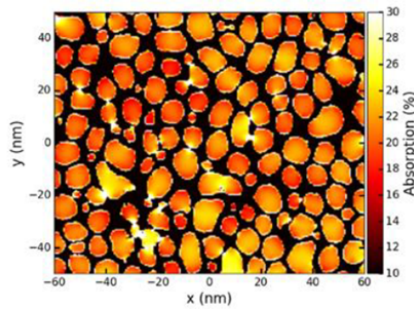


Abbildung 3.3: Optische Absorption eines granularen FePt Film, welcher dem untersuchten sehr ähnlich ist.⁶

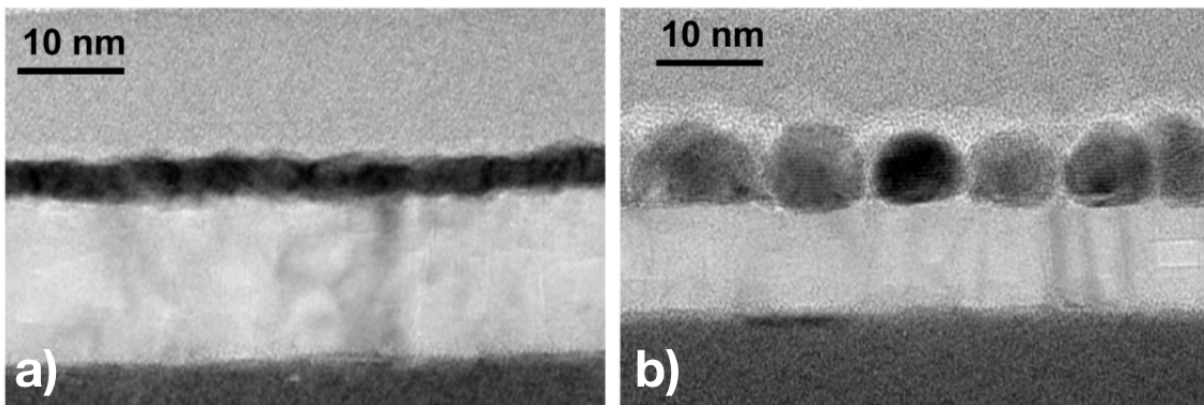


Abbildung 3.4: Transmissions-Elektroskop (TEM) Aufnahmen der seitlichen Ansicht von FePt Proben, welche unseren vom Aufbau sehr ähnlich sind. a) Ein kontinuierlicher und b) ein granularer FePt Film. Anzumerken ist, dass das MgO Substrat bei unseren Proben weitaus dicker ist.

Bereits im Kapitel Temperaturabhängigkeit der magnetischen Ordnung wurde auf die Curietemperatur vom kontinuierlichen FePt Film eingegangen. In Abbildung 3.5 sind nun die Kurven des kontinuierlichen und des granularen FePt Films gegenübergestellt. Der granulare Film hat im Vergleich zum kontinuierlichen eine steilere Demagnetisierungskurve und damit auch eine leicht geringere Curietemperatur von circa 700 K, wohingegen der kontinuierliche Film die vollständige Demagnetisierung bei ungefähr 720 K erreicht.

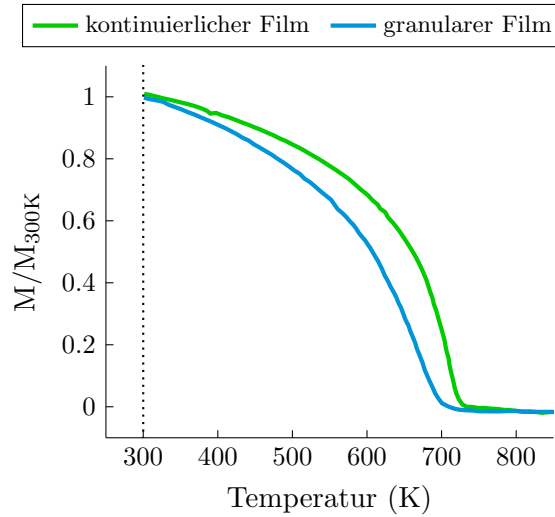


Abbildung 3.5: Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur der beiden untersuchten Proben, normiert auf die Magnetisierung bei 300 K.

3.2 Hysteresen der Proben

In Abbildung 3.6 sind die statischen Hysteresen der beiden FePt Filme abgebildet. Es ist zu sehen, dass der kontinuierliche Film ein deutlich kleineres Magnetfeld benötigt, um die Spins zu schalten. Das liegt daran, dass dieser seine Magnetisierung durch eine Domänenwandbewegung ändern kann. Sobald sich an einer Stelle der Probe die Magnetisierung dreht, beeinflusst das die Einheitszellen in der Umgebung und sorgt dafür, dass diese ebenfalls ihre Magnetisierung ändern. Auf diese Weise wandert die Domänenwand über die Probe. Dieser Prozess verläuft ohne Energiebarriere, weswegen die Hysterese auch so steil ist. Bei dem granularen Film muss jedes FePt Partikel einzeln seine Magnetisierung ändern, diese beeinflussen sich nicht gegenseitig. Aus diesem Grund ist die Hysterese wesentlich flacher.

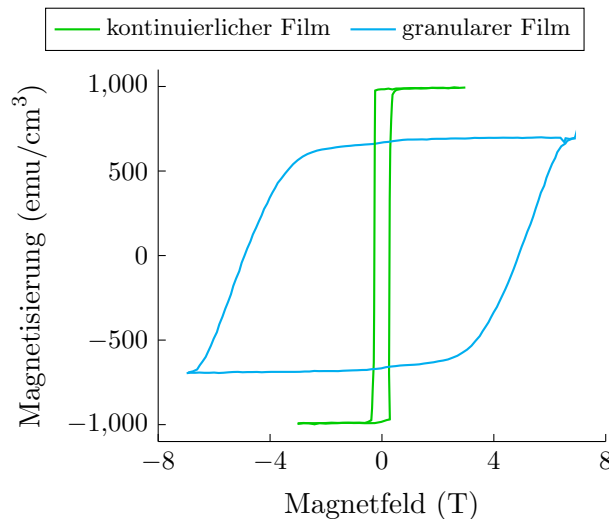


Abbildung 3.6: Statische Hysteresen des kontinuierlichen und granularen FePt Films.

Wie im Kapitel Hysterese beschrieben wurde, kann durch das Hinzufügen von Energie dafür gesorgt werden, dass bereits kleine Magnetfelder ausreichen, um entsprechend eine Probe mit ansonsten hohem Koerzitivfeld zu schalten. Wenn den beiden Proben entsprechend viel Wärmeenergie

hinzugefügt wird, wird der kontinuierliche Film paramagnetisch und der granulare Film superparamagnetisch. Durch diesen Superparamagnetismus, welcher bereits im Kapitel Paramagnetismus beschrieben wurde, sind wir in der Lage auch den granularen Film mittels kleiner Magnetfelder zu schalten. Daraus ergibt sich der Vorteil, dass beispielsweise Daten auf eine Festplatte geschrieben werden können, welche sich anschließend nicht mehr durch kleinere Magnetfelder verändern lassen. Es sei denn es wird erneut Energie zugeführt.

Die Amplitude der Hysteresekurve des granularen Films ist kleiner als die des kontinuierlichen Films. Dies liegt ebenfalls am Aufbau der granularen Probe. Zwischen den einzelnen FePt-Partikeln befindet sich amorpher Kohlenstoff. Dieser macht circa 30 % des Volumens aus. Daraus folgt, dass die Magnetisierung pro Volumen auch um circa 30 % geringer ist als bei dem kontinuierlichen Film, da generell weniger FePt auf dieser Probe vorhanden ist.

4 Set-up

4.1 Der Aufbau

Eine Übersicht zum Aufbau ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Laserweg beginnt mit der Erzeugung eines 532 nm Laserstrahls im Pumplaser (Verdi). Dieser ist ein continuous wave Laser, erzeugt somit keine Laserpulse. Er versorgt den Titan:Saphir Kristall des Femtosekunden-Oszillator (Mira von der Firma Coherent) mit Energie. Der Oszillator emittiert 80 fs lange Laserpulse mit einer Zentralwellenlänge von 800 nm und einer mittleren Leistung von 400 mW. Die Pulse werden anschließend im Verstärker (Legend, ebenfalls von der Firma Coherent) auf circa 1.2 W verstärkt, wobei die Frequenz von 80 MHz auf 1 kHz reduziert wird. Auf die genaue Funktionsweise des Legend und des Mira wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, sondern auf gesonderte Literatur verwiesen (Manual der beiden). Die Laserpulse sind p-polarisiert. Für unseren Aufbau benötigen wir keine sehr hohen Leistungen. Deshalb teilen wir den Strahl mit einem 50/50 Strahlteiler auf, wobei nur eine Hälfte für dieses Experiment benutzt wird. Die verstärkten Laserpulse haben eine Länge von circa 150 fs. Anschließend wird der Laserstrahl in Pump- und Probe-Pulse aufgeteilt. Dazu wird ein 30/70 Strahlteiler verwendet, sodass 30 % der Leistung für den Probestrahl reflektiert und 70 % für den Pumpstrahl transmittiert werden.

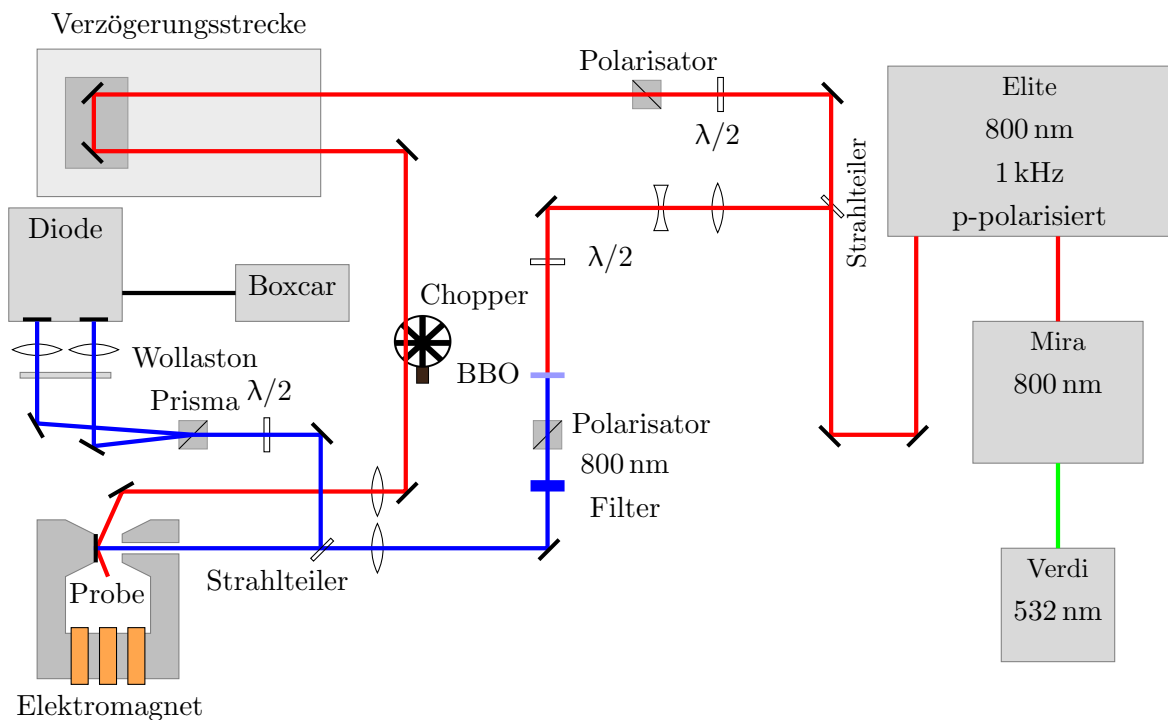


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau des MOKE-Experimentes, der Übersicht halber wurden in dieser Abbildung einige Spiegel weggelassen, die lediglich den Lichtweg verlängert haben.

Die minimale notwendige Leistung der Probe-Pulse wird durch die im Folgenden beschriebene Frequenzverdopplung bestimmt. Das Strahlprofil der Probe-Pulse wird nach der Aufteilung mittels eines Teleskops, also einer Kombination aus Streu- und Sammellinse, verkleinert. Durch ein $\lambda/2$ -Plättchen wird das p-polarisierte Licht s-polarisiert. Das Licht trifft so auf den BBO, dass dieser eine Frequenzverdopplung von 800 auf 400 nm bewirkt.²¹ Dabei ändert sich die Polarisation

von s auf p. Da unter diesen Aufbau der BBO lediglich s-polarisiertes Licht in seiner Frequenz verdoppelt, kann mittels des $\lambda/2$ -Plättchens die Intensität der 400 nm Pulse eingestellt werden. Licht welches nach dem BBO noch eine s-Polarisation aufweist, wird durch einen p-Polarisator gefiltert. Ein 800 nm Filter sorgt dafür, dass lediglich Pulse mit 400 nm übrig bleiben. Im Weiteren Verlauf werden die Probe-Pulse auf die Probe fokussiert. Bevor die Probe-Pulse aber die Probe erreichen, passieren diese einen Strahlteiler welcher 50 % reflektiert und 50 % transmittiert. Die Probe-Pulse treffen nahezu senkrecht auf die Probe und werden von ihr reflektiert, um anschließend von dem Strahlteiler durch ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchen und ein Wollaston Prisma gelenkt zu werden. Das Wollaston-Prisma teilt die Probe-Pulse in eine p- und s-polarisierte Komponente auf.^{4,12} Die p- und s-polarisierten Probe-Pulse werden nun in die zwei Eingänge der balancierten Diode gelenkt. Diese gibt die verstärkte Differenz der beiden eingehenden Signale an. Mit dem zuvor passierten $\lambda/2$ -Plättchen können wir nun vor dem Beginn einer Messung das Differenzsignal auf Null justieren. Der Nullwert entspricht einem gleichen Anteil von p- und s-polarisiertem Licht. Das eingehende Signal wird in der Diode verstärkt und anschließend in einem Boxcar-Integrator über 500 μ s integriert. Dieses Signal wird als konstante Spannung mit einer Frequenz von 1 kHz an die Messkarte weitergegeben. Die Messkarte misst genau in der Mitte des 1 ms Intervalls die Spannung.

Die Leistung der Pump-Pulse regeln wir mit einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polarisator, bevor die Pulse auf die Stage gelenkt werden. Ein computergesteuerter Mikrometertisch dient als Verzögerungsstrecke für den Pump- bzw. Probe-Puls. Damit kann der zeitliche Verlauf der optischen Eigenschaft nach dem Anregen durch den Pumpstrahl untersucht werden. Die Länge der Verzögerungsstrecke beträgt 15 cm. Licht legt diese Strecke innerhalb von 500 Pikosekunden (ps) zurück. Da die Pulse den Weg zwei Mal zurücklegen müssen, können die Pump-Pulse insgesamt um bis zu 1000 ps verschoben werden. Wobei das nicht bedeutet, dass die Pump-Pulse 1000 ps nach den Probe-Pulsen ankommen. Wir wollen auch Messdaten vor der Anregung aufnehmen. Aus diesem Grund wird der Lichtweg der Probe-Pulse so gewählt, dass wir bei minimaler Auslenkung der Verzögerungsstrecke mit den Pump-Pulsen nach den Probe-Pulsen auf die Probe treffen und mit weiterem Zurückfahren der Stage schließlich erst die Probe anregen und dann abfragen. Nach der Verzögerungsstrecke wird mittels eines Choppers jeder zweite Pump-Puls geblockt. Der Chopper dient der schnellen Modulation der Signale, um alles Rauschen bzw. Drifts herauszurechnen, die eine langsamere Modulationsfrequenz haben. Der Fokuspunkt der Pump-Pulse liegt weit hinter der Probe, sodass die Fläche welche von den Pump-Pulsen angeregt wird größer ist als die, welche mit den Probe-Pulsen abgefragt wird. Das vom Laser ausgegebene Triggersignal synchronisiert den Chopper, die Messkarte und den Boxcar zu den Laserpulsen. Die p-polarisierten Pump-Pulse werden in einem Winkel $\alpha = 45^\circ$ auf die Probe gelenkt und nach der Reflexion geblockt. Die Probe selbst ist auf einem Polschuh mit Silberleitpaste geklebt.

Der selbstgewickelte Elektromagnet besteht aus vier Spulen und einem Eisenjoch. Diese werden von einer Spannungsquelle von Kepco mit Strom versorgt und liefern ein Magnetfeld von bis zu 250 mT für die MOKE-Messung. Eine Hysterese des Magneten ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Diese wurde direkt an der Stelle der Probe gemessen und wird im weiteren Verlauf dazu genutzt die Werte des angelegten Magnetfeldes anzugeben. Besonders anzumerken sei an dieser Stelle, dass die Remanenz des Magneten mit ungefähr 50 mT sehr hoch ist. Für die weitergehende Forschung nach meiner Arbeit sollte das Eisenjoch ersetzt werden.

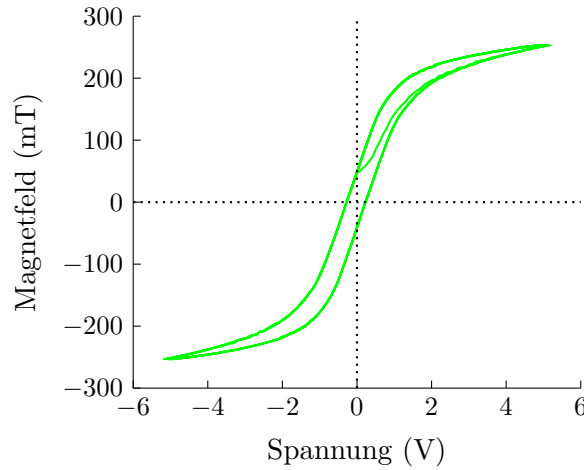


Abbildung 4.2: Hysterese des Magneten, gemessen an der Stelle der Probe.

4.2 Berechnung der Fluenz

Da die Wärmekapazität als konstant angesehen werden kann, ist die eingestrahlte Fluenz proportional zum Temperatursprung der Probe, welcher durch die zugeführte Energie induziert wird. Die von den Probe-Pulsen bestrahlte Fläche ist circa 32 mal kleiner als die der Pump-Pulse. Dies hat den Grund, dass wir dadurch mit dem Probe-Pulsen eine gleichmäßig angeregte Fläche betrachten können. Wäre das Strahlprofil der Probe-Pulse größer, würden wir über eine nicht homogen angeregte Fläche mitteln und unsere Abschätzung der Fluenz wäre zu groß, da wir in der Rechnung von einer gleichmäßigen Energieverteilung ausgehen.

Mittels einer CCD-Kamera und einem *LabView* Programm werden die Strahlprofile der Pump- und Probe-Pulse aufgenommen und deren Intensitätsverlauf analysiert. Ein Vergleich zwischen beiden Spots ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Für die Berechnung der bestrahlten Flächen werden aus den full width at half maximum (FWHM) Werten, die Werte berechnet, bei denen die Leistung auf $1/e$, also ungefähr 36 % abgefallen ist. Ohne die Berechnung dieser $1/e$ Werte würde die Fluenz überschätzt werden. Daraus ergeben sich dann unsere Fluenzwerte F , welche nach Gleichung 4.4 berechnet wurde. Wir nehmen an, dass die gesamte Energie in einer Ellipse mit der Hauptachse x_0 und Nebenachse y_0 deponiert wird. Dazu approximieren wir das gaußsche Intensitätsprofil mittels einer Box. Diese hat eine Breite vom doppelten der $1/e$ -Werte und eine Höhe der maximalen Intensität.

$$x_0 = \frac{FWHM_x}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (4.1)$$

$$y_0 = \frac{FWHM_y}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (4.2)$$

$$A_0 = \pi \cdot x_0 \cdot y_0 \quad (4.3)$$

$$F = \frac{\text{Leistung} \cdot \sin(\alpha)}{\text{Repetitionsrate} \cdot A_0} \quad (4.4)$$

Dabei sind $FWHM_x$ und $FWHM_y$ die jeweiligen FWHM Werte in den entsprechenden Raumrichtungen, vergleiche Abbildung 4.3. x_0 und y_0 sind die erwähnten $1/e$ Werte. A_0 ist die Fläche der dadurch erzeugten Ellipse. Die Leistung ist die tatsächliche Leistung, welche von dem Pump-Pulsen auf die Probe gelangt. Der Winkel α ist der Winkel, in welchem die Pump-Pulse auf die Probe treffen, in unserem Fall 45° und die Repetitionsrate des Lasers beträgt 1 kHz.

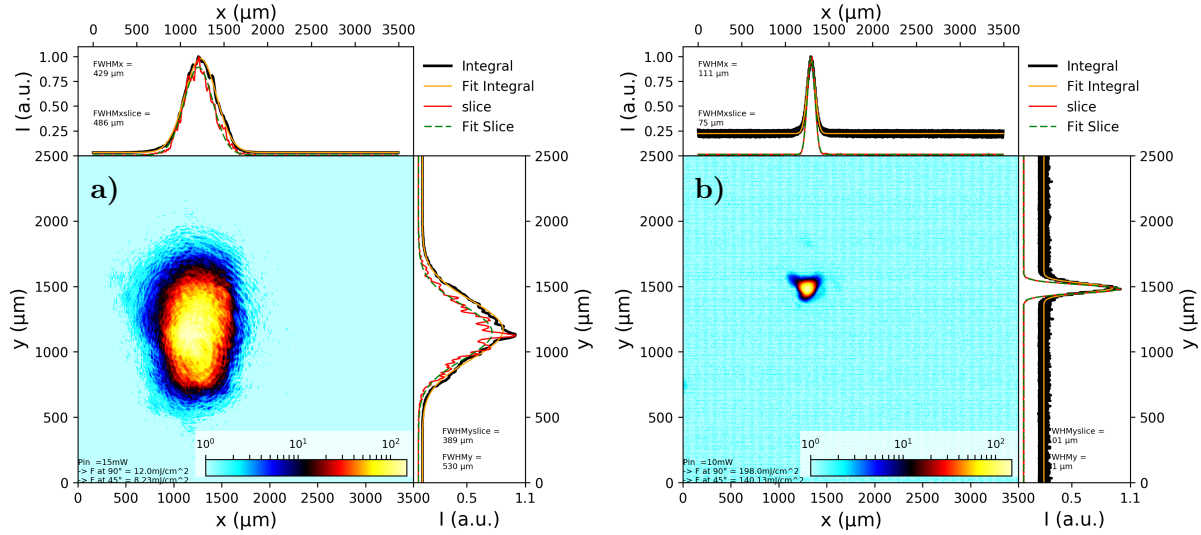


Abbildung 4.3: Intensitätsverlauf der a) Pump- und b) Probe-Pulse mit den FWHM Werten.

In Abbildung 4.4 ist eine schematische Darstellung der Intensitätsverteilung in der Probe zu sehen. Insgesamt wird lediglich die eingestrahelte Fluenz berechnet und nicht der Energiebetrag, welcher wirklich von der Probe aufgenommen wird. Es wird ebenso ein Teil reflektiert und transmittiert. Die Anrege- und Abfragepulse besitzen ein gaußförmiges Strahlprofil (vergleiche Abbildung 4.3). Da der Abfragepuls deutlich kleiner als der Anregepuls ist, wird davon ausgegangen, dass die vermessene Fläche eine homogene Energieverteilung aufweist.

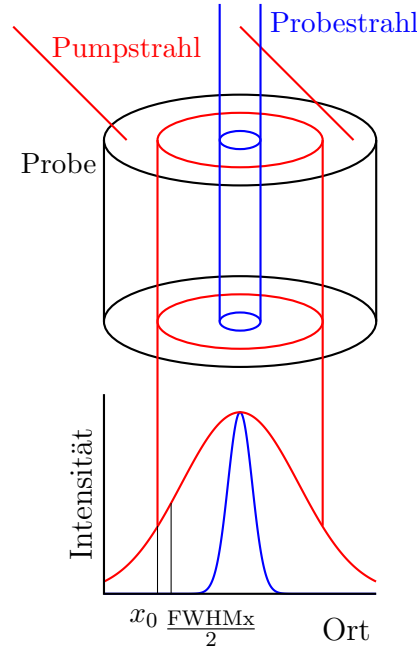


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung in der Probe.

4.3 Die Entstehung der MOKE-Daten

Nachdem der Aufbau des MOKE-Experimentes beschrieben wurde, stellt sich die Frage, wie die Rohdaten verarbeitet werden. Bei einer Messung mit angelegtem externen Magnetfeld, werden

für jede Verzögerungszeit 100 Werte für angeregte und nicht angeregte Zustände aufgenommen und gemittelt. Auf diese Weise wird die Stage einmal abgefahren und es entstehen die Daten, welche in Abbildung 4.5 a) und c) zu sehen sind. Nachdem die Stage einmal ganz durchgefahren ist, wird das Magnetfeld umgekehrt und der Vorgang wiederholt, so entstehen die Daten aus b) und d). Die weitere Verarbeitung der Daten geschieht nach der folgenden Gleichung:

$$I_{MOKE} = \frac{I_{M+,a.} - I_{M+,n.a.} - I_{M-,a.} - I_{M-,n.a.}}{2} \quad (4.5)$$

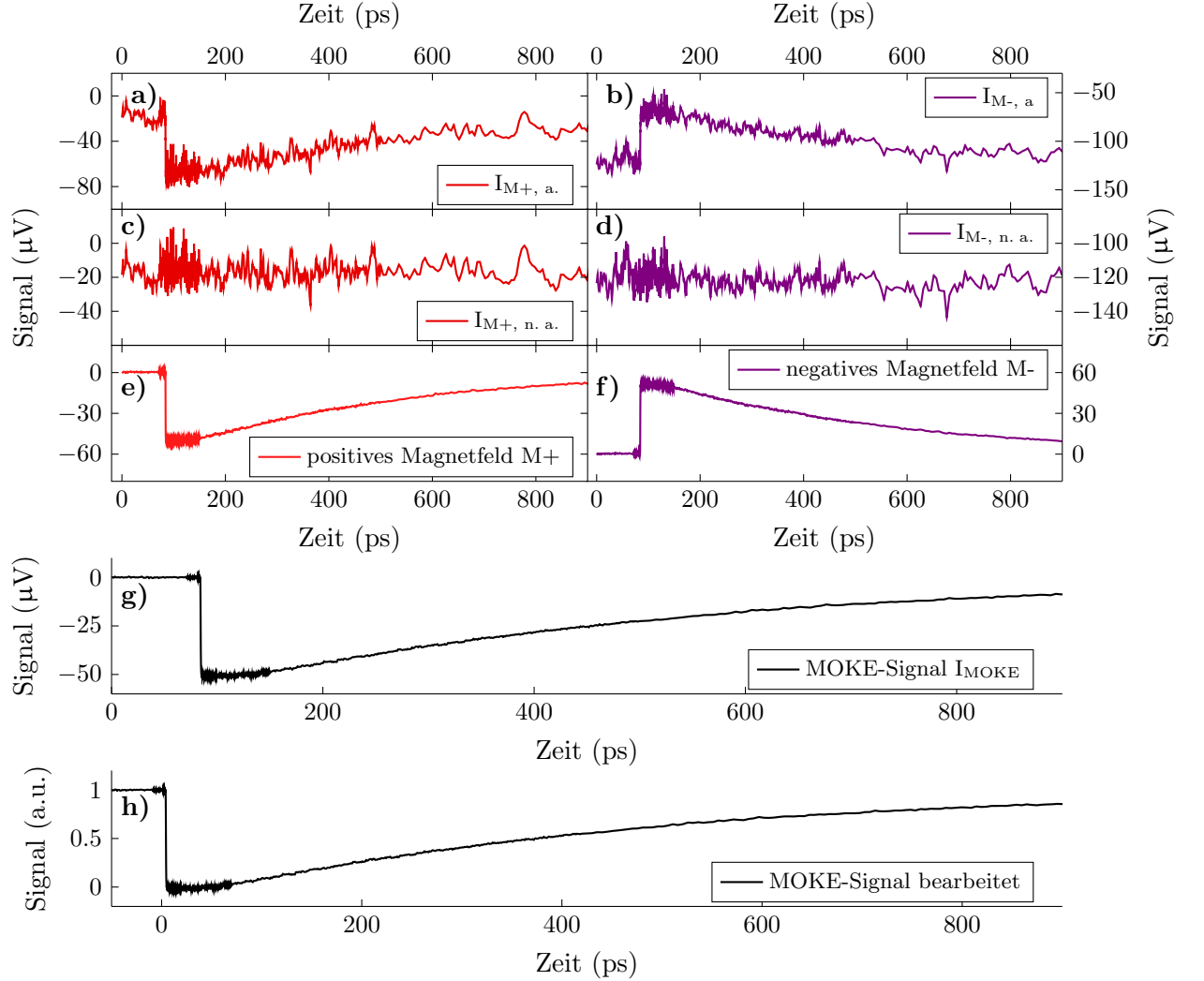


Abbildung 4.5: Einzelne Schritte bei der Entstehung des MOKE-Signals. Angeregter Zustand mit a) positivem und b) negativem externen Magnetfeld. Nicht angeregter Zustand mit c) positivem und d) negativem externen Magnetfeld. Durch Subtraktion der beiden darüber liegenden Messungen erhaltene Daten mit e) positivem und f) negativem Magnetfeld. g) durch Subtraktion von e) und f) und anschließender Halbierung erhaltenes MOKE-Signal. h) angepasstes MOKE-Signal (genauere Beschreibung im Text).

Dabei entsprechen a. angeregte und n. a. nicht angeregte Zustände. In unserem Set-up wird durch den Chopper, welcher mit einer Frequenz von 500 Hz läuft, jeder zweite Pump-Puls geblockt. Dies hat den Vorteil, dass der Unterschied zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen vermessen und

so die Signalqualität erheblich verbessert wird. Im Schritt von a) und c) zu e) beziehungsweise b) und d) zu f) werden die angeregten von den nicht angeregten Zuständen subtrahiert. Dies geschieht einmal für ein positives und das entgegengesetztes negatives Magnetfeld. Um eventuelle Signale nicht-magnetischen Ursprungs aus den Daten zu eliminieren, werden die Daten mit negativem Magnetfeld von dem mit positivem subtrahiert. Da durch die Subtraktion die Amplitude verdoppelt wurde, muss das Ergebnis noch halbiert werden. So entsteht das MOKE-Signal, welches in g) zu sehen ist. Als Beispiel für Signale nicht-magnetischen Ursprungs sei die thermische Anregung des elektronischen Systems genannt. Vor dem gleichzeitigen Auftreffen der Pulse sind die Messwerte in a) und c) beziehungsweise b) und d) nahezu gleich und deren Differenz damit ungefähr Null. Bei circa 90 ps sehen wir einen sehr schnellen Abfall der Kurve innerhalb von 1-2 ps. Zu diesem Zeitpunkt treffen Pump- und Probe-Pulse gleichzeitig auf die Probe. Im weiteren Verlauf können wir dann die Auswirkung der Anregung sehen, indem die Probe-Pulse mit einer Verzögerung zu den Pump-Pulsen auf die Probe treffen. Im letzten Schritt werden die so erhaltenen Daten entlang der Zeit-Achse so verschoben, dass das gleichzeitige Auftreffen von Pump- und Probe-Pulsen auf der Null liegt. Weiterhin werden die Messwerte soweit normiert, dass die y-Achse als ein Maß für die Magnetisierung angesehen werden kann. Vor der Anregung ist die Magnetisierung maximal bei einem Wert von Eins und sollte die zugeführte Energie ausreichen, um die Probe vollständig zu demagnetisieren, so sind kurz nach der Anregung die Werte bei Null. Das endgültige MOKE-Signal, so wie es im weiteren Verlauf der Arbeit auftauchen wird, ist in Abbildung 4.5 h) zu sehen.

5 Messdaten & Auswertung

5.1 Zeitaufgelöste Hysteresen der Proben

In Abbildung 5.1 sind die Hysteresen der beiden Filme im zeitlichen Verlauf nach einer Anregung durch einen Laserpuls dargestellt. Es ist zu sehen, dass der kontinuierliche Film auch bei diesen geringen Magnetfeldern eine typische Hysterese zeigt. Eine so steile Gerade als Hysterese, wie bei der Messung an der granularen Probe in Abbildung 5.1 ist charakteristisch für einen Superparamagneten. Auch bei -6 ps vor der Anregung zeigt der granulare Film bereits superparamagnetisches Verhalten, da die 2 ms zwischen zwei Anregungen nicht ausreicht, um die gesamte Energie abzutransportieren. Mit Hinblick auf die statischen Hysteresen aus Abbildung 3.6 ist dies auch keine Überraschung. Der granulare Film hat ein Koerzitivfeld von circa 6.5 T, wohingegen der kontinuierliche Film ein Koerzitivfeld von ungefähr 0.35 T hat. Bei beiden Filmen sieht man leicht, dass die Daten 1 ps nach der Anregung nahezu vollständig waagerecht wird. Durch die zugeführte Energie sinkt das Koerzitivfeld der Proben, wodurch nun bereits sehr kleine Magnetfelder ausreichen, um eine Ummagnetisierung zu erzeugen. Es ist deutlich zu sehen, dass der granulare Film bereits 164 ps nach der Anregung nahezu vollständig in seinen Ausgangszustand zurückgekehrt ist, wohingegen der kontinuierliche Film auch 314 ps nach der Anregung noch nicht im Ausgangszustand ist.

In Abbildung 5.2 sind zwei weitere Hysteresen des granularen Films abgebildet. Beide wurden 414 ps nach der Anregung aufgenommen und zuvor mit unterschiedlichen Fluenzen angeregt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Hysterese, nach der Bestrahlung der Probe mit einer geringeren Fluenz, eine offene Hysterese zeigt, wohingegen die Hysterese bei der höheren Fluenz näherungsweise eine Gerade bildet. Die offene Hysterese ist eine ferromagnetische minor Hysterese. Das wir bei der höheren Fluenz im Gegensatz dazu eine Gerade gemessen haben zeigt, dass der granulare Film durch die Anregung superparamagnetisch geworden ist. Ab einer gewissen Fluenz zwischen 2.8 und 6.85 mJ/cm² reicht die zugeführte Energie aus, um den granularen Film in den superparamagnetischen Zustand zu bringen.

Als Abschluss zu den Hysteresen sei in Abbildung 5.3 eine MOKE-Messung und eine Zeitaufgelöste Hysterese des kontinuierlichen FePt Films gegenübergestellt. Aufgrund von diversen Normierungen der ursprünglichen Daten, lässt sich lediglich eine qualitative Interpretation absichern. Bei jeder MOKE-Messung wird ein externes Magnetfeld angelegt und explizit ein Teil der Hysterese gemessen. Beispielsweise die Stellen, an denen in Abbildung 5.3 b) die Pfeile eingezeichnet sind. Anschließend wird wie im Kapitel Entstehung der MOKE Daten beschrieben jeweils die Differenz gebildet. Dadurch entsteht dann zum Beispiel bei 64 ps ein Messwert. Zu jedem Messwert aus Abbildung 5.3 a) gehören entsprechende Messwerte aus Abbildung 5.3 b).

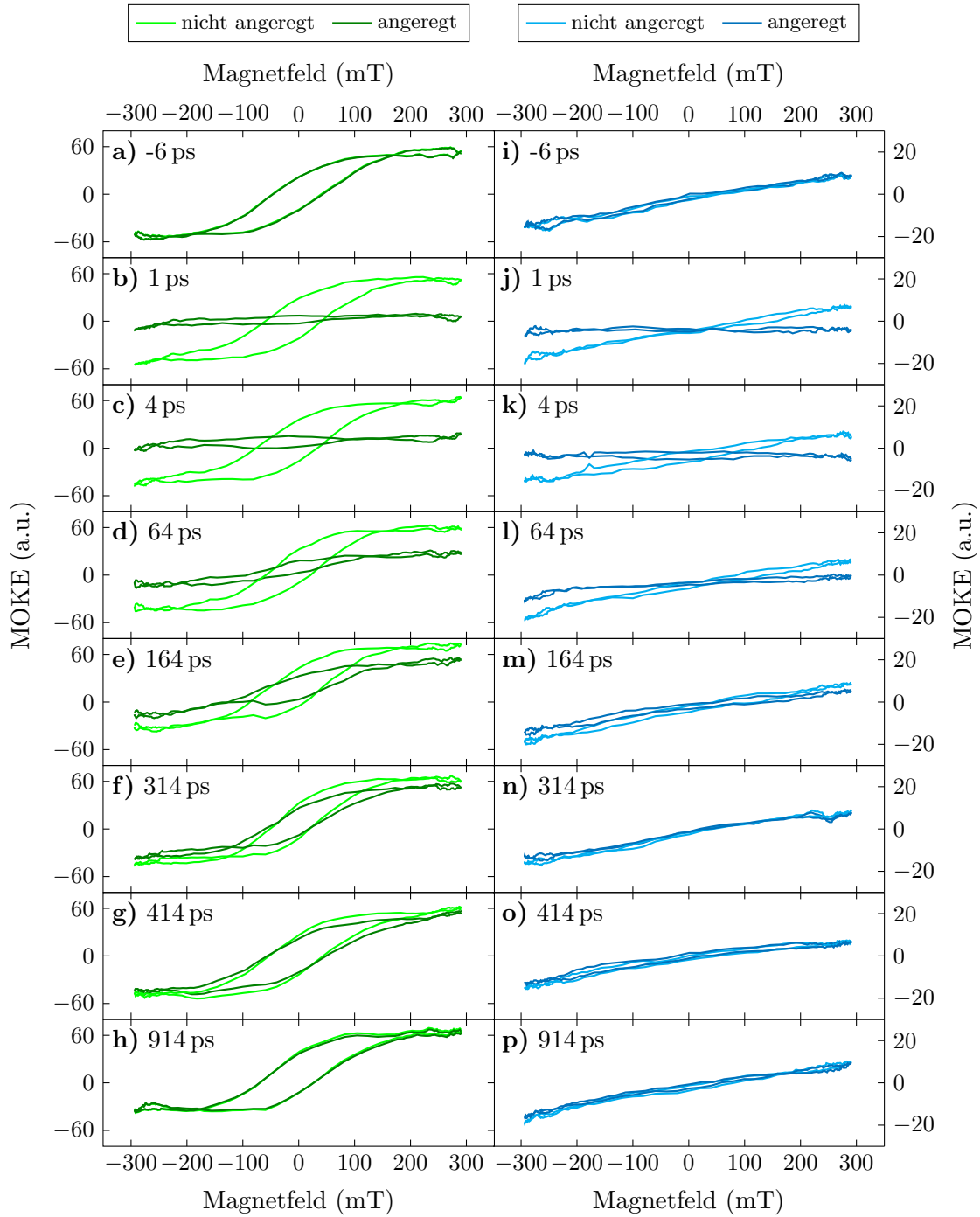


Abbildung 5.1: Zeitaufgelöste Hysteresen nach einer Anregung durch einen Pump-Puls des kontinuierlichen Films (a-h) bei einer Anregungsfluenz von 7.0 mJ/cm^2 und des granularen Films (i-p) bei einer Anregungsfluenz von 6.85 mJ/cm^2 . Die nicht angeregten Hysteresen dienen als Referenzwerte zu den jeweiligen angeregten Messwerten.

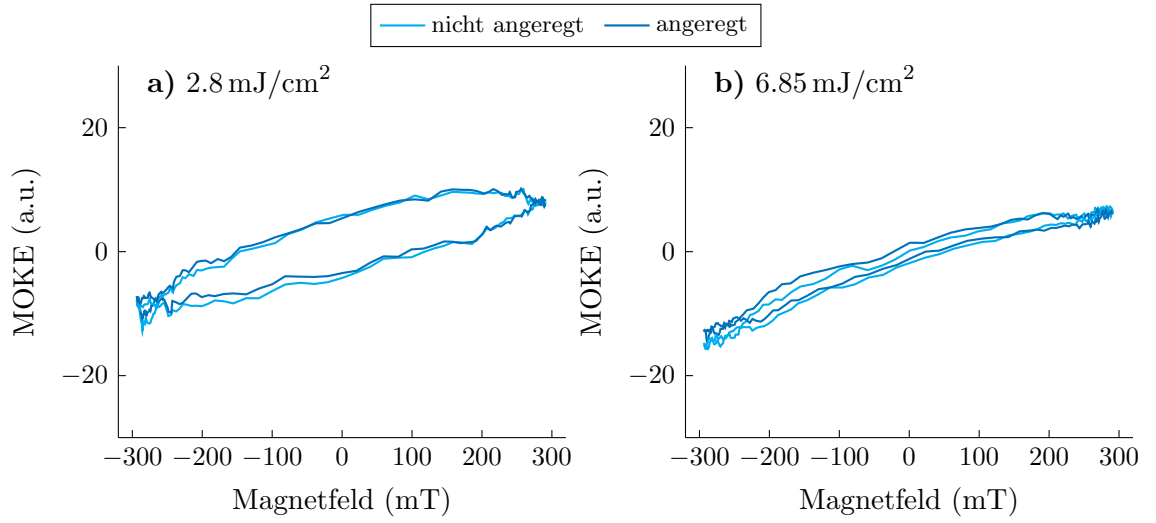


Abbildung 5.2: Vergleich der zeitaufgelösten Hysterese bei zwei Fluenz des granularen FePt Films. Beide Hysterese sind 414 ps nach der Anregung aufgenommen worden.

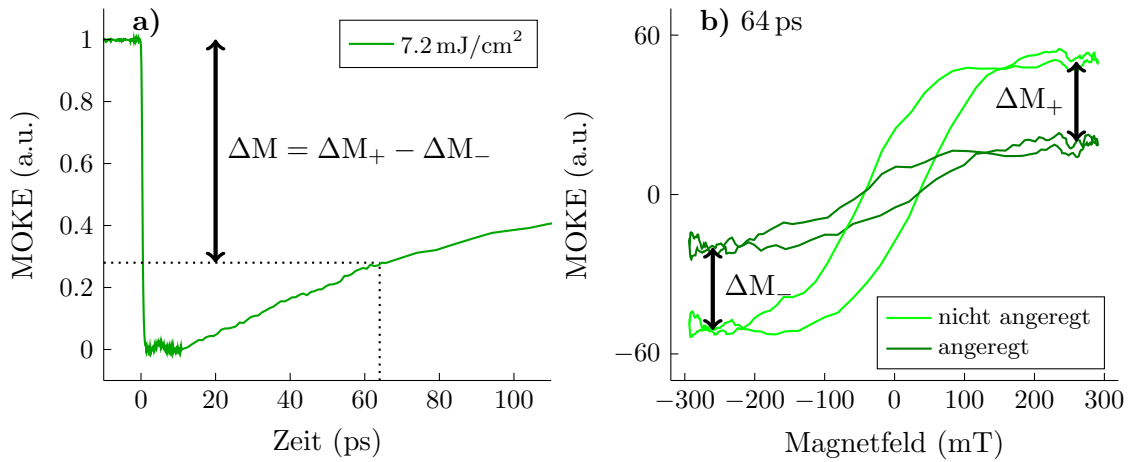


Abbildung 5.3: Schematischer Zusammenhang zwischen zeitaufgelösten Hysterese und MOKE-Messungen. a) MOKE-Messung mit einer Fluenz von 7.2 mJ/cm^2 und b) eine Hysterese, welche bei einer Fluenz von 7.0 mJ/cm^2 , 64 ps nach der Anregung gemessen wurde.

5.2 Der kontinuierliche FePt Film

Um die magnetischen Eigenschaften des kontinuierlichen FePt Films in Abhängigkeit von der zugeführten Energie zu untersuchen, wurden mehrere MOKE-Messungen mit unterschiedlichen Fluenzen durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messreihe ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Ohne eine entsprechende Anregung sollte die Probe beim Anlegen eines ausreichend großen externen Magnetfeldes vollständig magnetisiert sein und durch die Pump-Pulse demagnetisieren. Die Messwerte erreichen ab einer Fluenz von 8.7 mJ/cm^2 ein Maximum der Amplitude des MOKE-Signals. Wir gehen davon aus, dass ab dieser Fluenz die Probe vollständig demagnetisiert wird. Daher können die y-Achsen in Abbildung 5.4 auch als direktes Maß für die relative Magnetisierung angesehen werden. Es ist leicht zu erkennen, dass die verwendete Fluenz einen deutlichen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der Remagnetisierung hat. Bereits bei einer Fluenz von 2.9 mJ/cm^2 wird eine leichte Demagnetisierung in der Probe induziert. Dies ist allerdings eindeutiger in den normierten Messwerten in Abbildung 5.5 zu sehen. Da die induzierte Demagnetisierung sehr gering ist, rauschen die Messwerte für diese Fluenz durch die Normierung sehr stark. Die Demagnetisierung geschieht auf einer sehr kurzen Zeitskala und ist nach ungefähr einer Pikosekunde vollständig abgeschlossen. Die Probe beginnt anschließend sich abzukühlen und wieder zu remagnetisieren. Neben der Amplitude des MOKE-Signals ändert sich mit zunehmender Fluenz auch der Verlauf der einzelnen Kurven.

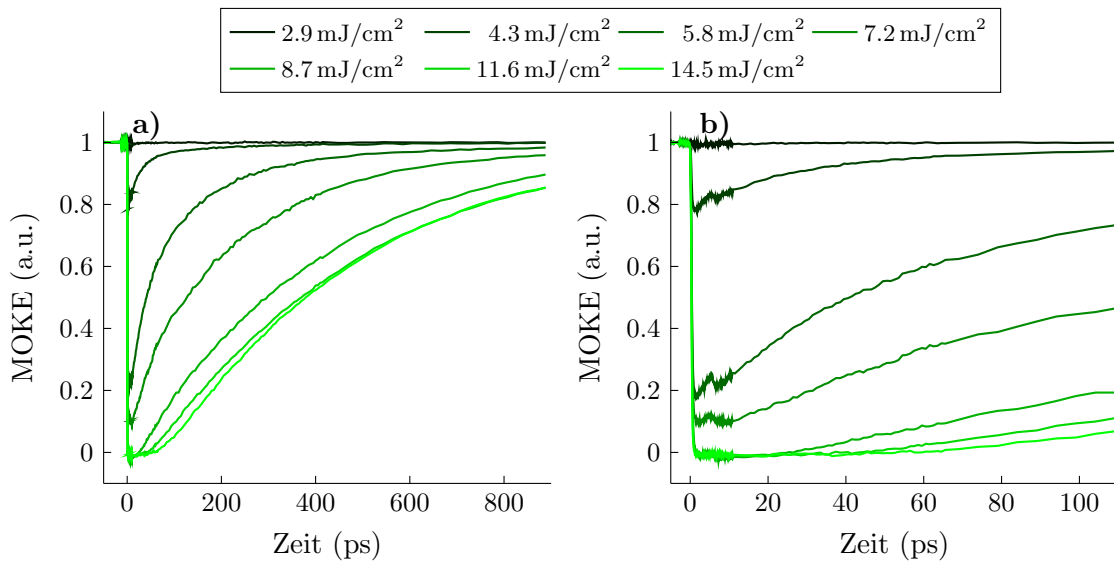


Abbildung 5.4: Fluenzserie des kontinuierlichen FePt Films, gemessen mit einem äußeren Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.

Insbesondere in Abbildung 5.4 b) ist gut zu erkennen, dass nach etwa 5 ps die Probe ein zweites mal leicht demagnetisiert wird. Dies ist bei den niedrigeren Fluenzen 4.3, 5.8 und 7.2 mJ/cm^2 deutlich zu sehen. Dieses Phänomen lässt sich mit dem Aufbau der Probe erklären: Treffen die Pump-Pulse auf die Probe, dann dringen diese in die Probe soweit ein, dass sie an der Rückseite des Substrats, d. h. an der Grenzfläche zwischen MgO und Luft reflektiert werden und erneut in die angeregte Schicht eindringen. Dieser Rückreflex reicht aus, um die Probe erneut anzuregen und etwas zu demagnetisieren. Wenn die Probe durch die Pump-Pulse vollständig demagnetisiert wird, also die Amplitude des MOKE-Signals ab einer Fluenz von 8.7 mJ/cm^2 ihr Maximum erreicht, sind die

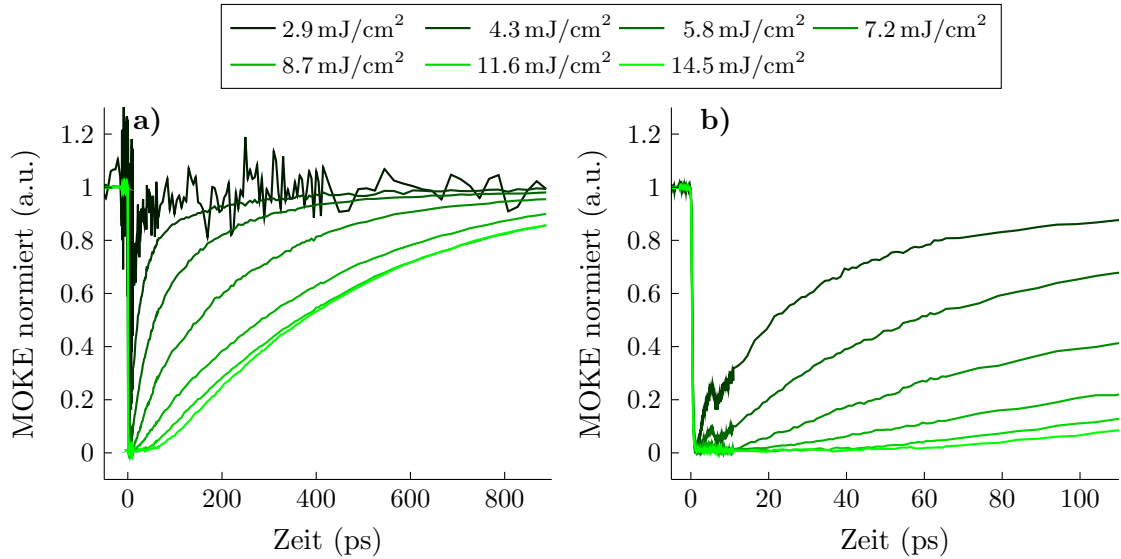


Abbildung 5.5: Normierung der Fluenzserie des kontinuierlichen Films, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT. a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Aufgrund des starken Rauschens wurde die Messung bei 2.9 mJ/cm² aus dieser Abbildung entfernt.

Auswirkungen des Rückreflexes nicht mehr zu erkennen, da die Probe immer noch vollständig demagnetisiert ist und sich nicht innerhalb der folgenden 5 ps wieder beginnt zu remagnetisieren. Während bei den niedrigeren Fluenzen (zwischen 4.3 und 7.2 mJ/cm²) gleich nach der Anregung die ferromagnetische Magnetisierung wieder exponentiell zunimmt, gibt es bei höheren Fluenzen (ab 8.7 mJ/cm²) erst ein kurzes Zeitfenster, indem sich die Magnetisierung linear wiederherstellt, bevor es in einen exponentiellen Verlauf übergeht. Der Zeitpunkt an dem dieser Übergang stattfindet, ist ebenfalls von der Fluenz abhängig. Bei den Fluenzen 8.7, 11.6 und 14.5 mJ/cm² beginnt der exponentielle Verlauf bei 30, 45 und 60 ps nach der Anregung. Aber nicht nur der Zeitpunkt der exponentiellen Remagnetisierung verschiebt sich mit steigender Fluenz weiter nach hinten, auch die Geschwindigkeit der Remagnetisierung sinkt und somit die Zeit, die die Probe benötigt, um in ihren Ausgangszustand zu gelangen. Mehr dazu folgt im Kapitel Vergleich des kontinuierlichen und granularen FePt Films.

Neben dem Einfluss unterschiedlicher Fluenzen auf die Probe, wurden auch die Auswirkungen unterschiedlicher äußerer Magnetfelder auf die Messungen untersucht. Dazu wurde der kontinuierliche FePt Film mit einer Fluenz von 5.8 mJ/cm² angeregt und die Messung unter verschiedenen Magnetfeldern wiederholt. Eine Fluenz von 5.8 mJ/cm² reicht aus, um bei einem externen Magnetfeld von 180 mT einen Vorzeichenwechsel der magnetischen Momente in der Probe zu induzieren, wie aus Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 deutlich wird. In Abbildung 5.6 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Magnetfelder wurden dabei immer wechselseitig angelegt. Da bei MOKE-Messungen das Magnetfeld gewechselt wird (vergleiche dazu Entstehung der MOKE-Daten) spielt dies allerdings keine Rolle für die Messsignale. Der Grund für diese Vorgehensweise ist, dass der verwendete Eisenkern im Elektromagnet durch vorherige Anwendungen noch eine Restmagnetisierung enthalten könnte und somit das angelegte Magnetfeld, sollte dieses niedriger sein als das vorangegangene, verfälschen könnte. Wichtig anzumerken sei an dieser Stelle, dass die Messwerte wieder so skaliert worden sind, dass die maximale Amplitude bei Null liegt und der Ausgangszustand auf

der Eins, dies allerdings nicht bedeutet, dass bei der größten Amplitude und dem dazu gehörigen Magnetfeld die Probe vollständig demagnetisiert worden ist. Das dies nicht der Fall ist, lässt sich leicht in Abbildung 5.6 b) erkennen, da auch die Messung bei 217 mT kein Plateau nach der ersten Demagnetisierung zeigt. Dies zeigt, dass die Probe sich sofort nach der Demagnetisierung wieder beginnt zu remagnetisieren. Wie bereits angesprochen ist der Rückreflex in den Messungen zu sehen, welcher die Probe nach circa 5 ps erneut etwas demagnetisiert.

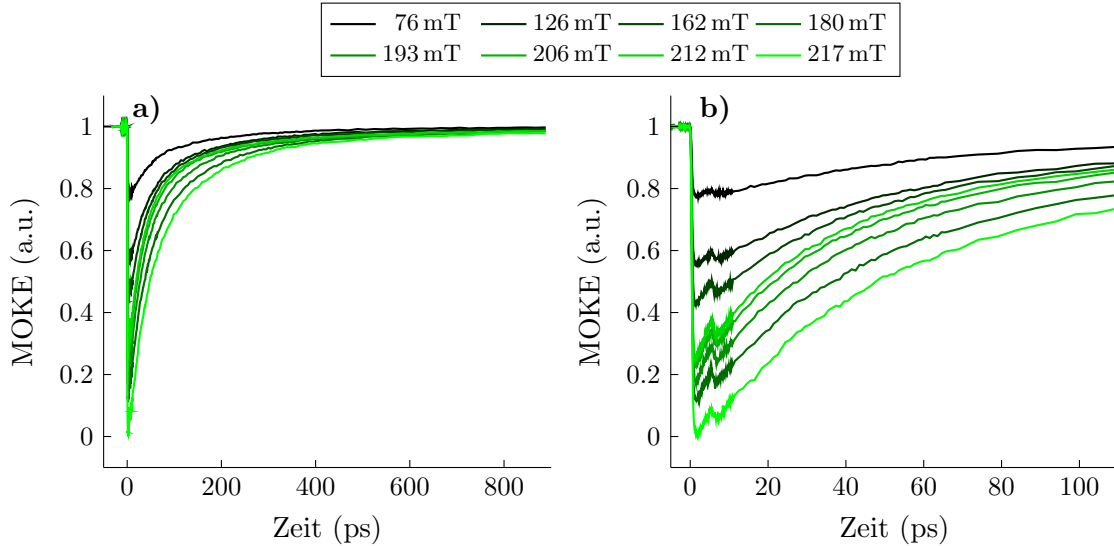


Abbildung 5.6: Magnetfeldserie des kontinuierlichen FePt Films, bei einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.

Generell lässt sich ein Zusammenhang zwischen angelegtem Magnetfeld und der Magnetisierung erkennen. Mit zunehmendem Magnetfeld wächst die MOKE-Amplitude und damit die Demagnetisierung. Denn durch ein größeres externes Magnetfeld steigt die Magnetisierung der Probe in Messrichtung und somit auch die mögliche Demagnetisierung durch die Probe-Pulse. Allerdings ist in Abbildung 5.6 b) deutlich zu sehen, dass dies nicht zutrifft. Die FePt Probe wird mit einem äußeren Magnetfeld von 221 mT weniger demagnetisiert, als bei 180 mT, obwohl die Fluenz bei beiden Messungen die gleiche gewesen ist. Eine mögliche Erklärung für diese Messwerte ist, dass durch die unterschiedlich eingestellten Magnetfelder sich die Probe oder gar der ganze Polschuh, auf dem sich die Probe befestigt ist, bewegt haben. Dies kann dann zu unterschiedlichen Einkopplungen in die Diode führen, wodurch die Abweichungen zu erklären wären.

Um den Einfluss des Magnetfeldes auf den Verlauf der Remagnetisierung zu untersuchen, wurden die Messwerte wie bei den Fluenzdaten auf ihr jeweiliges Maximum der MOKE-Amplitude normiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Wieder sei kurz erwähnt, dass anders als bei den Fluenzdaten die Null hier nicht bedeutet, dass die Probe keine Magnetisierung aufweist, sondern lediglich als größte gemessene Demagnetisierung zu verstehen ist.

Es zeigt sich, dass das äußere Magnetfeld einen Einfluss auf die Zeit hat, die die Probe benötigt, um sich zu remagnetisieren. Es lässt sich der Trend erkennen, dass mit größerem Magnetfeld die Probe schneller remagnetisiert. Lediglich die Messung mit dem Magnetfeld von 217 mT passt nicht in dieses Bild hinein. Für eine ausführliche Betrachtung der Zeitkonstanten der Remagnetisierung wird auf das Kapitel Vergleich des kontinuierlichen und granularen FePt Films verwiesen.

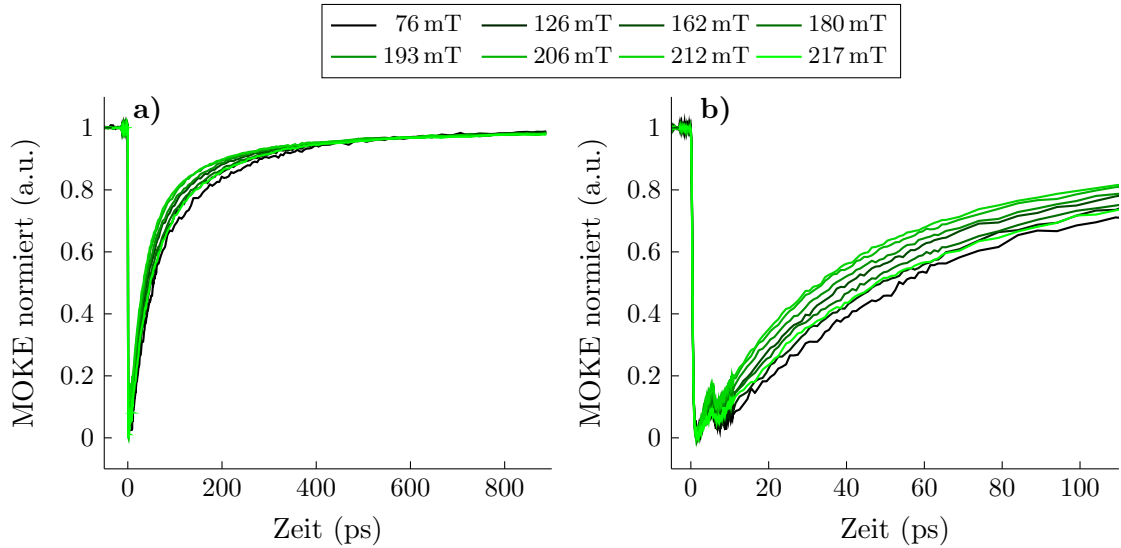


Abbildung 5.7: Normierung der Magnetfeldserie des kontinuierlichen Films a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Die Messungen wurden mit einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 durchgeführt.

5.3 Der granulare FePt Film

Um nun die magnetischen Eigenschaften des granularen FePt Films zu untersuchen, wurden auch dieser Probe unter einem externen Magnetfeld von 180 mT unterschiedlichen Energien zugeführt. In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse zu sehen. Es fällt auf, dass im Vergleich zu den Ergebnissen des kontinuierlichen Films (vergleiche Abbildung 5.4) die Magnetisierung mit zunehmender Fluenz erst sinkt und anschließend wieder ansteigt. In Abbildung 5.8 b) erkennt man deutlich, dass in den Messungen das Maximum der Demagnetisierung bei einer Fluenz von 8.7 mJ/cm^2 erreicht wird. Anschließend sinkt die Amplitude des MOKE-Signals wieder. Dieses Verhalten war nicht zu erwarten und es gibt verschiedene Erklärungsmöglichkeiten, auf die im folgenden eingegangen wird. Dieses Phänomen könnte darauf hindeuten, dass die Fluenzen zu groß sind und die Probe an dieser Stelle degenerierte. Allerdings konnte dies nicht mittels Kontrollmessungen bestätigt werden. Eine weitere Erklärung für diese Verschiebung ist, dass die Probe durch die Anregungen insgesamt einen Temperaturanstieg erfahren hat und die 2 ms zwischen den einzelnen Anregungen nicht ausreicht, um die Wärme vollständig abzutransportieren. Dadurch wäre zu Beginn der nächsten Messung ein Teil der Probe noch demagnetisiert und folglich würde die Amplitude des MOKE-Signals kleiner ausfallen, da es weniger zu demagnetisieren gibt. Dass dies solch einen Einfluss auf die Messdaten haben könnte, hängt mit der Entstehung des MOKE-Signals zusammen, welches im Kapitel Entstehung der MOKE-Daten beschrieben wurde. Diese Erklärung konnte jedoch ebenfalls nicht nachgewiesen werden. Ebenfalls kann es sein, dass bei unterschiedlichen Fluenzen unterschiedliche Teilchen angeregt werden, auch dadurch wäre solche Messwerte zu erklären. Am wahrscheinlichsten ist, dass sich während der einzelnen Messungen und beim Ändern des Magnetfeldes die Einkopplung in die Diode verändert hat und dadurch die Abweichungen zustande kamen.

Auch in diesen Daten lässt sich der Rückreflex des optischen Pump-Pulses erkennen und es kommt erneut zu einer zweiten Anregung. Diese Anregung ist ab einer Fluenz von 13.0 mJ/cm^2 nicht mehr in den Messdaten zu erkennen. Das bedeutet, dass die Probe bei dieser Fluenz vollständig

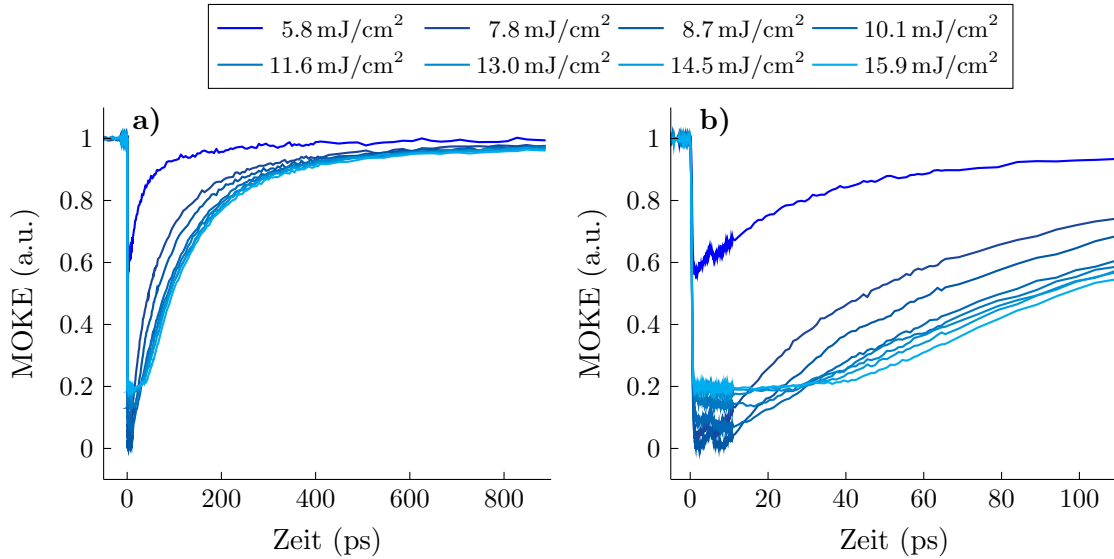


Abbildung 5.8: Fluenzserie des granularen FePt Films, gemessen mit einem externen Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.

demagnetisiert ist. Die y-Achse kann zwar weiterhin als ein Maß für die Magnetisierung angesehen werden, allerdings sind hier die unterschiedlichen Fluenzen, aufgrund der Verschiebung nicht miteinander vergleichbar. Es lässt sich erneut erkennen, dass die Fluenz einen Einfluss auf die Zeit hat, die die Probe benötigt, um sich wieder zu magnetisieren.

In Abbildung 5.8 b) lässt sich teilweise bei den Messungen der Fluenzen 13.1 und 14.5 mJ/cm² erkennen, dass nach der ersten Anregung und der daraus resultierenden Demagnetisierung die Demagnetisierung weiter sinkt. Eine mögliche Erklärung dafür könnte das M3TM Modell zum Demagnetisierungsprozess liefern. Demnach gibt es zwei Typen von Dynamiken, welche zu einer Demagnetisierung führen können. Typ-II sorgt für eine langsame Demagnetisierung, welche im Gegensatz zu Typ-I nicht bereits nach 1 ps abgeschlossen ist.²² Da allerdings solche Messwerte in dem Aufbau nicht reproduzierbar waren, sei diese mögliche Erklärung hier nur kurz erwähnt.

Der Verlauf der einzelnen Messungen lässt sich erneut besser miteinander vergleichen, wenn die Messdaten normiert werden, diese sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Wie auch bei dem kontinuierlichen FePt Film, lässt sich beim granularen Film eine Veränderung des Verlaufes mit ansteigender Fluenz beobachten. Bei geringen Fluenzen zwischen 5.8 und 8.7 mJ/cm² ist sofort nach der Demagnetisierung eine exponentielle Remagnetisierung zu erkennen. Eine Ausnahme bildet die zweite Demagnetisierung durch den Rückreflex. Ab einer Fluenz von 10.1 mJ/cm² ist zu sehen, dass sich in einem kurzen Zeitfenster, die Magnetisierung der Probe nahezu nicht ändert. Genau wie bei dem kontinuierlichen Film, lässt sich in den Messdaten erkennen, dass die Probe mit steigender Fluenz länger benötigt, um mit dem exponentiellen Verlauf der Remagnetisierung zu beginnen. Die Remagnetisierung beginnt bei den Fluenzen 13.0, 14.5 und 15.9 mJ/cm² bei 16, 25 und 30 ps.

In Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse aus der durchgeführten Magnetfeldserie abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Amplitude des MOKE-Signals mit steigendem äußeren Magnetfeld größer wird. Im Gegensatz zu der Messung bei dem kontinuierlichen Film, sind die Messergebnisse auch den Erwartungen entsprechend. Je größer das Magnetfeld, desto größer ist auch die Demagnetisierung der Probe. Der Verlauf der Messungen ist dabei sehr ähnlich. Lediglich stellt sich

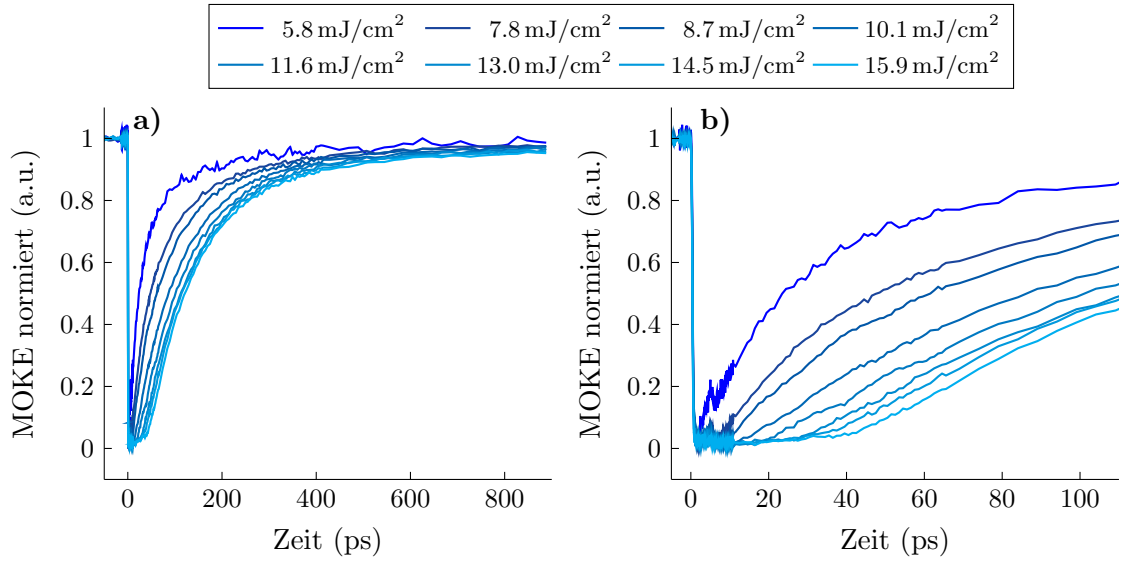


Abbildung 5.9: Normierung der Fluenzserie des granularen Films, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT, a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.

heraus, dass mit steigendem Magnetfeld die Remagnetisierung etwas schneller abläuft. Die magnetischen Momente scheinen sich schneller an einem stärkeren Magnetfeld ausrichten. Im Gegensatz zu den Messwerten des kontinuierlichen Films aus Abbildung 5.7 erkennt man in Abbildung 5.11, dass sich die Form der Remagnetisierung nicht ändert.

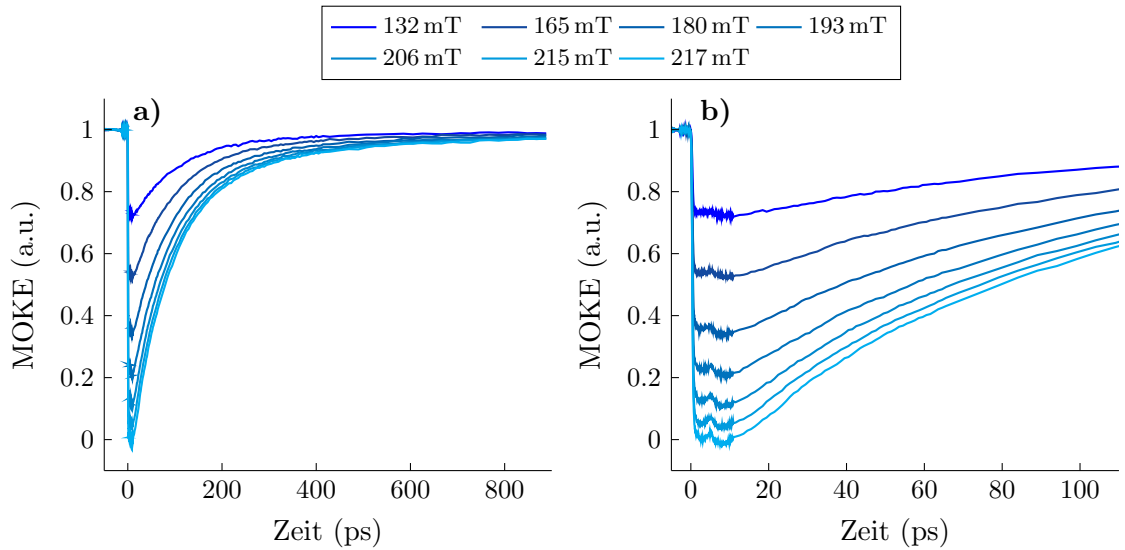


Abbildung 5.10: Magnetfeldserie des granularen FePt Films, bei einer Fluenz von 13.0 mJ/cm² a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps.

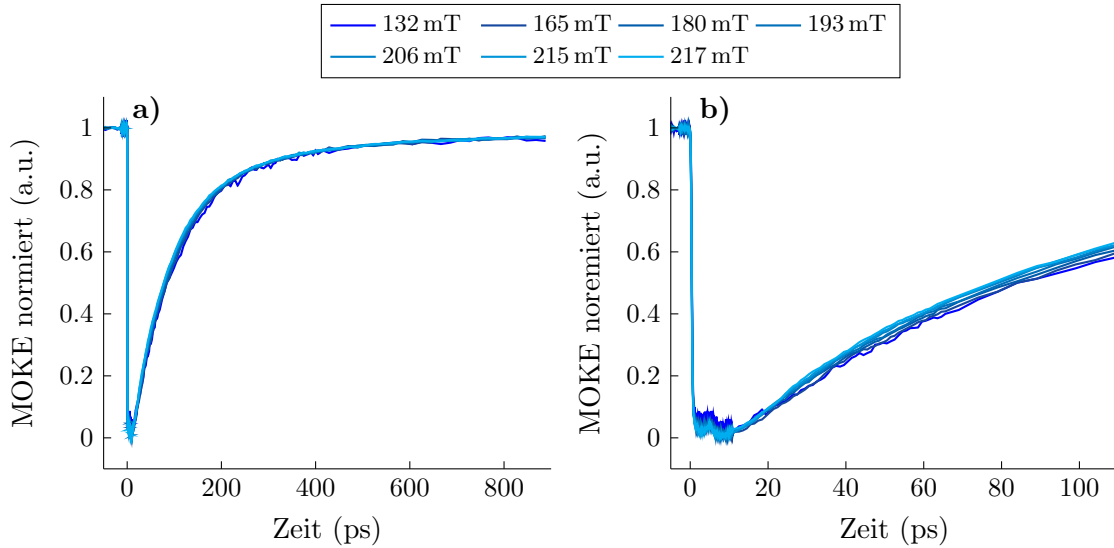


Abbildung 5.11: Normierung der Magnetfeldserie des granularen Films a) über die gesamte Zeitskala und b) über die ersten 100 ps. Die Messungen wurden mit einer Fluenz von 13.0 mJ/cm^2 durchgeführt.

5.4 Vergleich des kontinuierlichen und granularen FePt Films

Aufgrund der Tatsache, dass bei der Fluenzserie des granularen Films eine Verschiebung entlang der y-Achse stattfindet, ist ein Vergleich zum kontinuierlichen Film über den Betrag der Demagnetisierung in Abhängigkeit der eingestrahltten Fluenz nicht möglich. Um den Verlauf der MOKE-Messungen beider Proben miteinander zu vergleichen, sind in Abbildung 5.12 die normierten Fluenzserien der beiden Filme dargestellt. Es ist zu sehen, dass der kontinuierliche Film bei einer Fluenz von 14.5 mJ/cm^2 langsamer und später beginnt, sich zu remagnetisieren als der granulare Film. Dass sich der granulare FePt Film schneller mit der Remagnetisierung beginnt, zeigt sich bei sämtlichen gemessenen Fluenzen.

In Abbildung 5.13 ist der direkte Vergleich zwischen dem kontinuierlichen und granularen Film bei gleichen Fluenzen dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass der granulare Film sowohl bei der niedrigeren als auch der höheren Fluenz schneller remagnetisiert als der kontinuierliche Film. Offensichtlich führt der granulare FePt Film bei gleicher eingestrahltter Fluenz die Wärme schneller aus dem FePt Material wieder ab, als der kontinuierliche Film.

Aufgrund der Tatsache, dass die Messdaten der Magnetfeldserie bei dem kontinuierlichen FePt Film sich entlang der y-Achse verschoben haben, lassen sich lediglich die normierten Messwerte miteinander vergleichen. Deshalb sind in Abbildung 5.14 die normierten Magnetfeldserien gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die unterschiedlichen externen Magnetfelder einen stärkeren Einfluss auf den kontinuierlichen als auf den granularen Film haben. Generell gilt für beide Filme, dass ein größeres Magnetfeld die Remagnetisierungsdynamik beschleunigt. Dass der Rückreflex unterschiedlich stark zu sehen ist, liegt unter anderem an der Tatsache, dass die Messungen der beiden Proben mit unterschiedlichen Fluenzen aufgenommen wurden.

Es wurden bereits Zusammenhänge zwischen der Magnetisierung und der eingestrahltten Fluenz bei konstantem äußeren Magnetfeld hergestellt und die Dynamik bei konstanter Fluenz und veränderlichem Magnetfeld diskutiert. Im folgenden setze ich mich mit dem Remagnetisierungsprozess näher auseinanderzusetzen. Mittels *OriginLab 2018* wurden die einzelnen Messun-

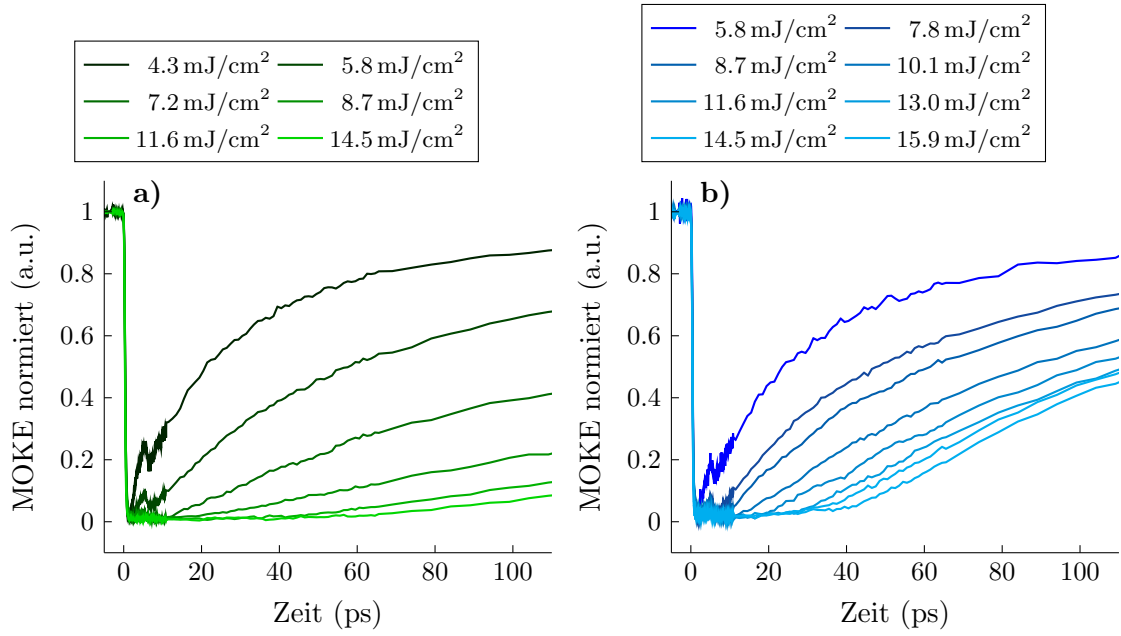


Abbildung 5.12: Normierten Messwerte der Fluenzserie von a) dem kontinuierlichen Film und b) dem granularen Film, jeweils gemessen bei einem äußeren Magnetfeld von 180 mT.

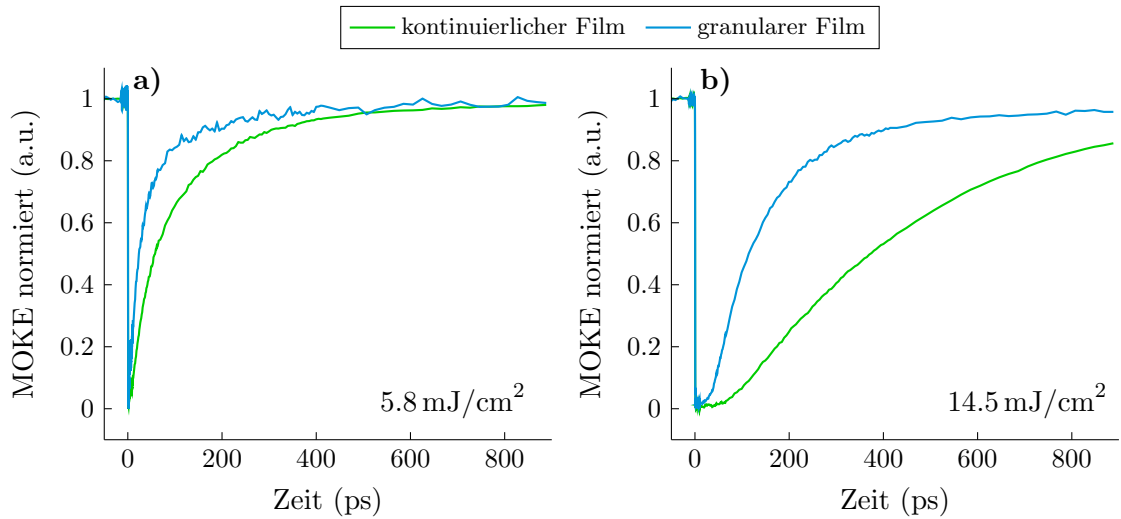


Abbildung 5.13: Vergleich der normierten MOKE-Daten des kontinuierlichen und granularen Films, bei a) einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 und b) einer von 14.5 mJ/cm^2 . Alle Messungen wurden mit einem externen Magnetfeld von 180 mT durchgeführt.

gen der Fluenz- und Magnetfeldserien ausgewertet und ein exponentieller Fit erstellt. Beispielfhaft ist in Abbildung 5.15 die Messung des kontinuierlichen FePt Filmes bei einer Fluenz von 11.6 mJ/cm^2 zusammen mit dem mit *OriginLab 2018* erstellten Fit zu sehen. Die allgemeine Gleichung für eine exponentielle Funktion lautet:

$$f(t) = y_0 + A_0 \cdot \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) \quad (5.1)$$

Dabei sorgt der Parameter y_0 lediglich für eine Verschiebung entlang der y-Achse und A_0 ist ein Streckungsfaktor. Der Parameter t_0 verschiebt die Funktion entlang der Zeit-Achse und der letzte Parameter τ entscheidet im Grunde über die Rate, mit der die Exponentialfunktion wächst oder

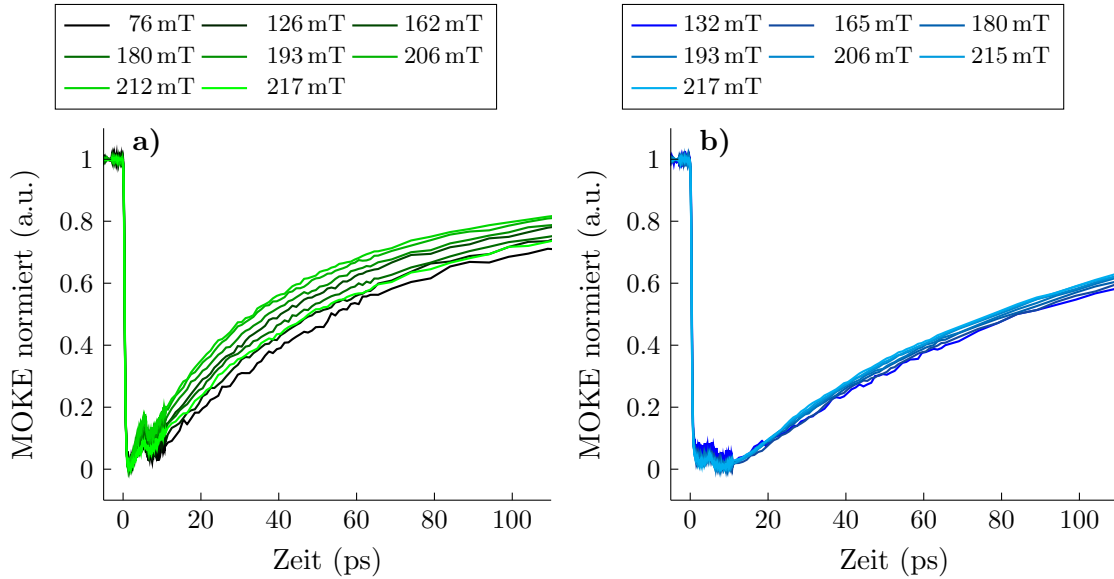


Abbildung 5.14: Normierten Messwerte der Magnetfeldserie von a) dem kontinuierlichen Film, gemessen bei einer Fluenz von 5.8 mJ/cm^2 und b) dem granularen Film, gemessen bei einer Fluenz von 13 mJ/cm^2 .

sinkt. Dementsprechend ist dieser Parameter für die Analyse des Remagnetisierungsprozesses von entscheidender Bedeutung und wird im Folgenden genauer betrachtet.

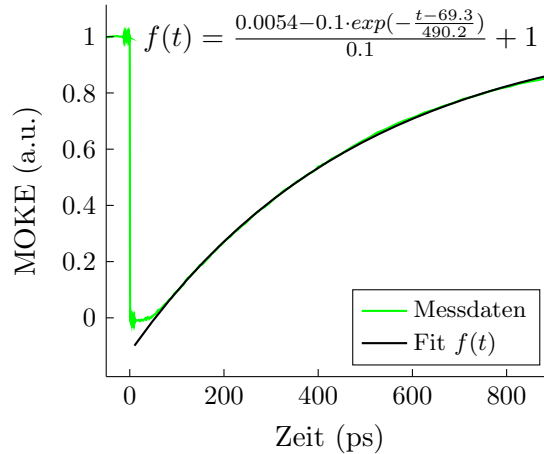


Abbildung 5.15: MOKE am kontinuierlichen FePt Film mit einer Fluenz von 11.6 mJ/cm^2 bei einem externen Magnetfeld von 180 mT. Mittels *OriginLab 2018* wurde ein exponentieller Fit für den Remagnetisierungsprozess erstellt.

In Abbildung 5.15 ist die Funktion neben den eben erklärten Parametern noch mittels Division mit 0.1 und Addition von 1 auf die y-Achse der Messwerte normiert. Die Zeitkonstante $\tau = 490.2$ ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Remagnetisierung der Probe. Auf diese Weise wurden sämtliche Messungen analysiert und ausgewertet.

In Abbildung 5.16 a) sind die Zeitkonstanten in Abhängigkeit der eingestrahlten Fluenzen dargestellt. Es ist erkennbar, dass der kontinuierliche Film deutlich stärker auf unterschiedliche Fluenzen reagiert als der granuläre Film. Beide verzeichnen einen Anstieg mit steigender Fluenz. Eindeutig ist auch die Tatsache, dass die Zeitkonstanten beim kontinuierlichen Film für alle gemessenen Fluenzen jeweils größer sind als die des granularen Filmes. Dies bedeutet, dass der

granuläre Film schneller remagnetisiert als der kontinuierliche Film.

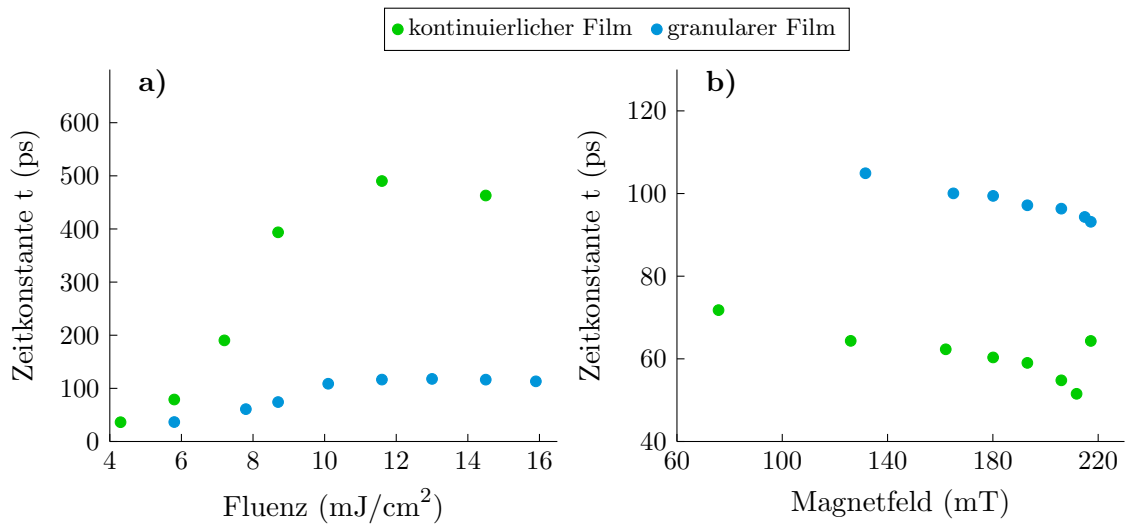


Abbildung 5.16: Zeitkonstante der Remagnetisierung in Abhängigkeit a) der Fluenz, bei einem externen Magnetfeld von 180 mT und b) des angelegten Magnetfeldes, bei einer verwendeten Fluenz von 5.8 beim kontinuierlichen und 13.0 mJ/cm² beim granularen Film.

In Abbildung 5.16 b) sind die Zeitkonstanten in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes dargestellt. Die Messung für den kontinuierlichen Film wurde bei einer Fluenz von 5.8 mJ/cm² und die vom granularen Film bei 13.0 mJ/cm² gemessen. Durch einen Vergleich mit Abbildung 5.15 a) ist zu erkennen, dass die Werte für die Zeitkonstanten bei dem granularen Film größer sind, da die Magnetfeldserie eben mit einer größeren Fluenz aufgenommen wurde, als die des kontinuierlichen Films. Die Zeitkonstanten sinken mit steigenden Magnetfeldern. Das bedeutet wiederum, dass die größeren Magnetfelder für eine beschleunigte Remagnetisierung sorgen.

5.5 Der Rückreflex

Um die Vermutung zu untersuchen, dass die erneute Demagnetisierung der Probe durch einen Rückreflex verursacht wird, berechnen wir die Zeit, die der Pump-Puls benötigt, um durch die Probe zu propagieren. Eine Skizze dazu ist in Abbildung 5.17 dargestellt.

Die Brechungsindizes, welche in Abbildung 5.17 angegeben sind, sind gerundete Werte für eine bessere Darstellung. In der Rechnung wurden die Brechungsindizes $n_1 = 1.00027505^{23}$ für Luft, $n_2 = 3.2^{24}$ für das FePt und $n_3 = 1.7276^{25}$ für das MgO genutzt. Mithilfe des Snellius'schen Brechungsgesetzes Gleichung 5.2 kann aus dem Winkel α_1 , unter welchem die Pump-Pulse auf die Probe treffen, der Winkel α_2 berechnet werden. Dabei ist α_2 der Winkel unter dem das Licht im FePt gebrochen wird. Im nächsten Schritt kann der Winkel α_3 berechnet werden, unter dem das Licht beim Übergang vom FePt zum MgO gebrochen wird. Der Winkel α_1 ist durch den Aufbau mit zwischen 40 und 50° festgelegt. In der folgenden Rechnung wurde mit einem Winkel

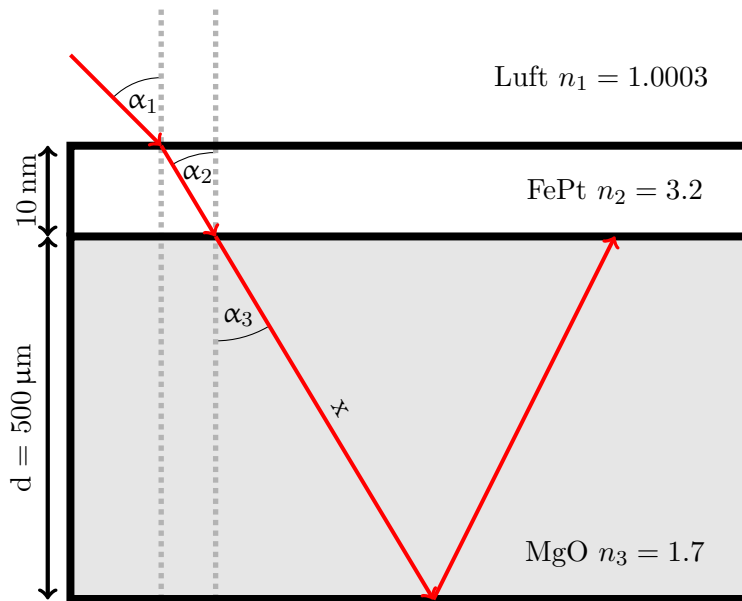


Abbildung 5.17: Skizze zur Berechnung der Zeit, die der Rückreflex benötigt, um erneut auf die FePt-Schichten zu treffen.

von 45° gerechnet.

$$n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_2 \cdot \sin \alpha_2 \quad (5.2)$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{n_1 \cdot \sin \alpha_1}{n_2} \approx 16.4^\circ \quad (5.3)$$

$$n_2 \cdot \sin \alpha_2 = n_3 \cdot \sin \alpha_3 \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow \sin \alpha_3 = \frac{n_2 \cdot \sin \alpha_2}{n_3} \approx 26.2^\circ \quad (5.5)$$

Mittels trigonometrischer Beziehungen lässt sich der Weg x berechnen, den das Licht im MgO-Substrat zurücklegt.

$$\cos \alpha_3 = \frac{d}{x} \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow x = \frac{d}{\cos \alpha_3} \approx 5.6 \cdot 10^{-4} \text{ m} \quad (5.7)$$

Damit haben wir den halben Weg, den das Licht im Substrat zurücklegt. Da sich Licht immer mit einer konstanter Geschwindigkeit ausbreitet, die lediglich vom Medium abhängt, lässt sich die Zeit, die das Licht durch das Substrat wieder zum FePt Film benötigt, recht einfach berechnen. Gleichung 5.8 gibt die Lichtgeschwindigkeit im Medium an, damit kann anschließend die gesuchte

Zeit berechnet werden.

$$c_M = \frac{c_0}{n} \quad (5.8)$$

$$v = \frac{s}{t} \text{ und } v = c_M = \frac{c_0}{n} \quad (5.9)$$

$$\Rightarrow \frac{c_0}{n} = \frac{s}{t} \quad (5.10)$$

$$\Rightarrow \frac{c_0}{n_3} = \frac{2 \cdot x}{t} \quad (5.11)$$

$$\Rightarrow t = \frac{2 \cdot x \cdot n_3}{c_0} \quad (5.12)$$

$$\Rightarrow t = \frac{2 \cdot n_3 \cdot d}{c_0 \cdot \cos(\sin^{-1}(\frac{n_1}{n_3} \cdot \sin \alpha_1))} \approx 5.95 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (5.13)$$

Die Pump-Pulse benötigen also ungefähr 5.95 ps um erneut auf die FePt Schicht zu treffen. Wird mit $\alpha_1 = 40^\circ$ beziehungsweise 50° gerechnet ergeben sich Zeiten von 5.8 und 6.1 ps. Die Tatsache, dass lediglich der Lichtweg durch das Substrat betrachtet wird und nicht noch durch die FePt Schicht, liegt daran, dass diese so dünn ist, dass das Licht gerade einmal $1.07 \cdot 10^{-16} \text{ s}$ benötigt, um diese zu passieren. Dies liegt weit jenseits unserer zeitlichen Auflösung.

Mit Hinblick auf die Fluenzdaten in Abbildung 5.18, in denen der vermeintliche Rückreflex auftritt, sieht man, dass diese zeitliche Abschätzung sehr gut passt. Aus den Daten lässt sich eine Zeit zwischen 5 und 6 ps für die beiden Filme ablesen. Kleinere Abweichungen können dadurch entstehen, dass die Oberflächen des Substrats nicht perfekt parallel poliert sind. Von der Größenordnung passt der berechnete Wert gut mit den experimentellen Daten zusammen und liefert damit eine Erklärung für die erneute Demagnetisierung nach einigen Pikosekunden.

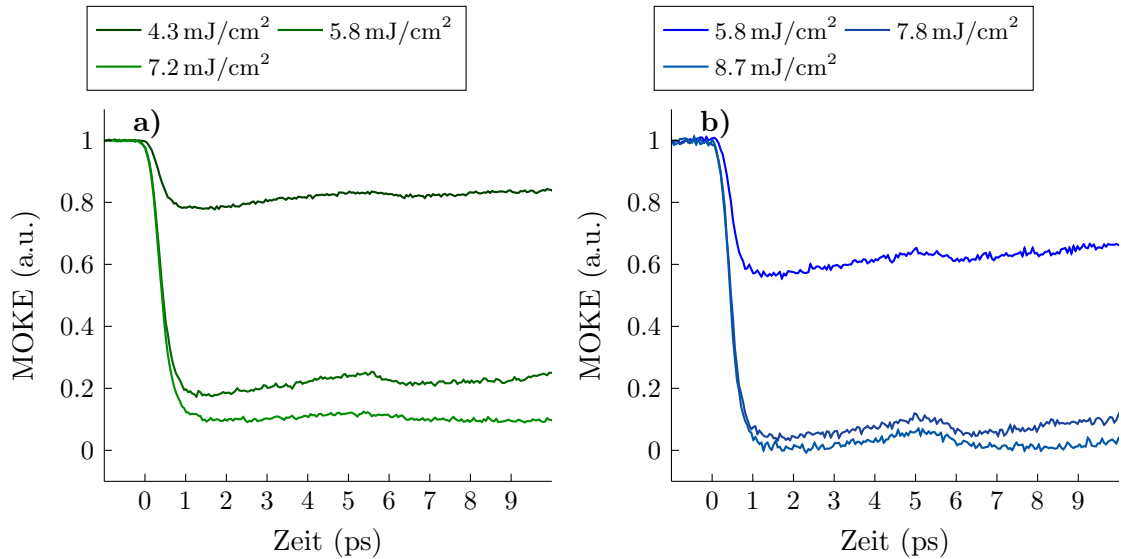


Abbildung 5.18: Fluenzdaten in denen der Rückreflex zu erkennen ist. a) Kontinuierlicher FePt Film und b) granularer FePt Film.

Um ein Verständnis dafür zu bekommen, wie stark dieser Rückreflex ist, ist in Abbildung 5.19 das Verhältnis aus der Amplitude der Demagnetisierung des Rückreflexes und der Amplitude der ersten Demagnetisierung zu sehen. Insbesondere bei dem kontinuierlichen FePt Film ist der Trend zu erkennen, dass mit steigender Fluenz der Rückreflex im Verhältnis zur Gesamtdemagnetisierung schwächer wird. Es sei angemerkt, dass bei der Fluenz von 7.2 mJ/cm^2 der kontinuierliche Film

bereits nahezu maximal demagnetisiert worden ist und sich ein wenig erholt, bevor der Rückreflex erneut für eine vollständige Demagnetsierung der Probe sorgt. In Abbildung 5.18 erkennt man, dass der Rückreflex bei dieser Fluenz nahezu nicht mehr vorhanden ist und die Magnetisierung vor und nach dem Reflex auf einem sehr gleichen Niveau ist. Dies würde erklären, weshalb das Verhältnis bei dieser Fluenz geringer ist. Bei sehr hohen Fluenzen ist der Rückreflex in den Messdaten nicht mehr zu erkennen, da die Probe länger benötigt, um sich wieder zu remagnetisieren. Um wirklich eine valide Aussage treffen zu können sind dies allerdings nicht genügend Daten.

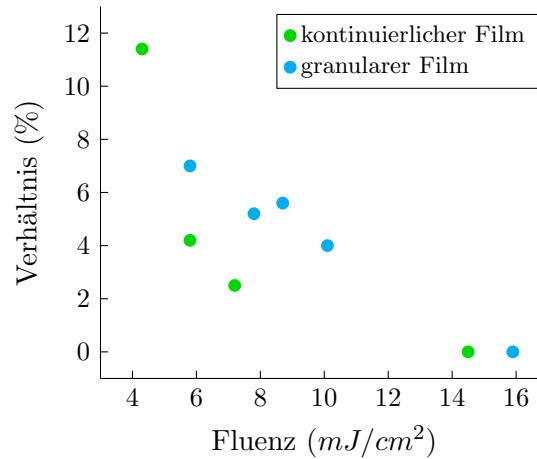


Abbildung 5.19: Verhältnisse der Amplituden der Demagnetisierung der Rückreflexe und der ersten Demagnetisierung des kontinuierlichen und granularen FePt Films.

6 Fazit & Ausblick

Es wurde ein kontinuierlicher und ein granularer FePt Film mittels ultraschnellem Magnetooptischen Kerr-Effekt untersucht. Die Proben bestanden zum einen aus einer 10 nm dicken Schicht beim kontinuierlichen und zum anderen aus circa 8 nm großen Nanopartikeln FePt bei dem granularen Film. Für die Untersuchung wurde ein Anrege-Abfrage-Aufbau mit einem 800 nm Anregepuls und ein 400 nm Abfragepuls verwendet. Auf diese Art und Weise wurden Fluenz- und Magnetfeldmessungen durchgeführt und der beiden Filme miteinander verglichen. Zusätzlich wurde der Zusammenhang zwischen den MOKE-Daten und den zeitaufgelösten Hysteresen dargestellt. Es hat sich gezeigt, dass der kontinuierliche Film aufgrund seines deutlich geringeren Koerzitivfeldes eine geringere Fluenz benötigt, um vollständig zu demagnetisieren. Im Gegensatz dazu konnte gezeigt werden, dass der granulare Film schneller wieder remagnetisiert. Dieser Vergleich wurde in der Literatur bisher nicht berichtet. Für die technische Anwendung von granularem FePt ist diese Tatsache hinderlich, da nach einer Anregung die Zeit in der die Spins mittels eines kleinen Magnetfeldes manipuliert werden können geringer ist, als bei kontinuierlichem FePt. Da die beiden Proben aus FePt bestehen, nehmen beide Proben in erster Näherung genau gleich viel Energie auf, egal auf welche Probe das Licht trifft. Die wahrscheinlichste Erklärung für das schnellere Abkühlen des granularen Films ist der Wärmetransport in die dünne Kohlenstoffschicht zwischen den Nanopartikeln. Um das zu untersuchen bedarf es allerdings weiterer Experimente. Um den Unterschied in der Remagnetisierungszeit zwischen einem kontinuierlichen und einem granularen FePt Film besser herauszuarbeiten, sollten Messungen mit gleichem Magnetfeld und gleichen Fluenzen durchgeführt werden. Da der granulare Film mehr Fluenz benötigt, um vollständig zu demagnetisieren, sollten Messungen verglichen werden, bei denen die Proben jeweils gerade vollständig demagnetisiert sind. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der kontinuierliche Film mehr FePt hat und dementsprechend auch mehr demagnetisiert werden kann. Außerdem sollte eine Möglichkeit gefunden werden, den Rückreflex aus den Daten zu eliminieren, entweder durch das Aufräumen der Unterseite der Proben oder durch ein dickeres MgO-Substrat.

7 Magnetische Speichermedien im Unterricht

7.1 Relevanz der Thematik

Magnetismus ist in verschiedenen Bundesländern ein Bestandteil des Rahmenlehrplans (RLP). Beispielsweise ist diese Thematik in den RLP der Länder Brandenburg, Berlin und Rheinland-Pfalz enthalten. Dabei ist der Magnetismus sowohl in der Sekundarstufe I,^{26,27} als auch in der Oberstufe vertreten.^{28,29} Im RLP für Brandenburg und Berlin ist für die 9. beziehungsweise 10. Klassenstufe das Thema Magnetfelder und elektromagnetische Induktion angesetzt. Als ein möglicher zu behandelnder Kontext werden neben Wirbelströmen, magnetischem Rühren auch magnetische Speichermedien angegeben.²⁶ In der Oberstufe sollen verschiedene magnetische Grundgrößen, wie die magnetische Flussdichte behandelt werden. Außerdem sollen bewegte Ladungen in Magnetfeldern untersucht werden. Auch an dieser Stelle wird auf den Kontext der magnetischen Speichermedien verwiesen.²⁸ Daneben sollen Einflüssen verschiedener Materialien auf ein Magnetfeld und dazugehörige Größen behandelt werden. Die Thematik meiner Masterarbeit findet also Anknüpfungspunkte an aktuelle Rahmenlehrpläne.

Da es in der heutigen digitalen Welt nahezu unmöglich ist, an Computern und damit auch Speichermedien vorbei zu kommen, ist diese Thematik relevanter denn je. Insbesondere in Hinblick auf die Relevanz dieses Themas, wird im Bereich Magnetismus zu wenig Wert auf die Beschreibung verschiedener magnetischer Materialien gelegt, obwohl diese für unser tägliches Leben von entscheidender Bedeutung sind (siehe Einleitung).

7.2 Elementarisierung des physikalischen Sachverhaltes

Magnetische Momente auf Spins zurückzuführen ist meiner Meinung nach für die Sekundarstufe I ungeeignet, weil den Schülerinnen und Schülern physikalische und mathematische Grundlagen fehlen. Aus diesem Grund sollten magnetische Eigenschaften von Permanentmagneten auf kleine Elementarmagneten zurückgeführt werden. So wird aus Abbildung 2.1 die Abbildung 7.1.

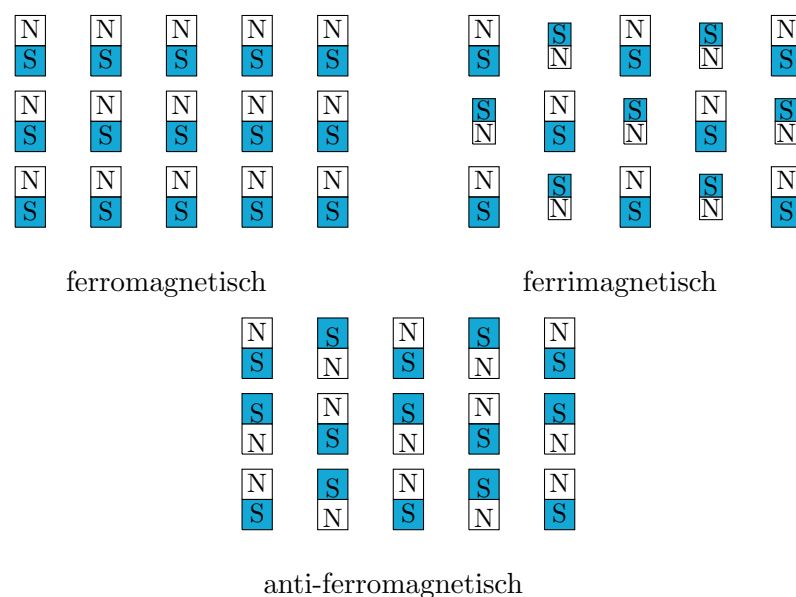


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der verschiedenen magnetischen Ordnungen in Materialien mithilfe von Elementarmagneten anstelle der Spins.

Stabmagneten als Elementarmagneten werden in der Schule bereits genutzt, um Magnetfelder einzuführen und einfache Experimente mit diesen zu zeigen, von daher kennen die Schülerinnen und Schüler diese bereits. Sie können sich mit dieser Vorstellung ein Bild von der Theorie machen. Die Verknüpfung zu magnetischen Speichermedien entsteht dann, da der Computer mit einem binären Zahlensystem arbeitet.³⁰ Der Computer wandelt sämtliche Dateien in eine Abfolge von Nullen und Einsen um. Genau dies wird sich bei Festplatten zunutze gemacht. So kann den Schülerinnen und Schülern das Prinzip einer Festplatte dahingehend näher gebracht werden, dass eine Festplatte aus lauter kleinen Elementarmagneten besteht, welche entweder mit dem Nordpol nach oben oder nach unten zeigen können. Dies entspricht dann im Binärsystem einer Eins oder einer Null.

Für die Haltbarkeit einer Festplatte ist die magnetische Stabilität von entscheidender Bedeutung. Es kann beispielsweise durch thermische Anregung dazu kommen, dass sich ein Elementarmagnet umdreht. Damit die Daten dabei nicht verloren gehen, bestehen die Nullen und Einsen nicht nur aus einem solchen Elementarmagneten sondern aus mehreren. So entsteht eine Domäne, indem alle Elementarmagneten gleich ausgerichtet sind. Sollte es dann dazu kommen, dass einer sich umschaltet, dann ist der Großteil der Domäne immer noch gleich ausgerichtet. In Abbildung 7.2 ist das einmal dargestellt. Die blauen und weißen Domänen stellen jeweils ein Bit, also eine Null oder eine Eins dar.

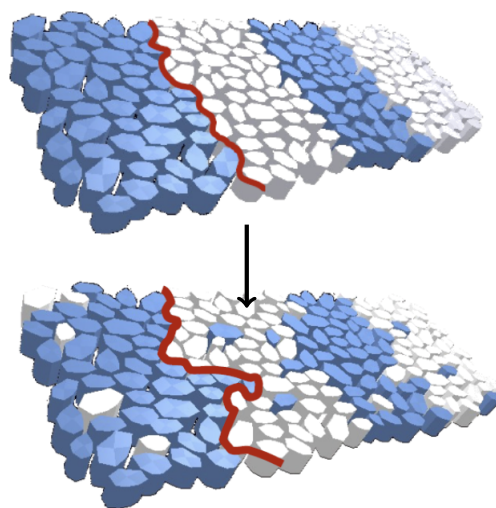


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung von Nanopartikeln mit unterschiedlicher Spinausrichtung und dem Effekt der magnetischer Instabilität.⁷

Wenn nun an diese Domänen, beispielsweise vom Schreibkopf der Festplatte, ein Magnetfeld angelegt wird, kann dadurch die Ausrichtung der einzelnen Elementarmagneten verändert werden. Auf diese Art und Weise werden die einzelnen Bits auf einer Festplatte geschrieben. Da wir täglich neue Daten generieren und so immer mehr Speicherplatz benötigen¹ brauchen wir in Zukunft neue Technologien. Eine solche Möglichkeit bietet das HAMR. Damit können Materialien wie FePt in granularer Form genutzt werden um Festplatten zu konstruieren, welche eine deutlich größere Speicherdichte besitzen.^{7,9,10} FePt Partikel sind ohne Anregung magnetisch sehr stabil und lassen sich erst durch eine laserinduzierte thermische Anregung mit einem kleinen Magnetfeld manipulieren. Deshalb muss in solchen Festplatten das FePt erst mit einem Laser angeregt und

erhitzt werden, bevor ein Bit geschrieben werden kann. Eine Darstellung vom Aufbau einer solchen Festplatte ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Der Zusammenhang zwischen der Magnetisierung und der Temperatur eines Materials muss an dieser Stelle im Unterricht behandelt werden. Dabei sollte die Curietemperatur als die Temperatur eingeführt werden, bei der die magnetische Ordnung vollständig verloren geht.

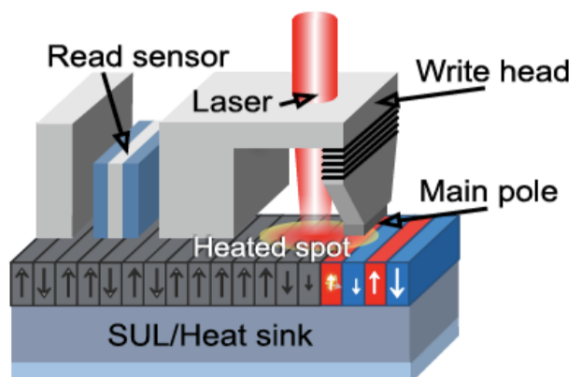


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung von HAMR.⁷

Dabei können im Unterricht einige der auftretenden Schwierigkeiten besprochen werden, beispielsweise wie lange der angeregte Bereich heiß genug ist, damit die Festplatte ein Bit schreiben kann, oder wie stark der Laser sein muss, damit ein entsprechendes Magnetfeld die Elementarmagneten umschalten kann.

7.3 Zusammenfassung

Magnetische Speichermedien lassen sich meiner Einschätzung nach, sehr gut in den Unterricht einsetzen, um einen direkten Technikbezug für die Schülerinnen und Schüler herzustellen. Aufgrund der Alltagsnähe und der immer rasanter fortschreitenden Digitalisierung, sollten Schülerinnen und Schüler ein Grundwissen, nicht nur im Umgang mit diesen Geräten, sondern auch ein Verständnis für deren Funktionsweise erhalten. Grundsätzlich liefert diese Thematik ein gutes Beispiel dafür ab, wieso Physik relevant ist und was für einen Nutzen wir daraus ziehen können.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mir geholfen haben diese Arbeit zu ermöglichen. Als erstes möchte ich deshalb Prof. Dr. Matias Bargheer danken, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe zu realisieren.

Weiterhin möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe „Ultrafast Dynamics in Condensed Matter“ bedanken, welche dafür gesorgt hat, dass ich mich dort wohl gefühlt habe und mir immer eine Möglichkeit bot, Fragen zu stellen.

Dann möchte ich mich bei Fabian Ganss von der Universität Chemnitz bedanken, dass er die beiden Proben hergestellt haben, welche ich in meiner Arbeit untersucht habe.

Im Besonderen möchte ich mich bei Lisa Willig bedanken, die nicht nur für Fragen und Gespräche zu meiner Arbeit immer zur Verfügung stand, sondern auch den Versuchsaufbau maßgeblich selbst gemacht hat, sodass ich ohne Probleme mit meinen Messungen beginnen konnte. Dazu hat sie die Python Programme geschrieben, welche die Messsignale aufgenommen und ausgewertet haben. Ohne ihre Unterstützung wäre die Arbeit in dieser Art und Weise nicht möglich gewesen. Bedanken möchte ich mich auch bei Alexander von Reppert, welche mir nicht nur sehr mit meinen Pythonprogrammen weitergeholfen hat, sondern auch in fachlichen Gesprächen mir immer wieder physikalische Zusammenhänge näher gebracht hat. Ebenfalls bedanke ich mich bei Jan-Etienne Pudell, welcher mir mit vielen organisatorischen Sachen zu Beginn meiner Arbeit geholfen hat und am Ende insbesondere durch seine Unterstützung bei der Formatierung mit Latex geholfen hat.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern nicht nur für ihre finanzielle Unterstützung danken sondern auch, dass sie mir ein Umfeld geboten haben, indem ich mich voll und ganz auf mein Studium konzentrieren konnte. Und meinen Kommilitonen und Freunden, mit denen ich die letzten Jahre zugebracht habe und dadurch sehr viel Spaß beim Studieren hatte.

Literaturverzeichnis

- ¹ David Reinsel, John Gantz, and John Rydning. Data Age 2025: The Evolution of Data to Life-Critical. *IDC White Paper*, 2017.
- ² A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 2008.
- ³ Rudolf Gross and Achim Marx. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag München, 2012.
- ⁴ Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*, volume 1. Springer, 2013.
- ⁵ Jan-Etienne Pudell. Ultraschnelle Magnetostriktion von antiferromagnetischem Holmium. *ma-thesis*, Universität Potsdam, June 2015.
- ⁶ Patrick W. Granitzka, Emmanuelle Jal, Loïc Le Guyader, Matteo Savoini, Daniel J. Higley, Tianmin Liu, Zhao Chen, Tyler Chase, Hendrik Ohldag, Georgi L. Dakovski, William F. Schlottter, Sebastian Carron, Matthias C. Hoffman, Alexander X. Gray, Padraic Shafer, Elke Arenholz, Olav Hellwig, Virat Mehta, Yukiko K. Takahashi, Jian Wang, Eric E. Fullerton, Joachim Stöhr, Alexander H. Reid, and Hermann A. Dürr. Magnetic Switching in Granular FePt Layers Promoted by Near-Field Laser Enhancement. *Nano Letters*, 17:2426–2432, 2017.
- ⁷ Dieter Weller. Background - Status and Future Multiple Near Field Transducer (NFT). 2017.
- ⁸ Dieter Weller, Gregory Parker, Oleksandr Mosendz, Eric Champion, Barry Stipe, Xiaobin Wang, Timothy Klemmer, Ganping Ju, and Antony Ajan. A HAMR Media Technology Roadmap to an Areal Density of 4 Tb/in. *IEEE Transaction on Magnetics*, 50, 2014.
- ⁹ M. Mallery, A. Torabi, and M. Benakli. One terabit per square inch perpendicular recording conceptual design. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38, 2002.
- ¹⁰ Carolin Schmitz-Antoniak. Nanoparticles. 2017.
- ¹¹ H.J. Paus. *Physik in Experimenten und Beispielen*. Hanser, 2007.
- ¹² Paul A. Tipler and Gene Mosca. *Physik: für Wissenschaftler und Ingenieure*. Springer, 2007.
- ¹³ E. Koch. *Strongly Correlated Electrons: Exchange Mechanisms*, volume 7. 2012.
- ¹⁴ Nicola A Spaldin and J Mansbridge. *Magnetic materials: fundamentals and applications*, volume 7. Cambridge University Press, 2010.
- ¹⁵ John Kerr. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philosophical Magazine Series 5*, 3:321–343, 1877.
- ¹⁶ P. Weinberger. John Kerr and his effects found in 1877 and 1878. *Philosophical Magazine Letters*, 88:897–907, 2008.
- ¹⁷ Z. Q. Qiu and S. D. Bader. Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200:664–678, 1999.

- ¹⁸ M. Grimsditch and P. Vavassori. The diffracted magneto-optic Kerr effect: What does it tell you? *Journal of Physics Condensed Matter*, 16(9), 2004.
- ¹⁹ Jie Li. *A Scanning Kerr Microscope with High Spatial and Temporal Resolutions*. PhD thesis, Universität Bochum, 2010.
- ²⁰ David E. Laughlin, Kumar Srinivasan, Mihaela Tanase, and Lisha Wang. Crystallographic aspects of L10 magnetic materials. *Scripta Materialia*, 53(4):383–388, 2005.
- ²¹ Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier Acad. Press, Burlington, Massachusetts, 2008.
- ²² T. Roth, A. J. Schellekens, S. Alebrand, O. Schmitt, D. Steil, B. Koopmans, M. Cinchetti, and M. Aeschlimann. Temperature dependence of laser-induced demagnetization in ni: A key for identifying the underlying mechanism. *Phys. Rev. X*, 2, 2012.
- ²³ Philip E. Ciddor. Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. *Appl. Opt.*, 35:1566–1573, 1996.
- ²⁴ Z. H. Cen, B. X. Xu, J. F. Hu, J. M. Li, K. M. Cher, Y. T. Toh, K. D. Ye, and J. Zhang. Optical property study of FePt-C nanocomposite thin film for heat-assisted magnetic recording. *Optics Express*, 21:9906, 2013.
- ²⁵ R. E. Stephens and I. H. Malitson. Index of refraction of magnesium oxide. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 49:249–253, 1952.
- ²⁶ Jugend und Sport des Landes Brandenburg Berliner Senatsverwaltung für Bildung, Jugend und Familie sowie dem Ministerium für Bildung. RLP Berlin und Brandenburg Physik Klasse 7-10, November 2015.
- ²⁷ Pädagogisches Landesinstitut Rheinland-Pfalz. RLP Rheinland-Pfalz Lehrpläne naturwissenschaftliche Fächer: Biologie, Chemie, Physik Klassenstufen 7-10. Ministerium für Bildung, Wissenschaft, Weiterbildung und Kultur, 2014.
- ²⁸ Landesinstitut für Schule und Medien Berlin-Brandenburg (LISUM). RLP Berlin und Brandenburg Physik gymnasiale Oberstufe. Ministerium für Bildung, Jugend und Sport Land Brandenburg, August 2011.
- ²⁹ Pädagogisches Landesinstitut Rheinland-Pfalz. RLP Rheinland-Pfalz Physik gymnasiale Oberstufe. Ministerium für Bildung, Wissenschaft, Weiterbildung und Kultur, 2014.
- ³⁰ M. M. Irvine. Early digital computers at bell telephone laboratories. *IEEE Annals of the History of Computing*, 23:22–42, 2001.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Ultraschneller Magnetooptischer Kerr-Effekt an dünnen kontinuierlichen und granularen FePt-Schichten“ im Rahmen der Betreuung ohne unzulässige Hilfe Dritter selbstständig verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Johannes Paul Haberjoh, Potsdam, den 12. September 2018