



Zeitaufgelöste Domänen-Bewegung in weichmagnetischen dünnen Schichtsystemen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Christian Schiefer
aus Düsseldorf

Dezember 2008

Aus dem Institut für Angewandte Physik
der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch Naturwissenschaft-
lichen Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. E. Kisker

Koreferent: Prof. Dr. M. Getzlaff

Tag der mündlichen Prüfung: 22.01. 2009

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Kisker danken, der mich zur Promotion bewegt und ein großes Interesse für diese Arbeit gezeigt hat.

Ein Dankeschön erhält Herr Prof. Getzlaff, der sich als Zweitgutachter zur Verfügung gestellt hat.

Besonderer Dank geht an meine Eltern für die großartige Unterstützung während meines Studiums und an meine Schwester Tanja, die mir ständig Mut zugesprochen hat.

Meinen Korrekturlesern möchte ich danken, meinem Onkel Josef und besonders Catia Monser.

Dank geht auch an Susanne Zeller vom Max-Planck-Institut, die mich mit viel Arbeit immer bei Laune gehalten hat. Herrn Prof. Frommeyer vom MPI danke ich für die freundliche Aufnahme an seinem Institut.

Allen Mitarbeitern des Instituts der Angewandten Physik möchte ich für die ständige Hilfsbereitschaft danken, namentlich Herrn Rosowski für die tolle Hilfe in elektronischen Angelegenheiten, Herrn Manderla, Herrn Mörle, Herrn Schützek und Frau Dramba.

Der letzte Dank geht an die Dipl. Physiker Herr Man und Herr Nentwig, die immens für die schöne Atmosphäre beigetragen haben, Herrn Velleuer, der zurzeit in England weilt und Herrn Betterman für die Fits.

Herrn Prof. Schneider, aus dem Forschungszentrum Jülich, möchte ich ebenfalls für die Bereitstellung des Lasers danken.

Inhalt

Inhalt.....	I
Abbildungsverzeichnis	IV
Tabellenverzeichnis	IX
Abkürzungsverzeichnis	X
Abstract.....	XII
1 Motivation	15
2 Magnetismus	18
2.1 Erscheinungsformen des Magnetismus.....	18
2.1.1 <i>Magnetische Größen und ihr Formalismus.....</i>	<i>19</i>
2.1.2 <i>Festkörpermagnetismus.....</i>	<i>20</i>
2.1.3 <i>Magnetismus in amorphen Strukturen.....</i>	<i>22</i>
2.2 Magnetische Anisotropie	23
2.2.1 <i>Formanisotropie.....</i>	<i>24</i>
2.2.2 <i>Spannungs- (Magnetostriktion-) Anisotropie</i>	<i>24</i>
2.2.3 <i>Magnetfeld-induzierte Anisotropie</i>	<i>25</i>
2.3 Magnetische Domänen.....	25
2.3.1 <i>Entstehung von Domänen</i>	<i>26</i>
2.3.2 <i>Domänenwände</i>	<i>28</i>
2.3.3 <i>Bewegungstheorie.....</i>	<i>30</i>
2.4 Magnetooptik	33
2.4.1 <i>Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE)</i>	<i>34</i>
3 Anwendung amorpher dünner Schichten.....	36
3.1 Detektion magnetischer Felder	36
3.1.1 <i>GMI-Effekt</i>	<i>37</i>
3.2 Magnetische Datenspeicherung.....	41

4	Präparation dünner Schichten	42
4.1	Das Substrat	43
4.2	Sputterdeposition	43
4.3	Dreifachschichten.....	44
4.3.1	'Sandwich'-Aufbau	45
4.3.2	'Hot-Dog'-Aufbau	46
4.4	Weichmagnetische Legierungen.....	46
4.5	Temperprozess	47
5	Charakterisierungsmethoden	49
5.1	Rastertunnel Mikroskop (STM).....	49
5.2	Der magnetooptische Kerr-Effekt.....	52
6	Ergebnisse	54
6.1	GMI-Messungen	54
6.1.1	Die Kobalt-basierte Legierung $(Co_{94}Fe_{0,06})_{72,5}B_{15}Si_{12,5}$	55
6.1.2	Die Eisen-basierte Legierung $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$	59
6.1.3	Die Nickel-Eisen-basierte Legierung $Ni_{73}Fe_{20}Mo_7$	61
6.2	STM-Messungen	62
6.2.1	Einfluss des Tempers auf die Topologie.....	65
7	Doppelseitige Kerrmikroskopie	68
7.1	Statische Domänenabbildung ohne Stromfluss	69
7.2	Statische Domänenabbildung vor und nach einem einzelnen Strompuls	71
8	Zeitaufgelöste (stroboskopisch gemessene) Domänenbewegung	73
8.1	Das optische Messsystem	74
8.2	Die Auswertung der stroboskopischen Messung.....	76
8.3	Die Messergebnisse	77
8.3.1	Das Domänenmuster.....	78

8.3.2	<i>Magnetfeldinduzierte Domänenwand-Bewegung</i>	81
8.3.2.1	Gedämpfte Domänenwand-Bewegung	81
8.3.2.1.1	Domänenwand-Bewegung für eine bipolare Pulssequenz	83
8.3.2.1.2	Einfluss der Flankensteilheit	84
8.3.2.2	Ungedämpfte Domänenwand-Bewegung.....	85
8.3.3	<i>Simulation der Domänenwandbewegungen</i>	86
8.3.4	<i>Bidirektionale Sprünge</i>	89
8.3.5	<i>Strominduzierte Bewegung</i>	91
9	Zusammenfassung	93
9.1	Ausblick	95
10	Literaturverzeichnis	97
Anhang	I
A.1	<i>Diverse GMI-Messungen</i>	<i>I</i>
A.1.1	Alterungseffekt	I
A.1.2	Geometrieabhängiger asymmetrischer GMI-Effekt	II
A.1.3	Temperungen.....	IV
A.1.4	Stromabhängigkeit	VI

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Torsions-Sensor [3]	16
Abbildung 2:	Magnetfeld der Erde [13]	18
Abbildung 3:	Darstellung des magnetischen Moments (links) und des Spins (rechts) [35]	20
Abbildung 4:	Darstellung der Formanisotropie [18]	24
Abbildung 5:	Domänenbildung durch Streufeldminimierung [25]	26
Abbildung 6:	a) Hysteresekurve, b) dazugehörige Dreh- und Wand- verschiebungen [11]	27
Abbildung 7:	Schematische Darstellung von Bloch- (Mitte) und Neelwand (unten) [34, 38]	29
Abbildung 8:	Domänenwandbewegung [4], links: Kräfte, die an benachbarten Streifendomä- nen angreifen, rechts: Diagramm für die Geschwindigkeiten zweier gegen- überliegenden Domänenwände als Funktion von H und j	31
Abbildung 9:	Links: Modell eines magnetischen dünnen Streifens [39]; rechts: simulierte Demagnetisierungskräfte (mit: $L=10\text{cm}$, $D=1\text{mm}$, $d=100\text{nm}$) als Funktion des Blochwandabstands x [39]	32
Abbildung 10:	Numerische Lösung der Gleichung 11 in Anwesenheit eines $20\mu\text{s}$ langen Magnetfeldimpulses für diverse Werte von H [39]	33
Abbildung 11:	Darstellung der drei Kerr-Effekte [46]	34
Abbildung 12:	Definition des Kerrwinkels [12]	35
Abbildung 13:	a) Abbildung der GMI-Probe mit Ersatzschaltbild, b) Abhängigkeit des GMI-Effektes von der Frequenz und dem angelegten Magnetfeld, c) GMI-Effekt in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld, d) Empfindlichkeit (Ableitung von c))	38
Abbildung 14:	Racetrack-Memory [37]	41
Abbildung 15:	Zwei Dreifachschichten integriert in einen Mikrochip	42
Abbildung 16:	Kontaktierter Sensor auf Glas	43
Abbildung 17:	Sputterdeposition	44
Abbildung 18:	Sandwich-Sensor; Aufbau (links), Foto (rechts)	45
Abbildung 19:	Hot-Dog-Aufbau (rechts), Foto (links)	46
Abbildung 20:	Magnetische Eigenschaften verschiedener Legierungszusammensetzung [19]	47
Abbildung 21:	Temperanlage	48
Abbildung 22:	Wellenfunktion eines Teilchens bei einem Potential [5]	50

Abbildung 23: Zur Theorie des Tunnelprozesses beim STM (links) [31],.....	51
Abbildung 24: Kerr-Aufbau (links), Hysteresekurve (rechts)	53
Abbildung 25: GMI-Messplatz (links), Schaltplan zur GMI-Messung (rechts).....	55
Abbildung 26: GMI-Ergebnis für den Sandwich-Typ; links: ungetempert, rechts: getempert	55
Abbildung 27: Links: maximaler GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion der Frequenz, rechts: Hysteresekurve parallel zum externen Magnetfeld (ungetempert/getempert).....	56
Abbildung 28: Links: höchster GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeldes bei einer Frequenz von 6 und 10MHz, rechts: Empfindlichkeit (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeldes bei einer Frequenz von 6 und 10MHz.....	57
Abbildung 29: GMI-Messung der Hot-Dog-Probe; links: ungetempert, rechts: getempert	57
Abbildung 30: Links: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz, mitte: höchster GMI-Effekt als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 2 und 3 MHz, rechts: Empfindlichkeit als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 2 und 3 MHz.....	58
Abbildung 31: Links: Hysteresekurve beider Schichten eines Sandwich- Systems auf Glas; Mitte: Domänenabbildung der oberen Schicht; rechts: Domänenabbildung der unteren Schicht	59
Abbildung 32: GMI-Ergebnis Sandwich-Typ; links: ungetempert, rechts: getempert	60
Abbildung 33: Links: maximaler GMI-Effekt (ungetempert/getempert) über der Frequenz, rechts: Hysteresekurve parallel zum ext. Magnetfeld (ungetempert/getempert).....	60
Abbildung 34: Links: höchster GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 8 und 10MHz, rechts: Empfindlichkeit (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 8 und 10MHz.....	61
Abbildung 35: Links: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz, Mitte: höchster GMI-Effekt als Funktion des Magnetfeld bei 4 und 7MHz, rechts: Empfindlichkeit als Funktion des Magnetfeldes	62
Abbildung 36: Oberfläche in 2D und 3D für die Legierungen Fe (links), Co (Mitte) und NiFe (rechts).....	63
Abbildung 37: Oberfläche in 2D und 3D für die Fe- (links) und Co- (rechts) Legierung	64

Abbildung 38: Fe-basierte Schicht; a) ungetemperte Oberfläche (2D und 3D); b) getemperte Oberfläche; c) GMI-Effekt der ungetemperten Probe; d) GMI-Effekt der getemperten Probe	65
Abbildung 39: Co-basierte Schicht; a) ungetemperte Oberfläche (2D und 3D), b) getemperte Oberfläche c) GMI-Effekt der ungetemperten Probe, d) GMI-Effekt der getemperten Probe	66
Abbildung 40: Linescan: ungetempert (links), getempert (rechts).....	67
Abbildung 41: Doppelseitiger Kerr-Aufbau	68
Abbildung 42: Domänenabbildung einer Sandwich-Probe in Anwesenheit eines transversalen externen Magnetfeldes; links: Domänenbild der Rückseite des Schichtsystems, Mitte: Domänenbild, auf die obere (Vorder-) Seite des Schichtsystems gesehen. Rechts: erwartete spiegelverkehrte Anordnung für gleich ausgerichtete Domänen (wenn man jeweils auf die Vorder- bzw. Rückseite blickt)	70
Abbildung 43: Domänenabbildung einer Hot-Dog-Probe in Anwesenheit eines transversalen externen Magnetfeldes, links: obere Schicht, rechts: untere Schicht.....	70
Abbildung 44: Gleichzeitige Abbildung der Domänenstruktur für die unteren und oberen Schichten nach einem einzelnen Strompuls ohne externes Magnetfeld	71
Abbildung 45: Schaltbild (links), Vorderseite (Mitte), Rückseite (rechts).....	72
Abbildung 46: Aufbau des zeitaufgelösten Kerr-Messsystems	73
Abbildung 47: Blockschaltbild des zeitaufgelösten Kerr-Messsystems.....	74
Abbildung 48: Zeitdiagramm zur stroboskopischen Dömänenabbildung; Triggerung der Laserdiode (unten) bezogen auf die Anstiegs- flanke des Strompulses (oben) nach einer Verzögerungszeit von 10 μ s, bei einer Wiederholung des Vorganges von 150.000 Mal bei geöffneten CCD-Kamerashutter	75
Abbildung 49: Auswertung der stroboskopischen Messungen; links: Einzelbild eines Bild-Stacks mit eingezeichnetem Auswertebereich eines Linescans über eine Domänenwand hinweg; Diagramm oben: Fit der Kontraststufe, unten: Darstellung der Domänenwand- position als Funktion der Verzögerungszeit	77
Abbildung 50: Übersicht der beobachteten Domänen-Bewegungsvorgänge für eine eingestellte Stromamplitude und ein externes Magnetfeld	78

Abbildung 51: Domänenabbildungen; a) bei H_{ext} , ohne Strompuls, b) bei H_{ext} mit einem Strompuls, c) und d) während einer Strompuls-Sequenz mit $H_{\text{ext}}(c) < H_{\text{ext}}(d)$	79
Abbildung 52: Links: benötigte Stromamplituden zur Domänenbewegung über das externe Feld für verschiedene Pulsbreiten, rechts: Darstellung der Schwellenamplitude für ein positives externes Magnetfeld.....	80
Abbildung 53: Darstellung der Krümmung einer Domänenwand	81
Abbildung 54: Bewegungsszenario; a) Domänenabbildung zu unterschiedlichen Zeiten, b) Bewegung zweier Wände, c) Geschwindigkeit der Wände, d) zeitlicher Verlauf des Strompulses	82
Abbildung 55: Unterschiedliche Bewegungsszenarien für zwei bipolare Pulssequenzen.....	83
Abbildung 56: Einfluss der Anstiegszeit auf die Domänenbewegung	84
Abbildung 57: a) Domänenabbildung, b) Domänenwanderung einer ungedämpften (oben) und einer gedämpften (unten) Bewegung für eine bipolare Pulssequenz (c).....	85
Abbildung 58: Simulation einer magnetischen Schicht mit drei Domänen	87
Abbildung 59: Vergleich von Messdaten und Theorie für eine ungedämpfte und gedämpfte Bewegung bei einer bipolaren Pulssequenz	88
Abbildung 60: Bidirektionaler Domänensprung über der Zeit in Anwesenheit eines Strompulses.....	89
Abbildung 61: Domänenabbildung bei $H_{\text{ext}}=3Oe$; links: Ohne Magnetfeldimpuls, rechts: Mit einem einzigen Magnetfeldimpuls entlang der Achse	90
Abbildung 62: Links: Domänenabbildung, rechts: Domänenposition gegen die Zeit.....	91
Abbildung 63: Bild-Sequenz zur Veranschaulichung der strominduzierten Domänenbewegung	92
Abbildung 64: Domänenabbildung mit drei Linescans für verschiedene Zeiten (links), Kontrasterhöhung aufgrund der Drehung der Magnetisierung der Blochwände (rechts).....	96
Abbildung 65: Alterungseffekt für eine getemperte Fe-Probe; links: maximaler GMI-Effekt über der Frequenz, rechts: GMI-Kurven über das Magnetfeld bei einer Frequenz von 7MHz	II

- Abbildung 66:** Alterungseffekt für eine ungetemperte Fe-Probe; links: Maximaler GMI-Effekt über der Frequenz, rechts: GMI-Kurven über das Magnetfeld bei einer Frequenz von 12MHz II
- Abbildung 67:** Links: asymmetrische GMI-Effekt für verschiedene Frequenzen, rechts: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz III
- Abbildung 68:** Einfluss des wiederholten Temperns, links: GMI-Effekt über dem Magnetfeld bei einer Frequenz von 6MHz, rechts: maximaler GMI-Effekt über der Frequenz bei einer Frequenz von 6MHz V
- Abbildung 69:** Einfluss des wiederholten Temperns auf die Eisenlegierung bei einer Frequenz von 6MHz V
- Abbildung 70:** GMI-Effekt mit zwei verschiedenen Stromstärken für einen beschichteten Draht bei einer Frequenz von 2MHz VI
- Abbildung 71:** GMI-Effekt für verschiedene Stromstärken bei einer Frequenz von 2MHz; links: Co-basiert, rechts: Fe-basiert VII

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Vergleich der gebräuchlichsten magnetischen Sensoren [25].....	37
Tabelle 2: Spezifikationen Sandwich-Aufbau	45
Tabelle 3: Spezifikation Hot-Dog-Aufbau.....	46
Tabelle 4: Fit-Parameter für die gedämpfte und ungedämpfte Bewegungssimulation	89

Abkürzungsverzeichnis

A	Ampere
Abb.	Abbildung
Arctan	Arcus Tangens
at	Atom
Bsp.	Beispiel
bzw.	beziehungsweise
bzgl.	bezüglich
ca.	circa
CCD	charge-couple Device
Co	Cobalt
cm ²	Quadratcentimeter
DC-Sputtern	Gleichspannungs-Sputtern
DW	Domänenwand
et al.	et alii (und andere)
el.	elektrisch
ext.	extern
Fe	Eisen
GMI	Giant Magneto-Impedance
GMR	Giant-Magneto-Resistance
h	Stunden
H	magnetische Feldstärke
HF-Sputtern	Hochfrequenz-Sputtern
K	Kelvin
kA	Kilo Ampere
Kap.	Kapitel
kHz	Kilo Hertz
kV	Kilo Volt
LED	Leuchtdiode (Light emitted Diode)
mbar	milli bar
MOKE	Magnetooptischer Kerr-Effekt
mm	milli Meter
MRI	Magnetic Resonance Imaging
Ni	Nickel
ms	milli Sekunden
mT	milli Tesla

nm	nano Meter
NTSL	Niedrigtemperatursupraleiter
Oe	Oerstedt
PVD	Physical Vapor Deposition
RF-Sputtern	Radiofrequenz-Sputtern
s.	siehe
sog.	sogenannte
STM	Scanning Tunnel Microscopy
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
u. a.	unter anderem/und andere
u. v. m.	und vieles mehr
vgl.	Vergleich
VT-STM	Variable Temperature –Scanning Tunnel Microscopy
z. B.	zum Beispiel
z. T.	zum Teil
μm	mikro Meter
Δ	Differenz

Abstract

The wide range of applications for soft magnetic materials in electronic circuits, transformers and sensors make them very interesting for investigations. The knowledge of the underlying principals of domain wall movements is essential for further development in many areas of our daily life (e. g. sensors and magnetic data storage systems). Although domain wall movements have been studied for quite a long time, little work has been done on soft magnetic materials and therefore this field is still of high scientific significance. New experimental devices like 'racetrack' memories promise applications in magnetic data storage. The properties of magnetic sensors are directly linked to the properties of domain wall movements which depend on the magnetic property of the material, the external applied field and the current through the magnetic material. For sensor applications, magnetically soft materials are used, distinguished by a very small coercive field. The well-known prototype is Permalloy ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$). Materials with much smaller coercive fields have been discovered about 30 years ago. These are amorphous alloys comprised of Co and/or Fe as the ferromagnetic components and B and Si as constituents to provide the amorphous structure upon rapid quenching from the melt to room temperature. These materials are also referred to as metallic glasses (metglas). A typical composition is $(\text{Co}_{94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12,5}$, abbreviated commonly as CoFeBSi. Materials with coercive fields as low as 10-30Oe are commercially available. Due to the amorphous structure, the materials lack of any kind of magnetic anisotropy that in other materials originates from their crystalline structure. Hence, the magnetic properties are exclusively governed by the interplay of purely magnetic energies. In especially, as will be shown in this work, domain wall motion can be observed in an almost ideal environment in thin layers of this kind of materials. For the studies presented in this work we used layered thin film structures with a chopper layer in the middle between two CoFeSiB layers. This structure is deposited on top of silicon or glass substrates. These layered systems are particular suitable to study magnetic domain movements and the detection of small magnetic fields.

At the beginning of this work, these layers have been used as magnetic field sensors in our laboratory, since the integration in industrial application is easier with this system than with wires or fibres.

Four years after the discovery of the Giant-Magneto-Resistance Effect by Peter Grünberg in 1988 (Nobelprice in 2007) the Giant-Magneto-Impedance Effect (GMI-effect (s. Chapter 3.1.1)) has been published, which shows a larger dependence on the magnetic field with a greater sensitivity. The present work focuses on the preparation and characterisation of sputtered Fe and Co-layers in order to optimise the effect. Scanning Tunneling Microscopy (STM) was employed to study the topography and the Magneto Optical Kerr Effect (MOKE) was used to gain further insight into the magnetic properties (see Chapter 5). The flat and highly reflective surface of the top layer makes this layer system an ideal system for magneto optical studies.

Additionally another effect where domain wall movements play an important role was investigated. This effect becomes evident when a current is send through a part of a metglas ribbon as a voltage that can be detected on an adjacent part of the ribbon which is free of electron current. This voltage is sensitive to torsion.

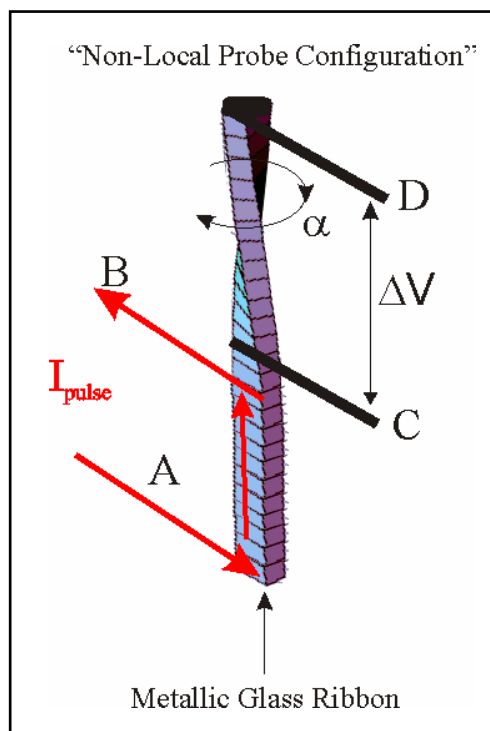


Fig.1: Torsion-Sensor [3]

Since it was suspected that the voltage observed between the contacts C and D (cf. fig. 1) is related to domain wall streaming from the current-carrying section between A and B a magneto-optical setup was adapted to observe time-resolved domain wall motions in these structures. However, the metglas ribbons used in the torsion sensors have a large micro-roughness preventing sensitive MOKE observations. Accordingly, we used the sputtered thin film structures described above. Magnetic domains could be observed with a high contrast in these films, a prerequisite for time-resolved measurements. The link between the current induced domain wall movement and the voltage was studied.

The originally available standard MOKE system was modified in such a way that both sides of the sample could be observed simultaneously. In order to achieve this we used glass as a substrate. This made it possible to address the question how domains behave in single layers or in layered systems. A conventional digital video camera was used in order to study current induced domain wall movements (see Chapter 7). This kind of measurement technique is suitable to study the steady domain configuration *before* and **after** the current pulse. However, further improvements of the MOKE system were necessary in order to get a better understanding of wall motions *during* the current pulse. Therefore, a stroboscopic measurement system was integrated into the MOKE system to achieve time resolutions down to 5ns (see Chapter 8). It will be shown that the domain wall motions have the advantage of a very high reproducibility, with potential industrial applications in mind. It was possible to find values for the external field and the pulse amplitude to control and move the domain walls either only by the current (current induced motion) or by the external field (magnetic field induced motion).

The current induced domain wall movement is not a reproducible process and cannot be investigated by stroboscopic measurements. The *field-induced* movement leads to reproducible expansion and contraction of domains whereas the *current-induced* movement moves whole domains. These different possibilities have been forecasted since about 30 years but verification was not complete. The current densities to induce these movements are in the order of 10^7 A/m^2 but they are about 1000 times smaller than in Permalloy.

1 Motivation

Weichmagnetische Materialien sind in den Anwendungsbereichen von magnetischen Schaltkreisen, Transformatoren und in der Sensorik heute unabdingbar. Vor allem in der Sensorik und bei der magnetischen Datenspeicherung ist die Information von Bewegungsabläufen magnetischer Domänen in diesen Materialien von großer wissenschaftlicher Bedeutung. Neue Anwendungen, wie z. B. die des 'Racetracks'-Datenspeichers (s. Kap. 3.2) zeigen vielversprechende Möglichkeiten im Bereich der magnetischen Datenspeicherung und sind somit in den heutigen Forschungsaktivitäten sehr aktuell. Auch in der Magneto-Sensorik basieren die meisten Effekte auf Domänenbewegung in Abhängigkeit von äußeren Feldern und vom Stromfluss selbst. Vielfältig eingesetzt sind sog. 'Permalloy'-Materialien, die aus Nickel-Eisen-Legierungen bestehen und sich durch eine sehr hohe Permeabilität sowie geringes Koerzitivfeld auszeichnen.

In dieser Arbeit werden gesputterte weichmagnetische amorphe Schichten verwendet, die in den gegenwärtigen Forschungsaktivitäten bisher eher eine nebensächliche Rolle spielen. Der Aufbau der Schichtstruktur ähnelt der eines Sandwichs, wobei dünne Schichten von CoFeBSi-Cu-CoFeBSi auf Silizium oder Glas aufgebracht werden. Dabei eignen sich diese Schichtsysteme vorzüglich zur Forschung von Bewegungsabläufen von magnetischen Domänen und zur sensitiven Detektion von Magnetfeldern. Die amorphen weichmagnetischen Schichten zeichnen sich dadurch aus, dass sie eine durch die Präparationsbedingungen einstellbare magnetische Anisotropie besitzen, die durch keine Kristallanisotropie 'gestört' wird.

Die Schichten wurden eingangs meiner Forschungsaktivität als Magnetfeldsensoren verwendet, da sie für die Integration technischer Anwendungen besser geeignet sind als magnetische Fasern oder Drähte. Nach Entdeckung des 'Riesen-Magneto-Widerstands-Effekts' durch Peter Grünberg 1988 (Nobelpreis 2007) wurde vier Jahre später an einem amorphen Draht der 'Giant-Magneto-Impedance-Effekt' (GMI-Effekt (s. Kap. 3.1.1)) publiziert, der durch einen größeren Effekt mit einer höheren Empfindlichkeit gekennzeichnet ist.

Gesputterte Fe- und Co-Schichten wurden zu Beginn dieser Arbeit hergestellt und charakterisiert, um einen möglichst hohen und empfindlichen GMI-Effekt zu

erhalten. Zur Beurteilung der Schichten wurden mittels Rastertunnelmikroskopie (STM) die Oberfläche als auch Hystereseaufnahmen mit Hilfe des Kerr-Effektes untersucht (s. Kap. 5). Diese Schichtsysteme zeichnen sich durch eine glatte spiegelnde Oberfläche aus und sind daher für magnetooptische Untersuchungen bestens geeignet.

Im Rahmen der Forschungsarbeiten in unserem Institut wurde ein weiterer Effekt untersucht, bei dem die Domänenbewegung eine maßgebliche Rolle spielte. Beim Stromfluss durch die untere Hälfte eines magnetischen Streifens wurde an der zweiten, vollkommen entkoppelten oberen Hälfte, eine Spannung gemessen, die u.a. von der Verdrillung abhängt (s. Abbildung I).

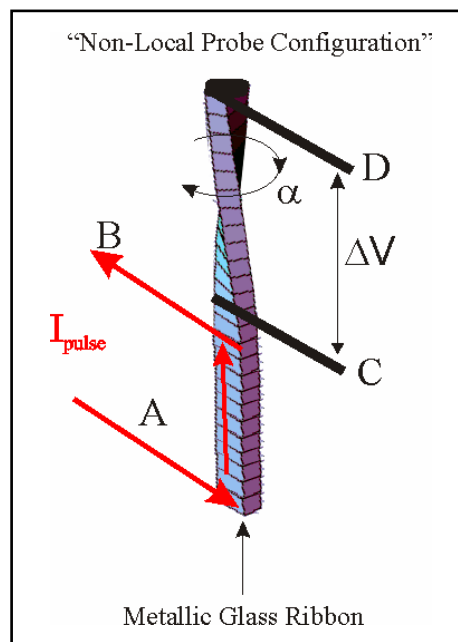


Abbildung I: Torsions-Sensor [3]

Die Hypothese, dass durch den Stromfluss in die obere Hälfte getriebene magnetische Domänen einen Spannungssprung erzeugen, war nicht zuletzt der Anstoß, ihre Bewegung zu studieren.

Ein konventionelles (einseitiges) Kerr-Mikroskop wurde um die Möglichkeit der rückseitigen Kerr-Mikroskopie ergänzt. Dadurch ist man in der Lage, sowohl die Ober- als auch die Grenzfläche zum Substrat hin gleichzeitig zu beobachten. Die Schichten wurden dafür speziell auf Glas als Substrat präpariert. Damit konnte die Frage beantwortet werden, wie sich die Domänen in einer Schicht

bzw. in Schichtsystemen ausbilden. Zur statischen Domänen-Betrachtung wurde zunächst eine herkömmliche Digitalkamera verwendet (s. Kap. 7).

Mit dieser 'primitiven' Art von Messsystem können lediglich (statische) Zustände der Domänen, vor und nach dem Strompuls – was allerdings auch zu neuen Erkenntnissen führte – aufgezeichnet werden. Um aber wesentlich präzisere Aussagen über die Domänenbewegungen zu erzielen, wie z. B. die Bewegung während des Strompulses oder der Einfluss der Anstiegsflanke des Strompulses, wurde der Kerr-Aufbau weiterentwickelt. Ein stroboskopisches Messsystem wurde an den Kerr-Aufbau angekoppelt mit dessen Hilfe eine zeitliche Auflösung von 5ns erreicht werden konnte (s. Kap. 8). Der Vorteil – im Hinblick auf die industrielle Nutzung von Domänenbewegung – ist, dass bei dieser Messmethode alle Bewegungsvorgänge notwendigerweise absolut reproduzierbar sein müssen. Solche strikt reproduzierbaren Domänenwandverschiebungen wurden tatsächlich beobachtet – sind offenbar das Normale unter den gegebenen experimentellen Bedingungen. Für bestimmte Einstellungen des externen Magnetfeldes und des Strompulses lassen sich magnetische Domänen, sowohl vom Strom selbst (strominduziert) als auch von dessen erzeugten magnetischen Feld (magnetfeldinduziert), bewegen.

Bei der strominduzierten Bewegung der Domänen handelt es sich um stochastische Prozesse welche nicht stroboskopisch erfasst werden können. Während die magnetfeldinduzierte Bewegung die Domänen strikt reproduzierbar expandiert bzw. kontrahiert, verschiebt die strominduzierte Bewegung ganze Domänen in eine bestimmte Richtung um einen Betrag Δx , so dass eine rolltreppenartigen Bewegung entsteht. Die unterschiedlichen Bewegungsszenarien wurden schon in den 70iger Jahren vorhergesagt, konnten jedoch bislang nur rudimentär verifiziert werden. Die Stromdichte bei diesen Bewegungsabläufen liegt dabei im Bereich von $10^7 A/m^2$, im Vergleich dazu liegen die Stromdichten in Permalloy-Materialien um einen Faktor von ca. 1.000 höher.

2 Magnetismus

In der Physik ist Magnetismus im Allgemeinen ein Phänomen, das sich als eine Kraftwirkung zwischen magnetisierten Gegenständen und bewegten elektrischen Ladungen äußert. Das auffälligste Merkmal des Magnetismus sind Kräfte und Drehmomente, die Magnete oder ferromagnetische Stoffe erfahren, wenn sie in ein Magnetfeld gebracht werden.

Magnetfelder begleiten uns das ganze Leben, allein schon verursacht durch die Erde, wir 'tragen' sogar unser eigenes mit uns herum: das (recht kleine) Herzmagnetfeld [23]. Das Magnetfeld der Erde liegt in der Größenordnung von 0,5Oe und ist somit leicht zu messen. Abbildung 2 zeigt die Erde und das ihr umgebende magnetische Feld. Die magnetischen Feldlinien treten im Wesentlichen auf der Südhalbkugel aus der Erde aus und auf der Nordhalbkugel wieder in die Erde ein.

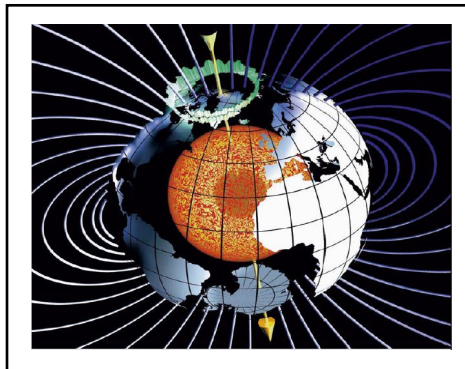


Abbildung 2: Magnetfeld der Erde [13]

Das Magnetfeld des menschlichen Herzens, ist eine Millionen Mal kleiner und nur mit hochsensiblen Magnetfeldsensoren detektierbar.

2.1 Erscheinungsformen des Magnetismus

Der Magnetismus und speziell der Festkörpermagnetismus haben ihren Ursprung auf atomarer Ebene. Um hierüber ein besseres Verständnis zu erreichen muss die innere Struktur des Festkörpers berücksichtigt werden (s. Kap. 2.1.2). Die weichmagnetischen Eigenschaften von amorphen Legierungen sind

in Kap. 2.1.3 und die elementaren Grundgrößen und deren formelle Beschreibung werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

2.1.1 Magnetische Größen und ihr Formalismus

Ausschlaggebend für die Einordnung von Festkörpern in magnetische Klassen ist die Abhängigkeit der magnetischen Induktion \mathbf{B} (Einheit: Tesla T) von der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} (Einheit A/m).

Für das Vakuum gilt die Beziehung:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1)$$

mit: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{T \cdot m}{A}$, Permeabilität des Vakuums

Bei Vorhandensein von Materie wird diese Gleichung (1) zu:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2)$$

Die magnetische Induktion setzt sich also bei Vorhandensein eines externen Magnetfeldes zusammen aus der externen magnetischen Feldstärke und dem Anteil, der durch die Magnetisierung \mathbf{M} des Festkörpers hinzukommt.

Die Magnetisierung kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (3)$$

wobei χ die magnetische Suszeptibilität ist.

Die Suszeptibilität ist dimensionslos und beschreibt die Reaktion von Materie auf ein externes Feld. Sie dient zur Einteilung verschiedener Materialien in unterschiedliche Klassen. Zusammen mit der relativen Permeabilität $\mu_r = 1 + \chi$ lässt sich Gleichung (2) wie folgt umformen:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{j} = \mu_0 \cdot \vec{H} (1 + \chi) = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H \quad (4)$$

wobei \mathbf{j} die magnetische Polarisation des Materials ist.

Die relative Permeabilität μ_r beschreibt die Durchlässigkeit von Materie für magnetische Felder gegenüber dem luftleeren Raum.

Die verschiedenen magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers können anhand der Permeabilität bzw. Suszeptibilität in drei Arten unterteilt werden: Ferro-, Dia- und Paramagnetismus [14, 34].

2.1.2 Festkörpermagnetismus

Der Magnetismus von Körpern bzw. Stoffen ist auf mikroskopische Spins zurückzuführen. Im Bohrschen Atommodell kreisen Elektronen auf bestimmten Bahnen um einen positiv geladenen Atomkern. Jedes Elektron zeigt somit einen Bahndrehimpuls \mathbf{L} . Das negativ geladene umlaufende Elektron beschreibt demnach einen Kreisstrom I um die von ihm umschlossene Fläche A . Dem Elektron kann also ein magnetisches Moment zugeordnet werden (s. Abbildung 3, links). Das Bahndrehmoment μ_l kann nur diskrete Werte aufgrund der Quantelung des Drehimpulses \mathbf{L} annehmen (s. Formel 5). Allerdings kreisen Elektronen nicht nur auf Bahnen um den Atomkern, sondern rotieren auch um die eigene Achse wodurch ein weiteres magnetisches Moment μ_s (s. Formel 6), das sog. Spin \vec{S} eingebunden ist (s. Abbildung 3, rechts). Der Spin kann nur zwei Werte¹ annehmen, man unterscheidet 'Spin up' und 'Spin down' ($m_s = \pm 1/2$).

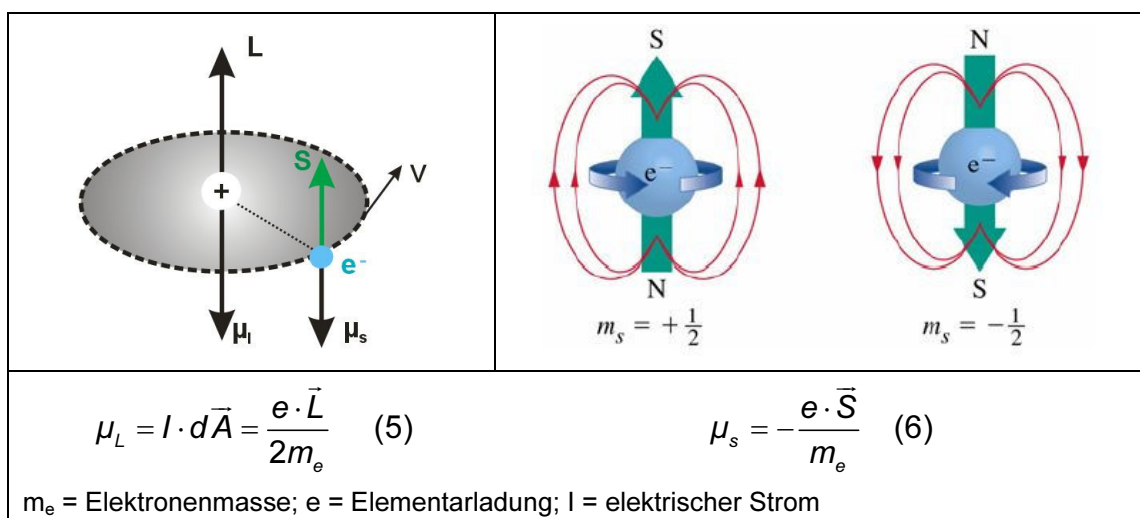


Abbildung 3: Darstellung des magnetischen Moments (links) und des Spins (rechts) [35]

¹ Charakterisiert durch die magnetische Quantenzahl m_s .

Die Überlagerung der in der Elektronenhülle eines Atoms auftretenden Momente geschieht unterschiedlich. Sie ist abhängig vom Umlaufsinn und von der Spinorientierung der einzelnen Elektronen, ihrem Energieniveau und von der Besetzung der Elektronenschalen. Demnach unterscheidet man drei Gruppierungen die unterschiedlich auf ein externes Magnetfeld reagieren:

Diamagnetismus

Sog. diamagnetische Stoffe zeigen kein permanentes magnetisches Moment. In jedem Atom sind die magnetischen Momente von Bahn und Spin paarweise entgegengesetzt. Trotzdem 'antworten' diese Stoffe abstoßend auf ein äußeres magnetisches Feld. Der Diamagnetismus ist ein Quanteneffekt. Im Bild der klassischen Elektrodynamik kann die diamagnetische Abstoßung qualitativ durch die in der Elektronenwolke induzierten Ströme erklärt werden. Die Induktion beginnt wenn sich das Material einem äußeren Feld B nähert. Das Feld B übt auf das magnetische Moment der Elektronen ein Drehmoment aus. Es resultiert eine Bewegung die man anschaulich anhand eines Kreisels beschreiben kann. Wirkt auf einen Kreisel ein Drehmoment, so reagiert dieser mit einer Präzessionsbewegung, die ihrerseits wieder Ursache eines Kreisstroms ist. Gemäß der Lenzschen Regel ist das von ihm erzeugte Magnetfeld aber so gerichtet, dass es seiner Ursache, also dem äußeren Feld, entgegenwirkt. Diamagnetische Stoffe weichen einem Magnetfeld aus. Ohne äußeres Feld sind diamagnetische Stoffe unmagnetisch. Die Zahl der Elektronen und ihre Bewegungsrichtungen sind so aufeinander abgestimmt, dass es zu einer Kompensation aller Teilmomente führt. Der Diamagnetismus wirkt im Vergleich zum Para- und Ferromagnetismus nur sehr schwach, er ist eine Eigenschaft aller Materialien. Diamagnetische Stoffe haben eine relative Permeabilität von $\mu_r < 1$ bzw. Suszeptibilität $\chi < 0$.

Paramagnetismus

Bei paramagnetischen Stoffen liegt auf Grund von nicht abgeschlossenen oder ungeradzahlig besetzten Elektronen-Schalen keine vollständige Kompensation der Teilmomente vor. Ohne externes Feld sind die magnetischen Momente jedoch wahllos im Festkörper orientiert. Eine Ausrichtung der Elementarmagnete geschieht erst bei größeren externen Magnetfeldern, es entsteht eine makroskopische Magnetisierung. Bei diesen Stoffen ist $\mu_r > 1$ und $\chi > 0$.

Ferromagnetismus

Beim Ferromagnetismus liegt eine Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld vor. Es gibt, wie im Paramagnetismus, permanente magnetische Momente, deren Ursache hier ungepaarte Spins sind. Als entscheidender Unterschied zum Paramagnetismus gibt es in Ferromagneten aber zwischen benachbarten Atomen eine so große Wechselwirkung, dass sich auch ohne äußeres Feld Spins auf benachbarten Gitterplätzen parallel oder antiparallel zueinander einstellen. Infolge dessen richten sich die magnetischen Momente über größere Bereiche (sog. Weissche Bezirke) aus. Bei ferromagnetischen Materialien kann sowohl die relative Permeabilität als auch die Suszeptibilität sehr hohe Werte annehmen (Bsp.: Ni: $\chi = 10000$) [14, 15, 35].

2.1.3 Magnetismus in amorphen Strukturen

Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben ist die Voraussetzung für das Vorhandensein von magnetischen Ordnungen die zum Ferromagnetismus führt, a) die Existenz magnetischer Momente ungepaarter Elektronen, b) eine Wechselwirkung die sie koppelt. Diese Kriterien liegen auch in amorphen Körpern vor, so dass nahezu alle Übergangsmetalle (Fe, Co, Ni)-Metallloid (B, Si, Ge, C)-Legierungen im amorphen Zustand ferromagnetisch sind. Durch den amorphen Zustand erhält man besondere magnetische Eigenschaften. Das magnetische Moment ist nicht an eine bestimmte Kristallrichtung (keine Kristallanisotropie) gekoppelt. Zudem gibt es keine ausgedehnten Defekte (z. B. Versetzungen und Korngrenzen) die als Störstellen für magnetische Domänen (s. Kap. 2.3) wirken. Beides führt zu extrem kleinen Koerzitivfeldstärken und damit zu geringen Hystereseverlusten. Die Ummagnetisierungseigenschaften von amorphen Legierungen werden dadurch nur noch durch die sog. induzierte Anisotropie (Kap. 2.2.3) bestimmt [20]. Ihre gezielte Variation erlaubt die Beeinflussung von bestimmten Parametern. So kann z. B. die Form der Hysterese-Kurve 'eingestellt' werden.

Magnetostriktionseffekte² spielen außerdem eine wichtige Rolle bei dem Einsatz von magnetischen Werkstoffen. In amorphen Co-/Fe-Legierungen können

² Beschreibt die Längenänderung eines Werkstoffes in Abhängigkeit von der Magnetisierung.

sehr geringe Magnetostruktionskonstanten erreicht werden und zu extrem hohen Permeabilitäten ($>10^6$) führen.

Durch die strukturelle Unordnung haben amorphe Legierungen im Allgemeinen sehr hohe spezifische elektrische Widerstände. Diese in Verbindung mit dünnen Materialien führen zu geringen Wirbelstromverlusten, die bei hohen Frequenzen bei Unmagnetisierungsprozessen wichtig sind. Je nach Zusammensetzung können nun die magnetischen Eigenschaften von amorphen Legierungen besonders gefördert werden. Beispielsweise besitzen eisenreiche Legierungen eine hohe Sättigungsmagnetisierung, FeNi-Legierungen eine hohe Permeabilität und Co-Legierungen eine geringe Magnetostruktion mit ebenfalls hoher Permeabilität (s. auch Abbildung 20 in Kap. 4.4) [21].

2.2 Magnetische Anisotropie

Unter Anisotropie versteht man allgemein eine Vorzugsrichtung bzw. eine Richtungsabhängigkeit einer physikalischen Größe. Vorzugsrichtungen können z. B. durch das Herstellverfahren oder nachträglich z. B. durch das Temperverfahren (s. Kap. 4.2 und 4.5) eingeprägt werden.

Bei Bewegungsvorgängen magnetischer Domänen sowie deren Ausrichtung spielt die magnetische Anisotropie eine wichtige Rolle. In anisotropen Werkstoffen bilden sich Domänen entsprechend der Vorzugsrichtung aus, das bedeutet, dass sich die magnetischen Momente spontan, ohne äußeres Feld, vorzugsweise in eine 'leichte' Richtung ausrichten. In diesem Zusammenhang wird von leichter und schwerer Achse gesprochen.

Die schwere Richtung zeichnet sich dadurch aus, dass sich die magnetischen Momente nur unter dem Einfluss eines äußeren Feldes in diese Richtung drehen. Die Ursache für dieses Verhalten ist die magnetische Anisotropieenergie. Sie spiegelt den Energiebeitrag wider, den man aufbringen muss, um die magnetischen Momente von der leichten in die schwere Richtung zu drehen [14, 12, 27]. Es existieren verschiedene Formen von Anisotropien, die im Folgenden kurz erläutert werden. In vielen technischen Anwendungen (z. B. Festplatten, Magnetband) sind magnetische Anisotropien entscheidend, da die Richtung der Magnetisierung bzgl. einer Referenzrichtung als Informationsträger (Bit) dient [2].

2.2.1 Formanisotropie

Da ein Körper keine unendliche Ausdehnung besitzt, treten an dessen Begrenzungen magnetische Pole auf. Diese erzeugen ein Entmagnetisierungsfeld, welches einem äußeren Feld entgegenwirkt und von der Form des Körpers abhängt. In Abbildung 4 ist dies anhand zweier Skizzen dargestellt. Das System ist von oben abgebildet, wobei die Magnetisierung M einmal parallel (links) und einmal senkrecht zur Probenachse ausgerichtet ist, bei einem jeweils parallelen äußeren Feld H_a . Im linken Fall kann das Streufeld vernachlässigt werden, da die Enden sehr weit voneinander entfernt liegen (im Verhältnis zur Breite w). Im rechten Fall ist das Entmagnetisierungsfeld H_d , die Ursache, die der Magnetisierung entgegen gerichtet ist.

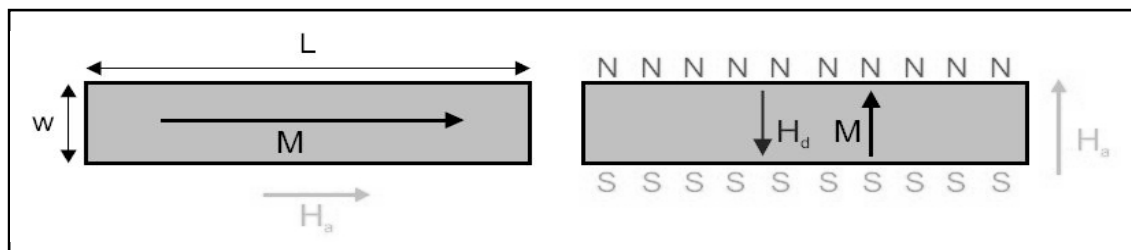


Abbildung 4: Darstellung der Formanisotropie [18]

Die Formanisotropie macht sich insbesondere bei dünnen Schichten bemerkbar und sorgt dafür, dass sich die Magnetisierung in der Schichtebene einstellt. Die Schichtebene stellt somit eine leichte und die Oberflächennormale eine schwere Achse dar [14, 18, 23, 27].

2.2.2 Spannungs- (Magnetostriktion-) Anisotropie

Ein Festkörper ist kein starres Gebilde, in ihm sitzen die Atome nicht fest auf regulären Gitterplätzen, sondern führen kleine (temperaturabhängige) Schwingungen aus. Die Form und sein Volumen sind demnach veränderlich, so dass man ihm einen elastischen Freiheitsgrad zuordnen kann. Dieser elastische Freiheitsgrad wirkt sich auf die magnetischen Eigenschaften aus, aber auch umgekehrt können magnetische Änderungen die mechanischen Eigenschaften beeinflussen. Die Folge der Spannungsanisotropie ist, dass die Struktur des

Festkörpers durch innere Spannungen gestört werden kann. Die Änderung der Struktur des Festkörpers führt zu einer Anisotropie. Umgekehrt kann ein Festkörper versuchen seine Energie zu minimieren indem er sich entspannt [14, 23].

2.2.3 *Magnetfeld-induzierte Anisotropie*

Eine Magnetfeldanisotropie kann z. B. bei der Schichterzeugung erzielt werden, indem die Schichten unter einem externen Magnetfeld aufwachsen. Man erhält eine Anisotropie die sich parallel zum äußeren Magnetfeld ausrichtet. Die Magnetfeldanisotropie wurde in dieser Arbeit senkrecht zur Sensorachse in der Schichtebene erzeugt (s. Kap. 4.2) [14]. Sie kann jedoch auch nachträglich, im Anschluss an die Schichtherstellung, durch so genannte Temperprozesse erlangt werden. Die Anisotropie bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben wurde durch den Temperprozess zusätzlich gestärkt (s. Kap. 4.5).

2.3 **Magnetische Domänen**

In magnetischen Materialien kommt es zur Ausbildung von kleinen Bereichen, die die volle Sättigungsmagnetisierung tragen, sog. Weissche Bezirke (oder magnetische Domänen). 1907 stellte Pierre Weiss dies als Hypothese auf, die erst 24 Jahre später bewiesen werden konnte. Die Sättigungsmagnetisierung in den Bezirken ist aber unterschiedlich ausgerichtet, deshalb heben sich ihre magnetischen Momente in der Summe auf. Die Grenzen zwischen ihnen kann man sich als mit dem Kristallgitter verhakt vorstellen, sie heißen 'Bloch-oder Neelwände'. Kommt nun ein Ferromagnet in ein äußeres Feld, dann wachsen Bezirke, deren Momente energetisch günstig zur Feldrichtung stehen: Die Wände unterschiedlicher Bezirke verschieben sich also zugunsten anderer [14, 44]. Prinzipiell kann ein Domänenmuster beliebig komplex ausfallen, es kann allerdings durch entsprechende Anisotropie, je nach Verwendung der Probe, in spezielle Formationen eingestellt werden (s. Kapitel 8.3).

Magnetische Domänen sind von immenser technologischer Bedeutung, denn sie stellen in Festplatten und Disketten die Träger der Bitinformation dar (s. Kap. 3.2).

2.3.1 Entstehung von Domänen

Die Unterteilung einer magnetischen Probe in einzelne Domänen ist das Resultat der Minimierung der Gesamtenergie des Systems. Für die Domänenbildung maßgeblich verantwortlich sind zwei miteinander wechselwirkende Energien, die Streufeld³- und die Austauschwechselwirkungsenergie. Durch die Bestrebung das Streufeld im Außenraum zu minimieren, ist es für die Probe energetisch günstiger sich in kleinere Bereiche zu unterteilen (s. Abbildung 5 a) b)). Andererseits versucht die Austauschwechselwirkungsenergie alle Spins parallel auszurichten. Aufgrund der Wechselwirkung dieser beiden Energien entstehen Wände, die eine Aufteilung in einzelne Domänen verursacht (s. Kapitel 2.3.2) [17, 23]. In Abbildung 5 a) –c) sind 180°-Wände dargestellt, bei denen die Magnetisierung auf beiden Seiten antiparallel ausgerichtet ist.

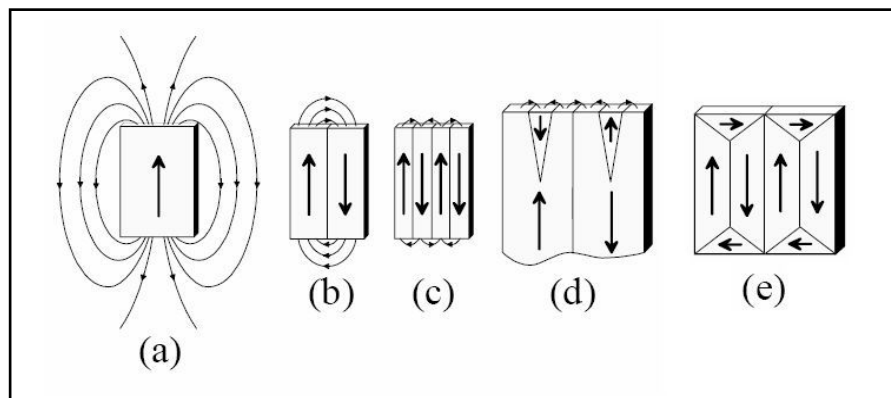


Abbildung 5: Domänenbildung durch Streufeldminimierung [25]

Ein Beispiel für eine 90°-Wand ist in Abbildung 5 e) dargestellt, bei der sich die Magnetisierung zweier benachbarter Domänen eben um 90° dreht. Durch die Kombination dieser beiden Unterteilungen existieren keine 'freien' Pole und deshalb reduziert sich die magnetostatische Energie auf null.

Oftmals bilden sich in einem Material mit eingprägter Anisotropie (s. Kap. 2.2) sog. Stachel-Domänen mit entgegengesetzten Vorzeichen an den Enden der Probe aus. Die hierfür eingeführten magnetischen Pole führen zu einer Abnahme der Energie [25]. Bei Anwesenheit eines ext. Magnetfeldes und Vernachlässigung von magnetoelastischen Effekten, kann die magnetische Gesamtenergie eines Ferromagneten aus folgenden Beiträgen zusammengesetzt beschrieben

³ Streufeldenergie wird auch Demagnetisierungsenergie genannt.

werden: der Austauschenergie E_A , der Anisotropieenergie E_{An} , der Streufeldenergie E_K und der Zeemanenergie E_S [20].

$$E_{ges} = E_A + E_{An} + E_K + E_S \quad (7)$$

Befindet sich eine ferromagnetische Probe in einem externen Magnetfeld, treten zwei Effekte auf. Ist das Magnetfeld klein, so erfolgt lediglich eine Verschiebung der Domänenwände. Durch Inhomogenitäten in der Probe werden Domänenwände festgehalten und folgen erst nach einer gewissen Verweilzeit bzw. nach Erhöhen des Feldes sprunghaft, durch sog. Barkhausensprünge in die entsprechende Richtung. Diese Barkhausensprünge findet man z. B. in Hysteresekurven (s. Abbildung 6 (a)) bei hoher Auflösung.

Bei größerem ext. Feld findet ein Drehen der Magnetisierung in Richtung des ext. Feldes statt (s. Abbildung 6 (b)) [14].

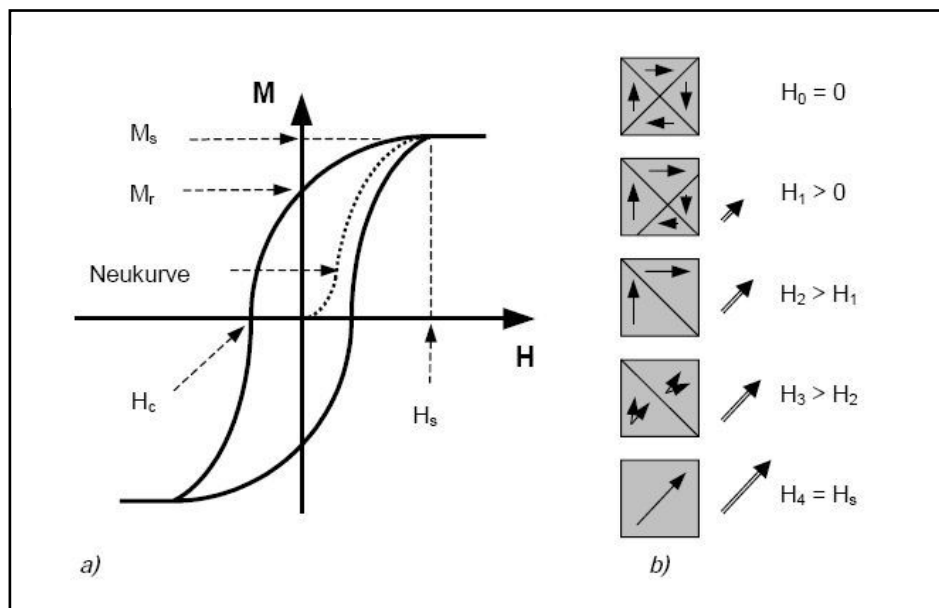


Abbildung 6: a) Hysteresekurve, b) dazugehörige Dreh- und Wandverschiebungen [11]

2.3.2 Domänenwände

Die Grenzübergänge zwischen Domänen können durch verschiedene Möglichkeiten realisiert werden. Die zwei bekanntesten Wandtypen sind nach ihren Entdeckern – Bloch und Neel – benannt worden. Die Domänenwände sind Bereiche in denen die Magnetisierung nicht abrupt von der einen Magnetisierungsrichtung in die andere übergeht, vielmehr geschieht dies in kleinen Schritten. Der Grund für den allmählichen Übergang liegt im energetischen Kompromiss zwischen der kurzreichweitigen Austauschenergie, die innerhalb eines Weisschen-Bezirks die Spins parallel ausrichtet, und der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die die Spins antiparallel auszurichten versucht. Eine unendliche Ausdehnung der Blochwände verhindert die Anisotropieenergie. Die Austauschenergie bewirkt eine maximal mögliche Ausdehnung der Wand, um die Wechselwirkung benachbarter Spins zu minimieren. Die Anisotropieenergie dagegen wirkt gegen eine Orientierungsänderung der Spins aus der bevorzugten (leichten) Achse, so dass eine minimale Wandbreite unter Beteiligung möglichst weniger gestörter Spins bevorzugt ist. Die resultierende Wanddicke ergibt sich aus einer Energieminimierung [18].

In einer Blochwand ändert sich die Richtung der Magnetisierung parallel zur Wandebene. Blochwände werden von Störstellen, Korngrenzen, Einschlüssen oder inneren Spannungen am Ort gehalten.

Als Neelwand bezeichnet man eine Domänenwand, bei der die Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene erfolgt. Dieser Domänenwandtyp ist bei sehr dünnen (nm-Bereich) ferromagnetischen Schichten energetisch günstiger als die Blochwand, da bei dieser die Magnetisierung in der Wand aus der Schichtebene heraus zeigt. In Abbildung 7 ist dies schematisch dargestellt. Das obere Bild zeigt zwei entgegengesetzt ausgerichtete Domänen getrennt von einer Wand. Das mittlere Bild zeigt die Drehung der Magnetisierung für die Bloch- und das untere für eine Neelwand.

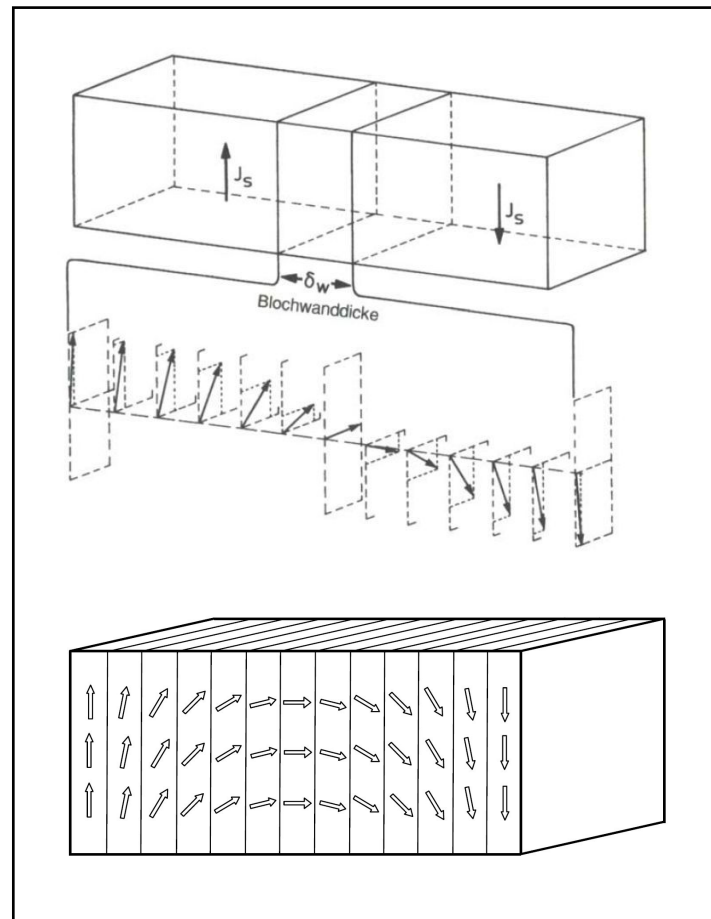


Abbildung 7: Schematische Darstellung von Bloch- (Mitte) und Neelwand (unten) [34, 38]

Die Drehbewegung in magnetischen Schichten ist darüber hinaus ein hochaktuelles Forschungsgebiet. Rechts- und linkshändige Drehungen bei magnetischen Schichten auf atomarer Ebene sind nicht immer gleichwertig. Die Auswahl des Drehsinns, eine so genannte Chiralität bei magnetischen Strukturen wurde experimentell gefunden und in der Fachzeitschrift 'Nature' im Mai 2007 von M. Bode publiziert [6]. Einen Hinweis auf den Drehsinn innerhalb der Domänenwände, für die in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Schichten, ist in Kapitel 9.1 gegeben.

2.3.3 Bewegungstheorie

Die Modellberechnungen von Berger [4] zeigen die Bewegungsabläufe streifenförmiger Domänen in Abhängigkeit von einem parallel zur leichten Achse anliegenden externen Magnetfeld bei einem elektrischen Strom für weichmagnetische Schichten. Ein Strompuls, der eine 180°-Domänenwand kreuzt, erzeugt ein 'Zug-Feld' H_d , was beschrieben wird durch:

$$H_d = \frac{1}{2} \cdot a \cdot \left(\beta \cdot j - \frac{M_s \cdot v_w}{\rho_s} \right) \quad (8)$$

Dabei bezeichnet a den Wandabstand, β den Tangens des Hallwinkels, ρ_s den Domänenwiderstand, j die Stromdichte, M_s die Sättigungsmagnetisierung und v_w die Domänengeschwindigkeit.

Überschreitet der Betrag des Zugfeldes H_d das Koerzitivfeld H_c der Probe, so bewegen sich alle Domänen in Richtung der Driftgeschwindigkeit v_e der Ladungsträger. Bei Vorhandensein eines externen Magnetfeldes H_E nimmt die Zugkraft F_E , die an den Domänenwänden angreift, die Form

$$F_E = \pm \cdot 2 \cdot M_s \cdot H_E \quad (9)$$

an. Kennzeichnet man zwei aufeinander folgende Wände mit 1 und 2 (s. Abbildung 8 (links)), so beginnen die Wände des Typs 1 sich mit einer Geschwindigkeit v_1 aufgrund der Zugkraft F_{d1} , generiert durch das Feld H_{d1} zu bewegen:

$$H_{d1} + H_E \pm H_c - \left(\frac{v_1}{\eta_i} \right) = 0 \quad (10)$$

wobei η_i die intrinsische Wandmobilität ist. Die Bewegungsgleichung für den Wandtyp 2 verhält sich bis auf ein Vorzeichen analog:

$$H_{d2} - H_E \pm H_c - \left(\frac{v_2}{\eta_i} \right) = 0 \quad (11)$$

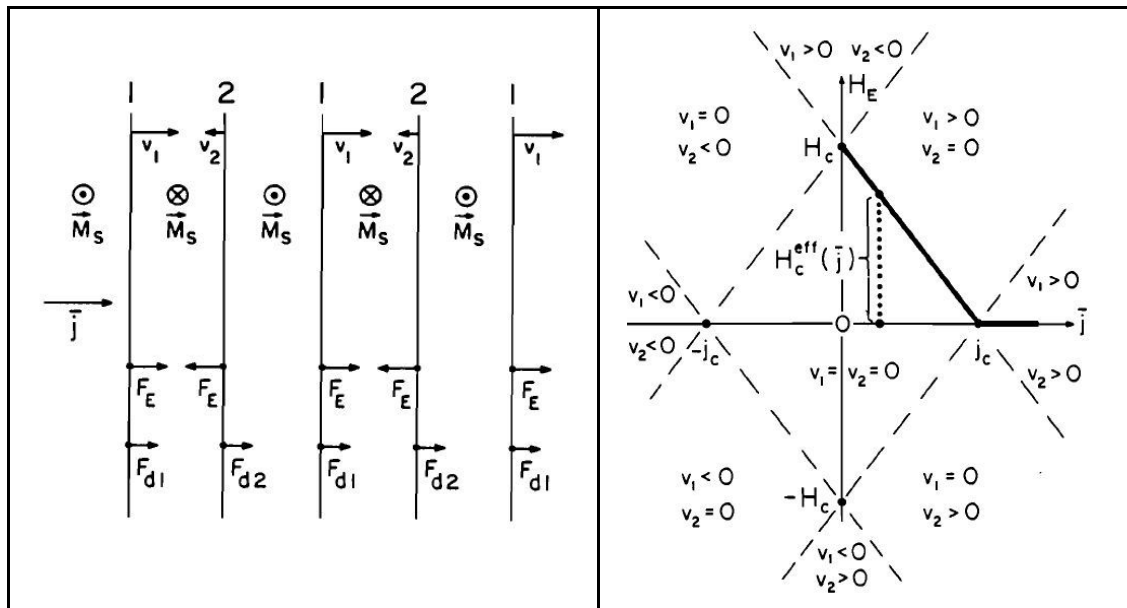


Abbildung 8: Domänenwandbewegung [4], links: Kräfte, die an benachbarten Streifendomänen angreifen, rechts: Diagramm für die Geschwindigkeiten zweier gegenüberliegenden Domänenwände als Funktion von H und j

Trägt man das externe Magnetfeld H_E über die Stromdichte j auf (unter Berücksichtigung des Koerzitivfeldes H_c), bilden sich 'karoförmige' Bereiche aus, in denen sich die Domänenwände 1 und 2 – je nach Betrag und Vorzeichen – in die ein oder andere Richtung bewegen (s. Abbildung 8, rechts). Eine Bewegung findet jedoch erst statt wenn das Koerzitivfeld der Probe überwunden ist.

Für ein Modellsystem mit transversaler Anisotropie stellte Straubel et. al. [39] eine detaillierte Theorie auf, die den Einfluss der Entmagnetisierungsenergie auf eine – durch ein äußeres Magnetfeld hervorgerufen und durch Reibung behinderte – Translationsbewegung von 180° -Blochwänden in einem dünnen Magnetstreifen beschreibt. Die leichte Achse ist senkrecht zur Längsrichtung ausgerichtet und liegt in der Schichtebene (s. Abbildung 9, links). Die Domänenwanddynamik kann durch die Gleichung des klassischen harmonischen Oszillator-Modells beschrieben werden, wobei die rücktreibende Größe die magnetostatische Kraft ist. Die erhaltene Laplace-Bewegungsgleichung für zwei starre Blochwände nimmt folgende Gestalt an:

$$m_w \cdot D \cdot d \cdot \ddot{x} + \frac{dE}{dx}(L) - 2 \cdot M_s \cdot H \cdot D \cdot d = -2 \cdot M_s \cdot D \cdot d \cdot \left[\frac{\dot{x}}{\beta} + H_0 \cdot \text{sign}(\dot{x}) \right] \quad (12)$$

Wobei m_w die 'Masse' der Blochwand, β der Mobilitätsfaktor, D die Breite der Probe, d die Dicke der Probe, M_s die Sättigungsmagnetisierung der Probe, H_0 das Schwellenfeld, E die magnetostatische Eigenenergie der Probe und L die Länge darstellen.

In diesem Modell wird die Domänenwandwechselwirkung vernachlässigt. Die in der Bewegungsgleichung (12) auftretenden Terme lassen sich wie folgt identifizieren:

- $m_w \cdot D \cdot d \cdot \ddot{x}$, Beschleunigungstherm
- $\frac{dE}{dx}(L)$, Demagnetisierungskraft
- $2 \cdot M_s \cdot H \cdot D \cdot d$, extern antreibende Kraft
- $2 \cdot M_s \cdot D \cdot d \cdot \frac{\dot{x}}{\beta}$, Reibungstherm
- $2 \cdot M_s \cdot D \cdot d \cdot H_0 \cdot \text{sign}(\dot{x})$, Koerzitivtherm

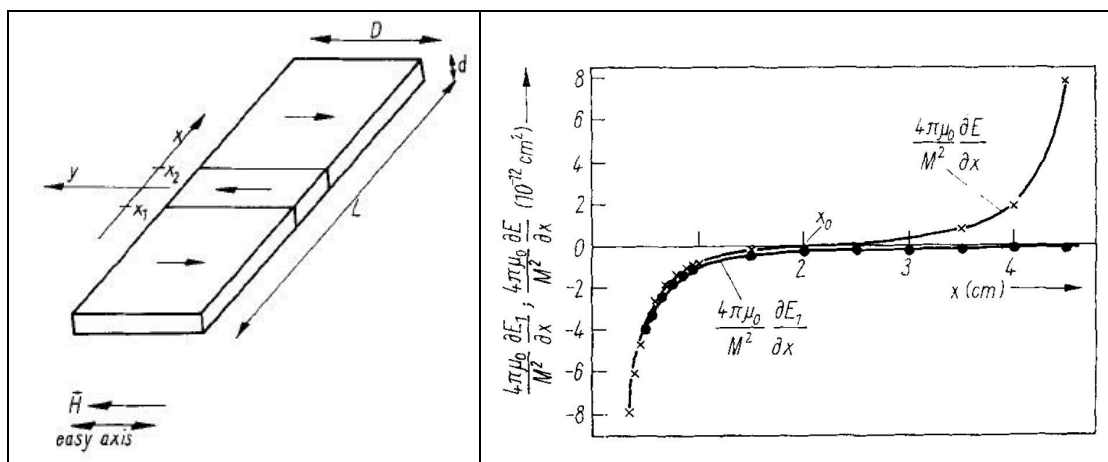


Abbildung 9: Links: Modell eines magnetischen dünnen Streifens [39]; rechts: simulierte Demagnetisierungskräfte (mit: $L=10\text{cm}, D=1\text{mm}, d=100\text{nm}$) als Funktion des Blochwandabstands x [39]

Die numerische Lösung dieser Gleichung 12 zeigt, dass sich, für den Fall, dass die Wände eng zusammen oder an die Enden der Probe heran geschoben werden, die Entmagnetisierungskraft in zusätzlichen Widerstandskräften äußert. Für zwei Domänenwände ist die Demagnetisierungskraft in Abbildung 9 (rechts) dargestellt. Es stellt sich ein Gleichgewichtsabstand bei $x=0,4 \cdot L=4\text{cm}$ ($2 \cdot x_0$) ein. In Abbildung 10 ist die Bewegung einer Domänenwand bei einem Magnetfeldimpuls $20\mu\text{s}$ Länge, für verschiedene Werte vom externen Feld H abgebildet.

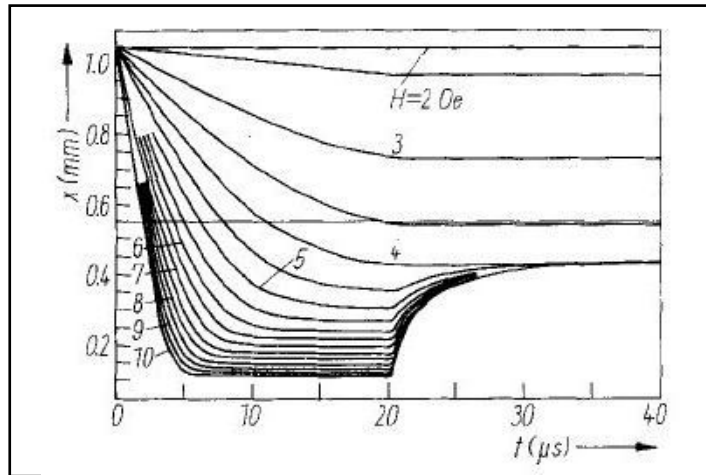


Abbildung 10: Numerische Lösung der Gleichung 11 in Anwesenheit eines $20\mu\text{s}$ langen Magnetpulses für diverse Werte von H [39]

Eine Modellierung der Bewegungsabläufe für Domänenwände mit Hilfe der Gleichung 12 ist dem Experiment in Kapitel 8.3.3 gegenübergestellt.

2.4 Magnetooptik

Die Magnetooptik ist ein Teilgebiet der Optik und beschäftigt sich mit der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie im Magnetfeld.

Die Magnetooptik wurde durch Michael Faraday bekannt, als er 1845 eine Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht nach Transmission durch ein durchsichtiges Medium im Magnetfeld beobachtete. Gut 30 Jahre später entdeckte John Kerr die Drehung der Polarisationssebene von Licht bei der Reflexion an einem ferromagnetischen Material. Eine umfassende Theorie zur Magnetooptik stellte W. Voigt 1908 im Rahmen der klassischen Elektrodynamik auf. Magnetooptische Effekte treten auf in Transmission (z. B. Faraday-Effekt), Absorption (z. B. Voigt-Effekt) und in Reflexion (z. B. Kerr-Effekt) [43].

2.4.1 Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE)

Der magnetooptische Kerr-Effekt beschreibt eine Drehung der Polarisations-ebene des Lichts, welches an einer ferromagnetischen Probe reflektiert wird. Je nach Richtung der Magnetisierung der Probe zur Einfallsebene des Lichts unterscheidet man drei verschiedene Arten des Kerr-Effektes, den polaren, longitudinalen und den transversalen Kerr-Effekt (s. Abbildung 11).

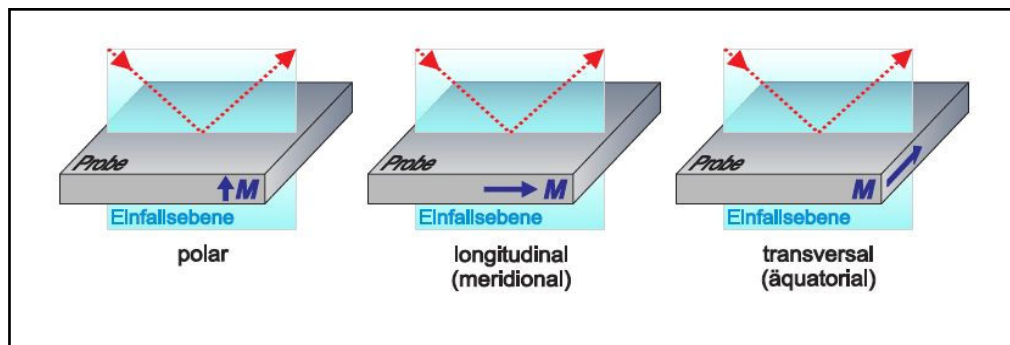


Abbildung 11: Darstellung der drei Kerr-Effekte [46]

In dieser Arbeit wird der longitudinale Kerr-Effekt ausgenutzt, bei dem die Magnetisierung parallel zur Oberfläche der Probe und in der Einfallsebene des Lichts liegt.

Die Ursache des Kerr-Effektes kann vereinfacht im klassischen Bild erklärt werden. Die Elektronen im Material werden durch die oszillierende, elektrische Feldkomponente des Lichts zu Schwingungen angeregt. Durch die Magnetisierung tritt die Lorentzkraft F_l auf, die zu einer Drehung der Polarisation des reflektierten Lichts führt [24].

$$F_l = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (13)$$

Wobei v die Geschwindigkeit der Elektronen, B die Flussdichte und q die Ladung beschreibt.

Aus der Formel der Lorentzkraft wird deutlich, dass die Geschwindigkeit der Elektronen parallel zur elektrischen Feldkomponente ist und für $\vec{v} \parallel \vec{B}$ keine Kerrdrehung auftritt. Neben einer Drehung der Polarisationsachse des reflektierten Strahls um den so genannten Kerr-Winkel θ_K gegenüber der Ausgangs-

polarisationsebene ändert sich auch der Polarisationszustand von linear polarisiert zu elliptisch polarisiert (s. Abbildung 12). Da der Kerr-Winkel von der Magnetisierungsrichtung der Probe abhängt, ist durch die Messung von θ_K ein effizientes Werkzeug zur Charakterisierung magnetischer Materialien gegeben [12].

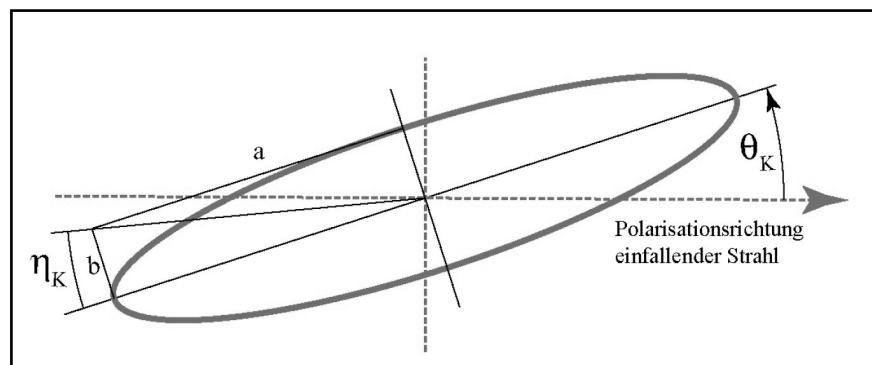


Abbildung 12: Definition des Kerrwinkels [12]

Die Kenngrößen der Ellipse in Abbildung 12 werden im komplexen Kerr-Winkel θ_K zusammengefasst:

$$\phi_K = \theta_K + i\eta_K \quad (14) \quad \text{mit} \quad \eta_K = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (15)$$

Der Imaginärteil des Kerrsignals entspricht der Elliptizität des reflektierten Lichtes und der Realteil der Rotation der Hauptachse bezogen auf die eingestrahlte Polarisation [8, 12].

3 Anwendung amorpher dünner Schichten

Das wesentliche Merkmal der amorphen oder auch nanokristallinen magnetischen Schichtsysteme ist, dass sie keine magnetokristallinen Anisotropien besitzen, die das Einprägen einer magnetfeldinduzierten Anisotropie beeinträchtigt. Aufgrund dieser Eigenschaft lassen sich die Domänenabläufe in 'Reinkultur' untersuchen und ist Gegenstand von Kap. 7 und 8.

Die Domänenbewegung tritt in allen Anwendungsbereichen von magnetischen Werkstoffen auf und ist somit von allergrößter Wichtigkeit für viele technische Anwendungen. Da in nahezu allen technischen Realisierungen die Bauform zu immer kleineren Strukturen strebt, sind dünne Schichten Hauptbestandteil vieler technischer Anwendungen, ob in der magnetischen Datenspeicherung (z. B. Festplatten) oder bei Magnetfeldsensoren (z. B. in SQUIDs, GMR, GMI u. v. m.), auf die im Folgenden eingegangen wird.

3.1 Detektion magnetischer Felder

SQUIDs (Supraleitende Quanteninterferenzeinheit) sind heutzutage die empfindlichsten Magnetfeld-Sensoren und können Magnetfelder $< 10^{-12}$ Tesla detektieren [16]. Seit der Entdeckung des Giant-Magneto-Resistance-Effekts (GMR-Effekt) von Peter Grünberg 1988 ist eine Menge von Forschungsaktivitäten geleistet worden um diesen Effekt zu verbessern. Heutzutage findet er vielfältige Anwendungsmöglichkeiten und das nicht nur in der Sensorik, sondern z. B. auch in Schreib-Lese-Köpfen in der magnetischen Datenspeicherung. Der GMI-Effekt ist ein analoger Effekt, bei ihm ändert sich der Wechselstromwiderstand. Er ist ein erheblich größerer Effekt und reagiert wesentlich empfindlicher auf Magnetfelder.

In Tabelle 1 ist ein Überblick über die gebräuchlichsten magnetischen Effekte zur Magnetfelddetektion dargestellt. Die Vorteile von GMR-Sensoren sind die erreichbaren sehr kleinen Abmessungen.

Im Hinblick auf industrielle Anwendungen sind die wichtigsten Spezifikationen in den jeweiligen Spalten angeführt.

Effekt	B-Range [Tesla]	Empfindlichkeit [Volt/Tesla]	Arbeitsbereich	Leistungsverbrauch	Sensorgröße
GMI	10^{-11} - 10^{-4}	4600	1MHz	10mW	1-2mm
GMR	10^{-8} - 10^{-2}	120	1MHz	10mW	10-100 μ m
Hall	10^{-6} - 10^{-2}	0,65	1MHz	10mW	10-100 μ m
SQUID	10^{-14} - 10^{-6}	10^{-14}	1MHz	10mW	10-100 μ m
Fluxgate	10^{-12} - 10^{-2}	3,2	5kHz	1mW	10-100 μ m

Tabelle 1: Einige Kenngrößen der gebräuchlichsten magnetischen Sensoren [16]

3.1.1 GMI-Effekt

Der GMI-Effekt wurde zu Beginn seiner Entdeckung (1992) an weichmagnetischen Drähten, später auch an Schichtsystemen beobachtet. Er beschreibt die Änderung der Impedanz einer leitfähigen ferromagnetischen Probe, die mit einem Wechselstrom durchflossen wird und sich in einem externen Magnetfeld befindet (s. Abbildung 13a)). Die Impedanzänderung ist somit eine Funktion der Frequenz des Stromes und des externen Magnetfeldes (s. Abbildung 13b)). Als Empfindlichkeit des GMI-Effektes bezeichnet man die Ableitung der GMI-Kurve über das Magnetfeld (s. Abbildung 13c) und d)).

Die komplexe Impedanz Z definiert als das Verhältnis von der Spannung U_{\sim} , die über die Probe abfällt und dem Wechselstrom i_{AC} , der sie durchströmt.

$$Z(\omega) = \frac{U_{\sim}}{i_{AC}} = R + jX \quad (16)$$

Wobei ω die Kreisfrequenz, R der Ohmsche Anteil der Impedanz und jX der Imaginäranteil der Impedanz ist.

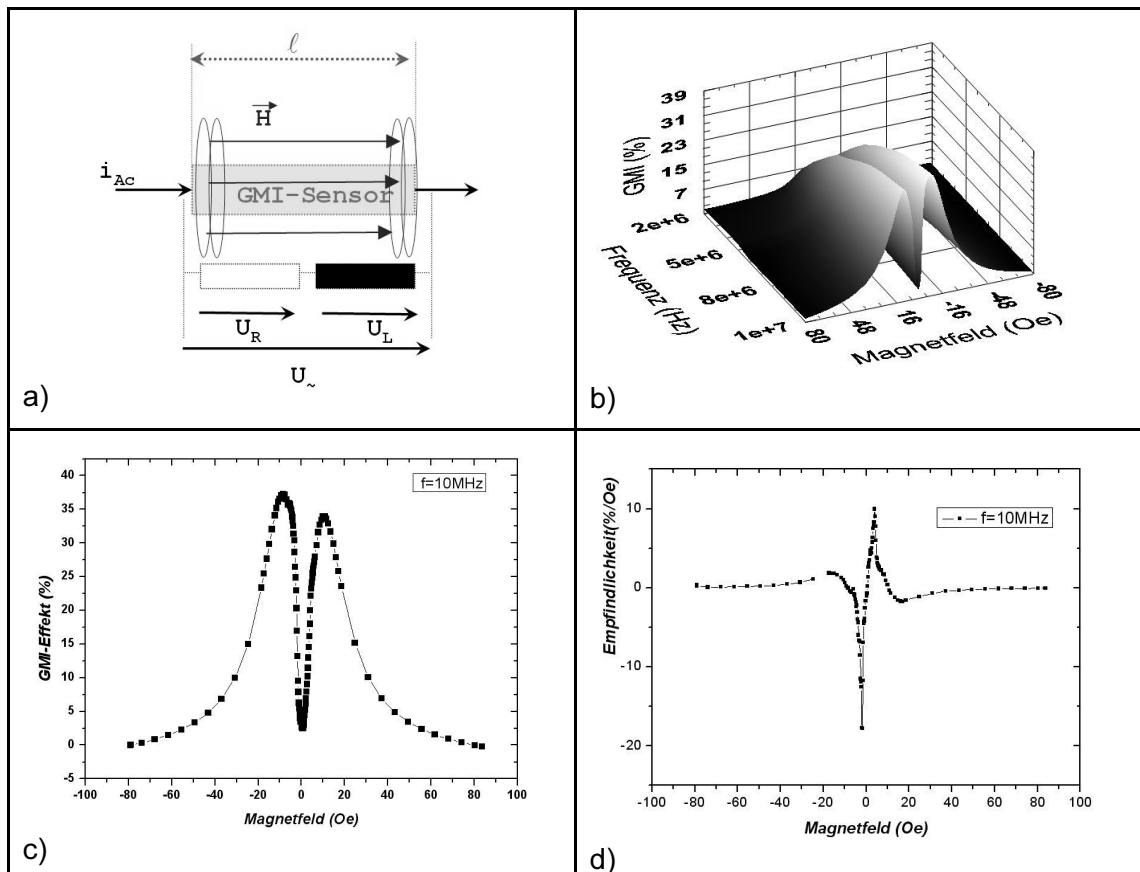


Abbildung 13: a) Abbildung der GMI-Sonde mit Ersatzschaltbild, b) Abhängigkeit des GMI-Effektes von der Frequenz und dem angelegten Magnetfeld, c) GMI-Effekt in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld, d) Empfindlichkeit (Ableitung von c))

Die Impedanzänderung ist eine Konsequenz aus der Wechselwirkung zwischen der sich periodisch ändernden Magnetisierung des Materials infolge des Wechselstromes und dem sich überlagernden externen Magnetfeld. Das externe Feld beeinflusst die effektive Permeabilität des Materials, die wiederum die Impedanz beeinflusst. Bei höheren Frequenzen tritt der Skin-Effekt auf, der den Strom aus der Probenmitte auf den äußeren Bereich verdrängt. Das durch den Wechselstrom erzeugte Magnetfeld bewirkt im Leitermaterial Wirbelströme, die dem Strom entgegen gerichtet sind. Diese Wirbelströme schwächen den Primärstrom im Inneren des Leiters nahe der Mittelachse ab, während sie in der Nähe der Oberfläche den Primärstrom verstärken. Dieser Effekt wird Skin-Effekt genannt. Je höher die Frequenz desto stärker ist der Skin-Effekt ausgeprägt. Im niedrigen Frequenzbereich ist der Skin-Effekt zu vernachlässigen, hier tritt die Änderung der Impedanz aufgrund der Domänenbewegung (Oszillationen) durch das Wechselfeld des Stromes auf.

Bei niedrigen Frequenzen kann man die Probe als eine Reihenschaltung aus einer Induktivität L und einem ohmschen Widerstand R auffassen. Der Wechselstrom erzeugt einen zirkularen magnetischen Fluss $d\phi_\phi/dt$, welcher ein el. Feld E entlang der Länge l der Probe ergibt. Für den induktiven Spannungsanteil folgt:

$$U_L = E \cdot l = - \left(\frac{j\omega}{c^2} \right) \cdot i_{AC} \cdot L \quad (17)$$

Für die Gesamtspannung folgt nun:

$$U_{\sim} = U_R + U_L = i_{AC} \cdot R_{DC} - \left(\frac{j\omega}{c^2} \right) \cdot i_{AC} \cdot L \quad (18)$$

wobei R_{DC} der Gleichstromwiderstand und $j\omega$ die komplexe Kreisfrequenz ist.

Die Induktivität hängt von der zirkularen Permeabilität μ_ϕ des Materials ab (z. B. für einen homogenen Draht: $L = \mu_\phi \cdot l / 2$), so dass bei einem äußeren Feld die Änderung der zirkularen Permeabilität zu einer Änderung der Gesamtspannung führt. In höheren Frequenzregionen ist der Skin-Effekt nicht mehr zu vernachlässigen, die Eindringtiefe in dem äußeren Bereich der Probe hängt ab von:

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \mu}} \quad (19)$$

wobei ρ der spezifische Widerstand ist.

Die Impedanz für einen dünnen Film der Dicke d ist dann gegeben durch die Landau-Gleichung:

$$Z = R_{DC} \cdot k \cdot \frac{d}{2} \cdot \coth\left(k \cdot \frac{d}{2}\right) \quad (20), \quad k = \frac{(1+j)}{\delta} \quad (21)$$

Bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes ist die Permeabilität eines ferromagnetischen Materials nicht konstant. Diese Abhängigkeit ist wesentlich für den GMI-Effekt. Die Permeabilität ist ein komplexer Tensor der von vielen Fak-

toren abhängt, z. B. von der Kreisfrequenz des Wechselstroms, vom Anisotropiefeld und der Magnetostriktion.

Die effektive zirkulare Permeabilität setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, aus dem Betrag der Domänenbewegung μ_{ϕ}^{D-mov} und der Drehung der Magnetisierung μ_{ϕ}^{rot} .

$$\mu_{\phi} = \mu_{\phi}^{rot} + \mu_{\phi}^{D-mov} \quad (22)$$

Bei niedrigen Frequenzen bis ca. 500 kHz tragen beide Beiträge zur effektiven Permeabilität bei. Bei höheren Frequenzen macht sich der Skin-Effekt stärker bemerkbar und die Domänenwandbewegung wird durch den Wirbelstrom gedämpft und nur die Drehung der Magnetisierung trägt zur effektiven Permeabilität bei. Die minimal berechnete Eindringtiefe beträgt $0,1\mu\text{m}$ [7, 26].

Üblicherweise gibt man die Impedanzänderung in Prozenten an, die wie folgt definiert ist:

$$GMI(\%) = 100 \cdot \frac{Z_{\max} - Z_{H_{\max}}}{Z_{H_{\max}}} \quad (23)$$

Wobei $Z_{H_{\max}}$ die Impedanz beim Sättigungsfeld H_{\max} und Z_{\max} die maximale Impedanz der Probe ist.

Um einen hohen GMI-Effekt zu erzielen muss das Material folgende Eigenschaften aufweisen: es muss weichmagnetisch sein (ein geringes Koerzitivfeld besitzen), eine zirkulare Anisotropie, kleinen spezifischen Widerstand und eine hohe Sättigungsmagnetisierung aufweisen. Bei Schichtsystemen ist die Konfiguration so zu wählen, dass der Strom senkrecht zur leichten Achse eingekoppelt wird [41].

3.2 Magnetische Datenspeicherung

Die magnetische Datenspeicherung ist in der heutigen Technik weit verbreitet, ob magnetische Bänder oder Kassetten, Magnetkarten bis hin zu Festplatten. Bei den derzeitigen Festplatten werden das Medium und der Schreib-/Lesekopf bewegt. Einen neuen Vorschlag mit dem Namen 'Racetrack-Memory' veröffentlichte Stuart Parkin 2007 in Science. Die von ihm entwickelte Methode beruht auf der Speicherung von Informationen in magnetischen Domänen in einem Nanodraht. In Abbildung 14 sind unterschiedlich ausgerichtete Domänen in rot und blau gekennzeichnet. Die in den Domänen gespeicherten Datenbits rasen demnach angetrieben durch einen Strom entlang des Datenleiters, daher der Name Racetrack. Wenn sich diese neuartige Technik zur Marktreife durchsetzt, könnten Milliarden solcher Fäden in naher Zukunft Festplatten- und Flash-Speicher ersetzen. Es wurde prognostiziert, dass die erzielten Speicherdichten um einen Faktor 100 höher sind als bei aktuellen Festplatten, da man die Informationen nun nicht mehr nur in zwei, sondern in drei Dimensionen speichern kann. Ein zusätzlicher positiver Nebeneffekt ist, dass diese Methode nur einen minimalen Stromverbrauch hat [37].

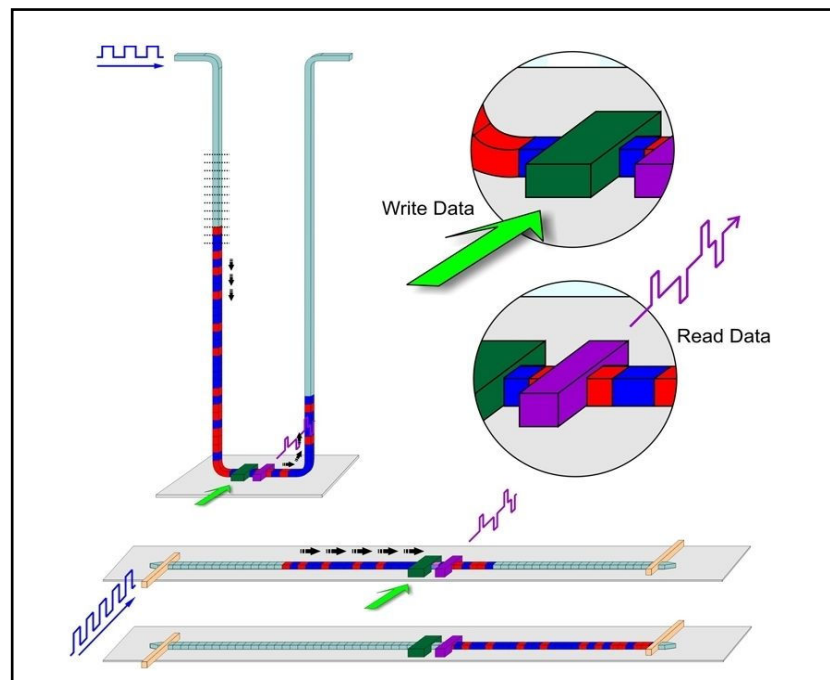


Abbildung 14: Racetrack-Memory [37]

4 Präparation dünner Schichten

Die Herstellung der Schichtsysteme erfolgte über Sputterdeposition (vgl. Kapitel 4.2). Mit Hilfe von eigens fabrizierten Masken konnte nahezu jegliche Geometrie hergestellt werden. Im Hinblick auf industrielle Anwendungen für Magnetfeldsensorik sollten die Schichtsysteme möglichst klein ausfallen. Hier war die Genauigkeit der Funkenerosionsmaschine zur Herstellung der Masken das die Größe begrenzende Element. Typische geometrische Abmessungen der Schichtsensoren liegen in Bereichen von einigen Millimetern Länge (s. Kapitel 4.3). Abbildung 15 zeigt zwei Dreifachschichtsensoren unterschiedlicher Geometrie, auf ein Silizium-Substrat in einem Mikrochip aufgebracht. Im Vergleich zu magnetischen Mikrodrähten besitzen die Schichtsysteme den Vorteil, dass sie einfacher in Schaltkreise zu integrieren sind.

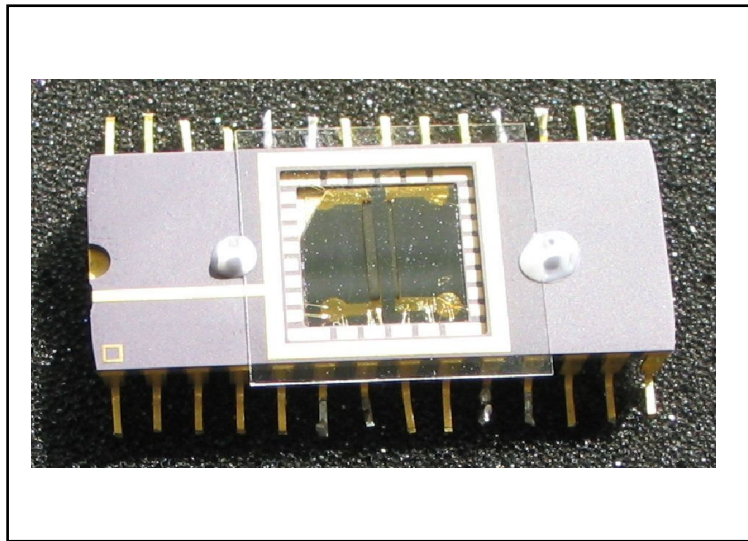


Abbildung 15: Zwei Dreifachschichten integriert in einen Mikrochip

Wie in Abbildung 15 zu sehen ist, besteht die Möglichkeit, die Kontakte des Leiters mit einer dünnen Goldschicht zu überziehen, um sie dann in den Mikrochip mittels Bondverfahren zu kontaktieren. Dieses maschinelle Verfahren wird in der industriellen Fertigung eingesetzt.

4.1 Das Substrat

Ein sehr geeignetes Material als Träger von dünnen Schichten ist Silizium. Die Haftfestigkeit der Schichten ist sehr hoch und es hat zudem noch eine sehr ebene Oberfläche. Glas, welches gerade für die Magnetooptik sehr vielversprechend ist, konnte erst nach diversen Reinigungsprozessen verwendet werden, wobei der GMI-Effekt stets wesentlich kleiner war als bei Silizium. Die Haftfestigkeit der dünnen Schichten ist auf Glas erheblich geringer als bei Silizium, das machte sich besonders bei der Temperung bemerkbar, da die Schichten sich oft ablösten.

Jedoch durch die Verwendung von Glas war es zum ersten Mal möglich, bei der Domänenbewegung sowohl die Vorder- als auch die Rückseite zu beobachten (s. Abbildung 16).

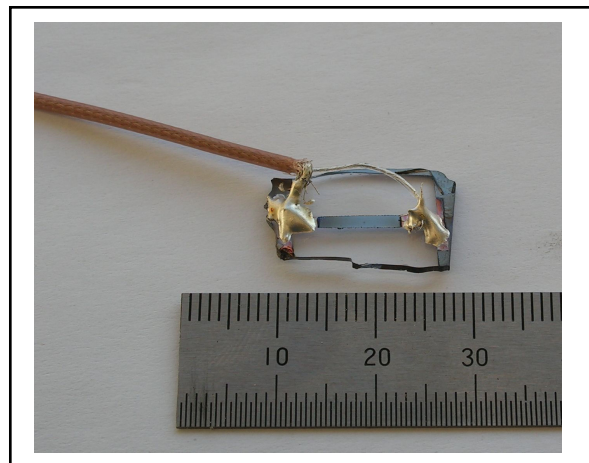


Abbildung 16: Kontaktierter Sensor auf Glas

4.2 Sputterdeposition

Zur Verfügung stand eine Magnetronsputteranlage der Firma Pfeiffer. Die Sputter-Targets besitzen einen Durchmesser von 3" bei einer Dicke von 0,3cm. Die Herstellung der Targets wurde von der Firma TBL Telpin und vom Max-Planck-Institut für Eisenforschung durchgeführt.

Die Sputterdeposition gehört zu den PVD-Verfahren, mit dem dünne Schichten eines Materials auf einen Träger aufgebracht werden können. Bei dieser Sput-

tertechnik wird das Targetmaterial durch Teilchenbeschuss herausgelöst, um sich dann auf einem Träger anzureichern. Der Teilchenbeschuss resultiert aus einer Gasentladung (Plasma), wobei die geladenen Gasteilchen durch ein elektrisches Feld auf die Kathode hin beschleunigt werden. Eine Wasserkühlung verhindert eine zu hohe Substrattemperatur.

Beim DC-Sputtern wird zwischen Target (Kathode) und Substrat (Anode) eine Gleichspannung von 350 Volt gelegt. Die Kathode ist zudem mit einem Magnet-system umgeben, das eine höhere Sputterausbeute bewirkt. Der Druck beim Depositionsvorgang betrug $4 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Im vorhandenen Fall wurde eine 'Überkopf'-Anordnung verwendet (s. Abbildung 17). Die Schicht wächst unter einem zur Sensorachse senkrechten Magnetfeld auf. Diese etablierte Methode hat den Vorteil, dass man beim anschließenden Temperprozess (vgl. Kapitel 4.5) nicht mehr so hohe Temperaturen benötigt um die erforderliche Anisotropie zu erreichen [25].

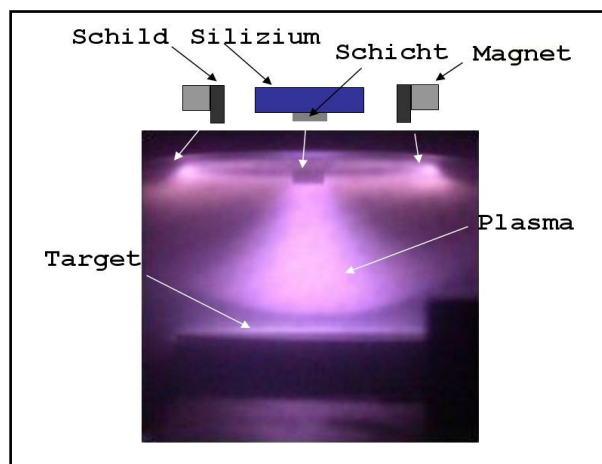


Abbildung 17: Sputterdeposition

4.3 Dreifachschichten

Ein bewährter Aufbau der Schichtsensoren sind drei aufeinander angeordnete Schichten. Die magnetischen Materialien bilden die beiden äußeren Schichten mit einem leitfähigen Material (Silber oder Kupfer) als innere Schicht, das als Leiter fungiert. Durch den Leiter reduziert sich der el. Widerstand des ganzen Elements im Vergleich zur magnetischen Einzelschicht. Die Kontaktierung erfolgt mit Silberleittack, aus Integrationszwecken besteht auch die Möglichkeit,

eine feine Goldschicht aufzutragen und anschließend den Dreifachschicht-Sensor in einen Mikrochip zu bonden (vgl. Abbildung 15).

4.3.1 'Sandwich'-Aufbau

Bei dem sog. Sandwich-Aufbau sind die magnetischen Schichten unter- und oberhalb einer Cu-Schicht angeordnet. In Abbildung 18 ist der Aufbau dargestellt.

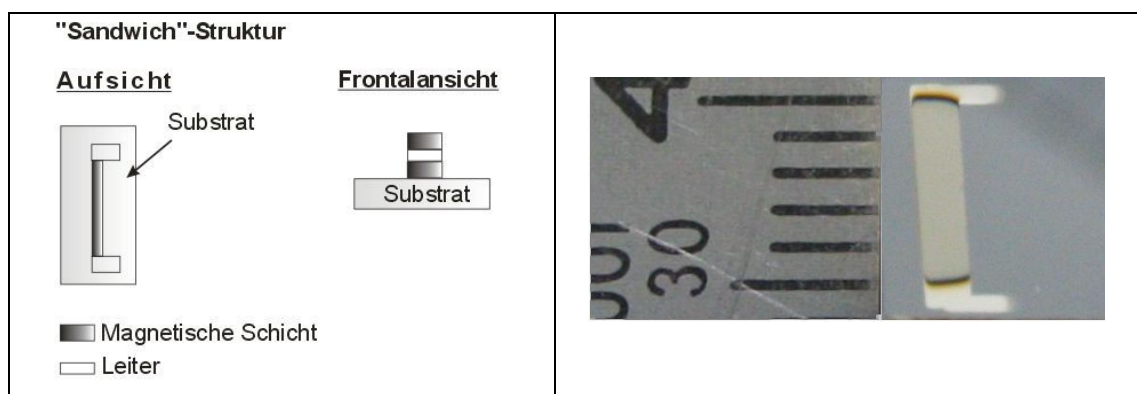


Abbildung 18: Sandwich-Sensor; Aufbau (links), Foto (rechts)

Der Sandwich-Aufbau wurde in seiner Geometrie variiert, seine Länge lag zwischen 5 bis 14mm, die Breite zwischen 0,2 und 3mm. Die Dicke wurde konstant bei 4 μ m eingestellt (s. Tabelle 2).

	Breite [mm]	Dicke [μ m]	Länge [mm]
Magnetische Schichten	0,2-3	4	4-12
Leiter	0,2-3	1	6-14

Tabelle 2: Spezifikationen Sandwich-Aufbau

4.3.2 'Hot-Dog'-Aufbau

Im Gegensatz zur Sandwich-Struktur sind die Schichten beim 'Hot-Dog'-Aufbau nicht gleich breit, sondern die magnetischen Schichten umschließen den Leiter vollständig (s. Abbildung 19).

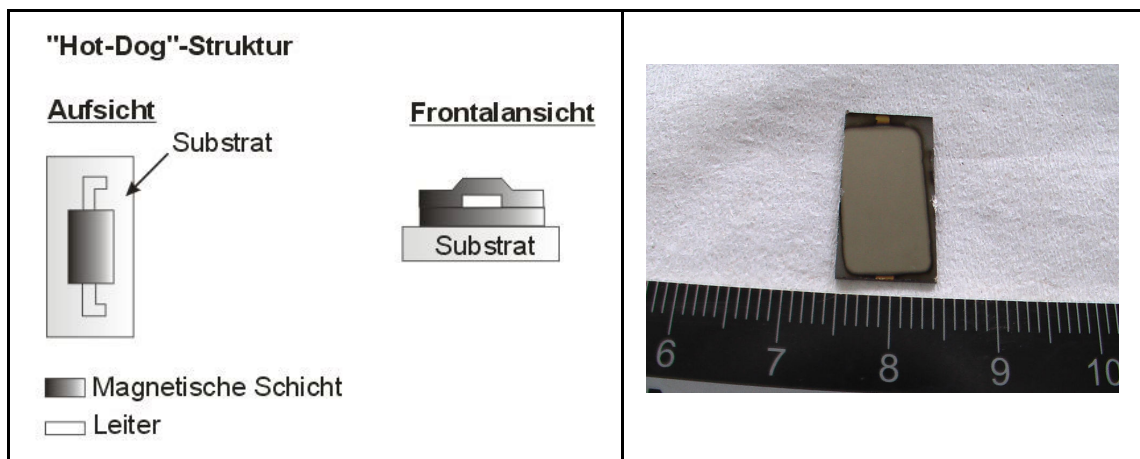


Abbildung 19: Hot-Dog-Aufbau (rechts), Foto (links)

Sowohl die Breiten als auch die Längen der Schichten wurden im Laufe dieser Arbeit variiert. Tabelle 3 zeigt die verwendeten Variationen.

	Breite [mm]	Dicke [μm]	Länge [mm]
Magnetische Schichten	5-8	4	4-12
Leiter	0,2-3	1	6-14

Tabelle 3: Spezifikation Hot-Dog-Aufbau

4.4 Weichmagnetische Legierungen

Lediglich eine Eisenlegierung $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ stand zu Beginn meiner Arbeit zur Verfügung, die einen maximalen GMI-Effekt von ca. 100% aufwies. Im Verlauf dieser Arbeit wurden verschiedene Legierungen verwendet; $\text{Fe}_{73,5}\text{Si}_{13,5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, $(\text{Co}_{94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12,5}$, $\text{Ni}_{73}\text{Fe}_{20}\text{Mo}_7$ (Angaben in at %).

Die wohl bedeutsamsten Eigenschaften für eine weichmagnetische Legierung sind eine hohe Permeabilität, hohe Sättigungsmagnetisierung und ein geringes Koerzitivfeld.

In Abbildung 20 sind verschiedene Legierungen in Abhängigkeit von weichmagnetischen Kenngrößen dargestellt. Für die Rastertunnel-Messungen war zudem noch wichtig, dass die Legierungen reaktionsträge sind.

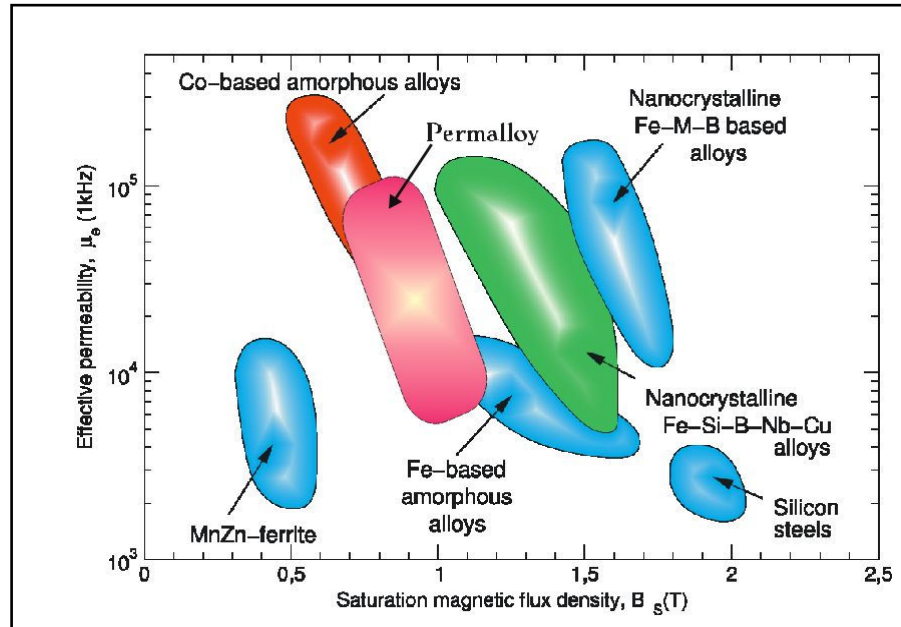


Abbildung 20: Magnetische Eigenschaften verschiedener Legierungszusammensetzung [19]

NiFe-Legierungen besitzen mit $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ eine interessante Zusammensetzung, das sogenannte Permalloy, das aufgrund seiner hohen Permeabilität, niedriger Koerzitivfeldstärke und verschwindender Magnetostriktion eine zentrale Bedeutung in magnetischen Sensoren oder in Leseköpfen für Festplatten einnimmt. Permalloy konnte nicht als Target vergossen werden, so dass hier eine abgeänderte NiFe-Legierung ($\text{Ni}_{73}\text{Fe}_{20}\text{Mo}_7$) verwendet wurde. Die mit Abstand beste Legierung in Bezug auf den GMI-Effekt, auf STM- und magnetooptische Messungen (s. Kap. 6 und 7) war die $(\text{Co}_{94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12,5}$ -Legierung. Sie zeigte einen großen GMI-Effekt mit hoher Empfindlichkeit, klare Oberflächen und Domänenstrukturen, letztere mit einem hohen magnetooptischen Kontrast.

4.5 Temperprozess

Um das Koerzitivfeld der Proben weiter zu erniedrigen, wurden die Proben nach ihrer Herstellung einem Temperprozess unterzogen. Die Proben wurden – unter einem sehr starken äußeren transversalen Magnetfeld ($H=200 \text{ KA/m}$) – im Va-

kuum eine Stunde lang auf eine Temperatur von 250-300°C erhitzt. Bei Verwendung von Glas als Substrat für die magneto-optischen Untersuchungen (s. Kapitel 7) zeigte sich ein Ablösen der Schichten bei dieser Temperatur, so dass sie auf ca. 150-200°C erniedrigt werden musste. In Abbildung 21 ist die Temperanlage dargestellt. Durch diesen Prozess werden innere Spannungen im Material abgebaut und die Anisotropie erhöht. Die leichte Anisotropie-Achse stellt sich somit senkrecht zum Streifen ein. Proben, die nach ihrer Herstellung nahezu keinen GMI-Effekt aufwiesen, konnten durch das Tempern auf beachtliche Effekte (ca. 50%) gesteigert werden.



Abbildung 21: Temperanlage

5 Charakterisierungsmethoden

Zur Charakterisierung der gesputterten dünnen Schichten stand ein Rastertunnel-Mikroskop zur Verfügung, mit dessen Hilfe die Oberfläche der Proben dargestellt wurde. Die Topologie sollte Aufschluss über diverse Einflüsse (z. B. Temperung) geben. Beim GMI-Effekt trat wegen der hohen Frequenz des Wechselstroms der Skin-Effekt auf, so dass der Strom auf den äußersten Bereich der Probe verdrängt wurde. Die Struktur der Schichtoberfläche spielt somit eine maßgebende Rolle für den GMI-Effekt. Um magnetische Eigenschaften zu erfassen wurden Hysteresekurven und Domänenabbildungen über den Kerr-Effekt aufgenommen.

5.1 Rastertunnel Mikroskop (STM)

Das Rastertunnel-Mikroskop (Scanning Tunnel Microscope) basiert auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt, der es erlaubt ohne mechanischen Kontakt zwischen Mikroskop-Spitze und Probenoberfläche die Topologie der Probe abzubilden. Der Tunneleffekt soll hier an einem vereinfachten Beispiel erklärt werden. Für den vereinfachten eindimensionalen (in x-Richtung) Fall einer Potentialbarriere (zwischen Probe und Spitze), der Breite s und der Höhe V_0 , ist die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung zu lösen:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} - V_0 + E \right) = \psi(x) \quad (24)$$

Wobei ψ die Wellenfunktion, E die Energie, \hbar eine Konstante, m die Masse des durch ψ beschriebenen Teilchens und V_0 die Höhe des Potentials ist.

Die allgemeine Lösung für die entsprechenden drei Bereiche (s. Abbildung 22) ist:

$$\psi(x) = \begin{cases} A_1 \cdot \exp(ikx) + A_2 \cdot \exp(-ikx) \rightarrow (1) \\ B_1 \cdot \exp(i\kappa x) + A_2 \cdot \exp(-i\kappa x) \rightarrow (2) \\ C_1 \cdot \exp(ikx) \rightarrow (3) \end{cases} \quad (25)$$

wobei $A_1, A_2, B_1, C_1 =$ Konstanten und mit

$$k = \sqrt{2 \cdot m \cdot E} / \hbar \quad (26) \text{ und } \kappa = \sqrt{2 \cdot m \cdot (V_0 - E)} / \hbar \quad (27)$$

sind [9].

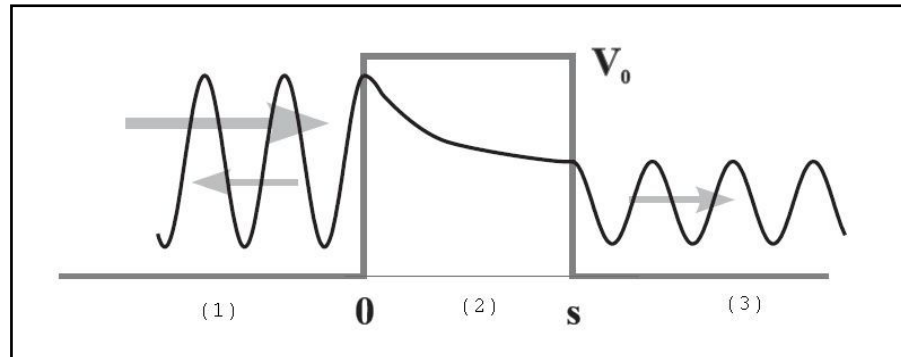


Abbildung 22: Wellenfunktion eines Teilchens bei einem Potential [5]

Quantenmechanisch errechnet sich eine Transmissionswahrscheinlichkeit, die ungleich null für Energien der einlaufenden Welle und die kleiner als das Potential ist. Die Transmissionsamplitude $S(E)$ ist definiert als:

$$S(E) = \frac{C_1}{A_1} \quad (28)$$

Mit der Näherung $\kappa \cdot s \gg 1$ (für breite Potentialbarrieren) erhält man:

$$|S(E)|^2 = \frac{16 \cdot (V_0 - E)}{V_0^2} \cdot \exp\left(-\frac{4 \cdot s}{\hbar}\right) \cdot \sqrt{2 \cdot m \cdot (V_0 - E)} \quad (29)$$

Durch die exponentiell über die Potentialbarriere abklingende Wellenfunktion ψ resultiert somit eine gewisse Wahrscheinlichkeitsamplitude, so dass sich das tunnelnde Teilchen auf der anderen Seite des Potentialwalls wiederfindet.

Beim STM wird eine Spitze aus einem leitenden Material bis in den Angström-Bereich der Probe angenähert. Legt man nun eine Spannung zwischen Probe und Spitze, so kann ein sog. Tunnelstrom I_T fließen, der exponentiell abhängig von dem Abstand d zwischen Spitze und Probe ist. Um diese Abhängigkeit zu erhalten, kann die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung im Bereich von Null bis d gelöst werden.

Zur Berechnung des Tunnelstroms von der angelegten Spannung, wird eine Potentialbarriere so konstruiert (s. Abbildung 23 (links)), dass die Austrittsarbei-

ten der Materialien Φ_1 (Spitze) und Φ_2 (Probe) darin enthalten sind. Das Potential V ergibt sich somit zu [31]:

$$V = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + \frac{e \cdot U_T}{2} \quad (30)$$

$$I_T \sim \exp \left(-2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot \left(\frac{\phi_1 \cdot \phi_2}{2} + \frac{e \cdot U_T}{2} - E \right)} \cdot d \right) \quad (31)$$

Mit ϕ_1 = Austrittsarbeit der Spitze und ϕ_2 = Austrittsarbeit der Probe.

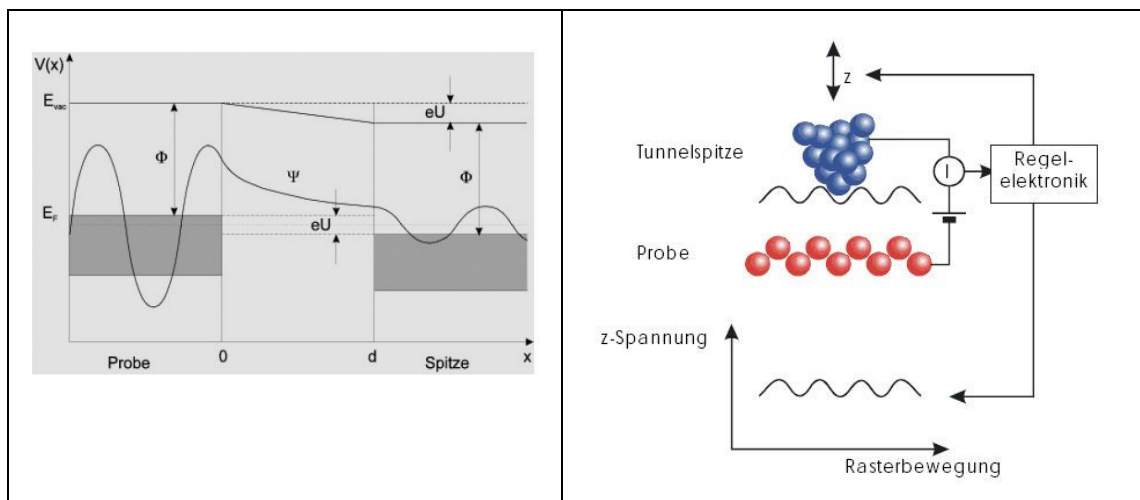


Abbildung 23: Zur Theorie des Tunnelprozesses beim STM (links) [31], Funktionsprinzip des STM (rechts) [33]

Wird nun der Tunnelstrom zwischen Probe und Spitze detektiert, so misst man eigentlich die lokale Elektronenzustandsdichte, die abhängig ist vom Abstand zwischen der Spitze und der Probe und vom Ort auf der Oberfläche. Bei Metallen liegen die Elektronen frei verteilt als Elektronengas vor. Deshalb kann hier meistens nur eine einheitliche Fläche und nicht einzelne Atome aufgelöst werden.

Für sehr raue Oberflächen eignet sich besonders der Konstantstrom-Modus. Dabei hält man den Tunnelstrom konstant und regelt die Höhe über eine Regelelektronik nach (s. Abbildung 23 (rechts))

5.2 Der magnetooptische Kerr-Effekt

Zur magnetischen Charakterisierung der Proben wurde der magnetooptische Kerr-Effekt (s. Kap. 2.4) ausgenutzt, um Hysteresekurven aufzunehmen und Domänen sichtbar zu machen. Die Probe, befand sich in einem externen Magnetfeld (Helmholtz-Spulenpaar). Zur Aufnahme der Domänenbilder diente eine softwaregesteuerte (LabView) CCD-Kamera, die eine einstellbare Anzahl von Bildern aufnahm. Jedes einzelne Bild wurde zu einem eingestellten Magnetfeld aufgenommen, so dass beim Durchfahren des Magnetfeldes der Domänenzustand auf den dazugehörigen Bildern sichtbar wurde. Der Kerr-Aufbau ist in Abbildung 24 (links) dargestellt. Als Lichtquelle diente eine grüne Hochleistungs-LED. Zur Polarisierung des einfallenden Lichts wurde eine herkömmliche Polarisatorfolie und zur 'Analyse' des Polarisationsgrades des reflektierten Lichts ein Glan-Thomson Prisma verwendet. Die Polarisierungsebenen wurden so ausgerichtet, dass sich ein optimaler longitudinaler Kerrkontrast ergab.

Das Domänenmuster der Proben zeigte, je nach Richtung der Magnetisierung, 'weiße' und 'schwarze', mehr oder weniger senkrecht zur Probenachse ausgerichtete, Streifen. Je nach Ausrichtung und Stärke des externen Magnetfeldes verbreiterten sich die weißen oder schwarzen streifenförmigen Domänen, bis bei einer Sättigungsfeldstärke letztlich die Probe komplett 'einfarbig' erschien.

Bei diesem Messsystem resultiert daher der Hystereseverlauf über die Domänenvergrößerung (Kontraständerung) in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. M_s ist dabei die Sättigungsmagnetisierung, die zu einem (weißen oder schwarzen) Eindomänenzustand gehört. Die Hysteresekurve für eine Co-basierte ungetemperte Probe ist in Abbildung 24 (rechts) dargestellt. Sie besitzt ein typisches Koerzitivfeld von ca. 8Oe für die leichte Achse.

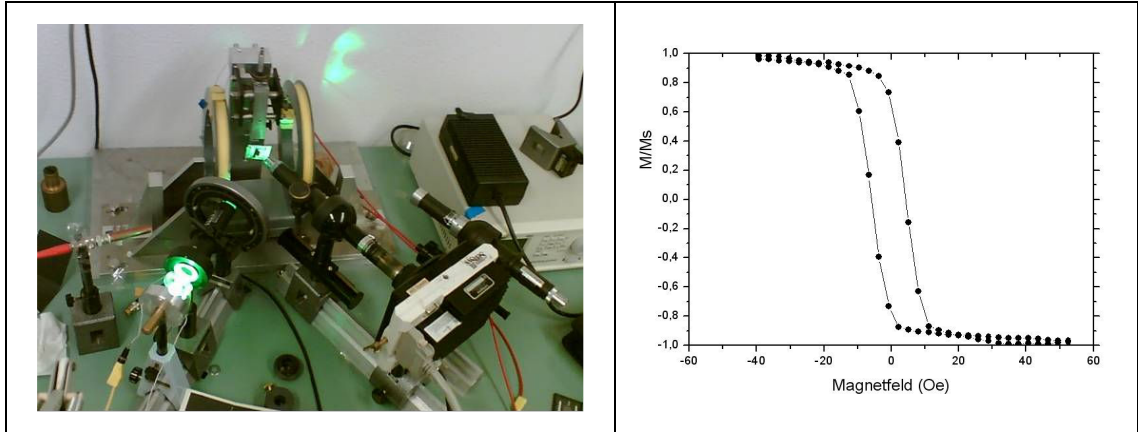


Abbildung 24: Kerr-Aufbau (links), Hystereseurve (rechts)

6 Ergebnisse

Eine Methode zur Charakterisierung der Schichtsysteme bietet der GMI-Effekt. Es stand eine erprobte Messanordnung aus anderen Arbeiten [47] dafür zur Verfügung. Die relativ einfach und schnell durchzuführenden GMI-Messungen erlauben Rückschlüsse auf die magnetische Anisotropie und auf Alterungsprozesse (s. Anhang A.1.1). Schichtsysteme mit hohem GMI-Effekt zeigten ein kontrastreiches Domänenmuster. Da solche Schichtsysteme auch als Magnetfeldsensoren praktisch eingesetzt werden können, sind diese Charakterisierungen ebenfalls aus diesem Grunde von Interesse. Schlussfolgerungen über diverse Einflüsse (z. B. des Temperns) sollten STM- und Hystereseaufnahmen liefern.

6.1 GMI-Messungen

Durch eine Vierpunktkontaktierung wurden die Enden der mittleren Cu-Schicht angeschlossen und so ein Strom eingekoppelt und die Spannung mit Hilfe eines Impedanzanalysators der Firma Solatron gemessen. Der Impedanzanalysator ermittelt daraus den Real- und Imaginärteil der Impedanz.

Das Magnetfeld eines Helmholtz-Spulenpaares wurde im Bereich $\pm 80\text{Oe}$ durchfahren und war axial zu den Proben ausgerichtet. Die GMI-Messungen wurden mit einem Strom von 5mA durchgeführt. Die Frequenz des Stromes konnte bis maximal 30MHz betragen. In Abbildung 25 ist der Schaltplan zur GMI-Messung und der GMI-Messplatz dargestellt.

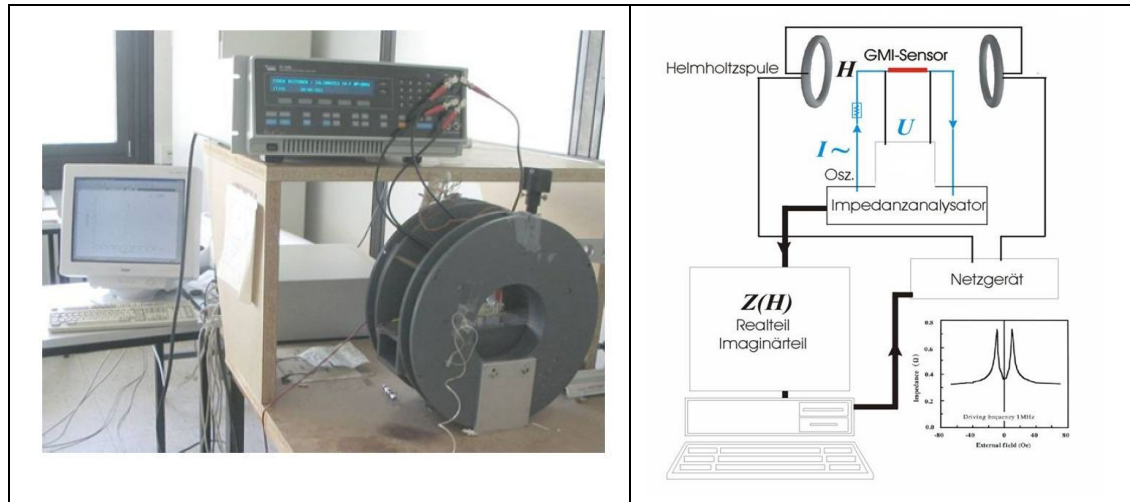


Abbildung 25: GMI-Messplatz (links), Schaltplan zur GMI-Messung (rechts)

6.1.1 Die Kobalt-basierte Legierung $(Co_{94}Fe_{0,06})_{72,5}B_{15}Si_{12,5}$

Diese Co-basierte Verbindung stellte sich als die mit Abstand beste Legierung heraus, sowohl in Bezug auf die GMI-Messungen als auch für sehr kontrastreiche Domänenabbildungen. Viele der präparierten Proben zeigten einen GMI-Effekt von ca. 80-125%. Für den Sandwich-Typ konnte somit ein maximaler GMI-Effekt von 125% nach der Herstellung erzielt werden. Die anschließende Temperung ($T=250^{\circ}C$, Dauer: 1h, $H=200kA/m$) konnte diesen Wert auf ca. 220% steigern. Diese Probe gehörte zudem noch zu den eher kleineren (s. Tabelle 2) und besaß die Maße $5 \times 0,8mm$. Abbildung 26 zeigt die GMI-Messung in Abhängigkeit der Frequenz und des externen Magnetfeldes für den ungetemperten und getemperten Fall.

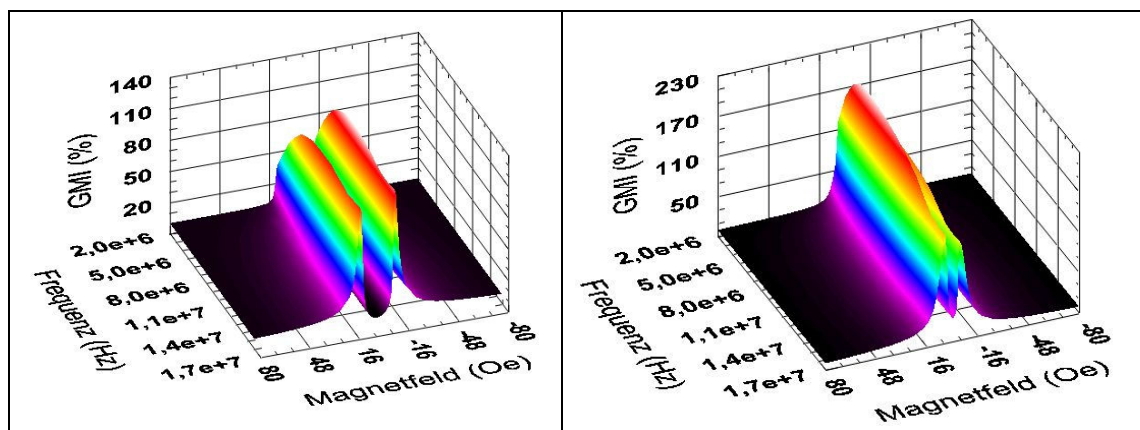


Abbildung 26: GMI-Ergebnis für den Sandwich-Typ; links: ungetempert, rechts: getempert

Der Einfluss der Temperung ist in Abbildung 27 und 28 nochmals explizit zweidimensional dargestellt. In Abbildung 27 erkennt man, dass das Maximum des Effektes sich zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Des Weiteren verdeutlicht Abbildung 28, dass die Empfindlichkeit extrem verbessert wird.

Die Empfindlichkeit im ungetemperten Zustand der Probe liegt bei 65%/Oe bei einem Magnetfeld von ca. 10Oe, der getemperte bei 180%/Oe bei einem Magnetfeld von ca. 3Oe. In der Literatur [7] findet man maximale Angaben für Sandwich-Schichtsysteme von bis zu 700% bei einer Empfindlichkeit von ca. 300%/Oe. Diese Angaben gelten für CoSiB-Verbindungen mit zwei zusätzlichen dünnen Zwischenschichten von Siliziumoxid, die den Effekt noch deutlich in die Höhe treiben. Einige Versuche, diese nicht leitenden Zwischenschichten zusätzlich einzubauen brachten nicht den gewünschten Erfolg. Dies kann aus einer zu großen Schichtdicke der SiO₂-Schichten resultieren, oder dass eine Diffusion dieser Zwischenschichten in die magnetischen Schichten stattgefunden hat, die die magnetischen Eigenschaften beeinträchtigen. Allerdings zeigt die hohe Empfindlichkeit der verwendeten CoFeBSi-Legierung (auch ohne Zwischenschichten), dass sie hohes Anwendungspotential besitzen können.

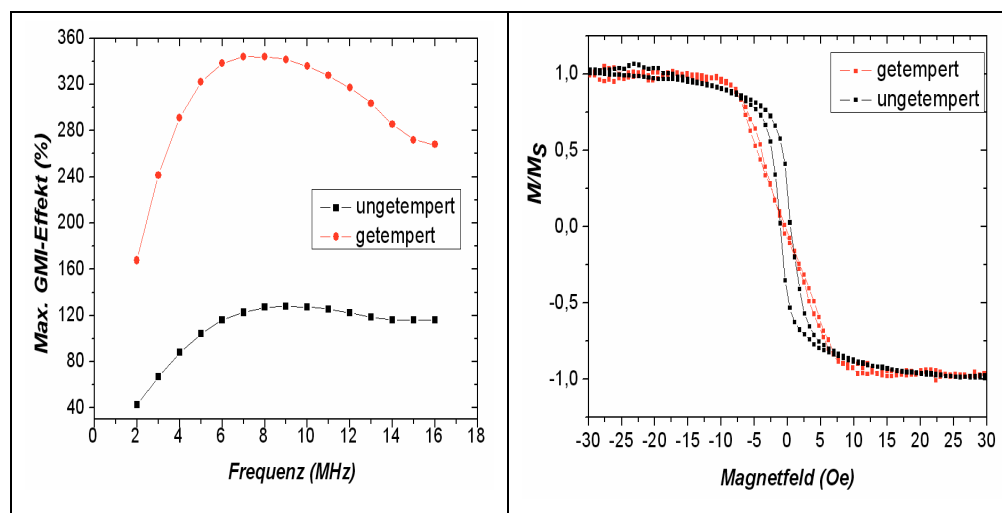


Abbildung 27: Links: maximaler GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion der Frequenz, rechts: Hysteresekurve parallel zum externen Magnetfeld (ungetempert/getempert)

In Abbildung 27 (rechts) ist die Hysterese-Kurve (bei paralleler Ausrichtung der Probe) sowohl für den ungetemperten als auch für den getemperten Fall dargestellt. Der Koerzitiv-Wert konnte von 0,8Oe (im ungetemperten Zustand) auf ca.

0,1Oe im getemperten Zustand reduziert werden. Zudem erkennt man eine starke Zunahme der Anisotropie für die getemperte Probe.

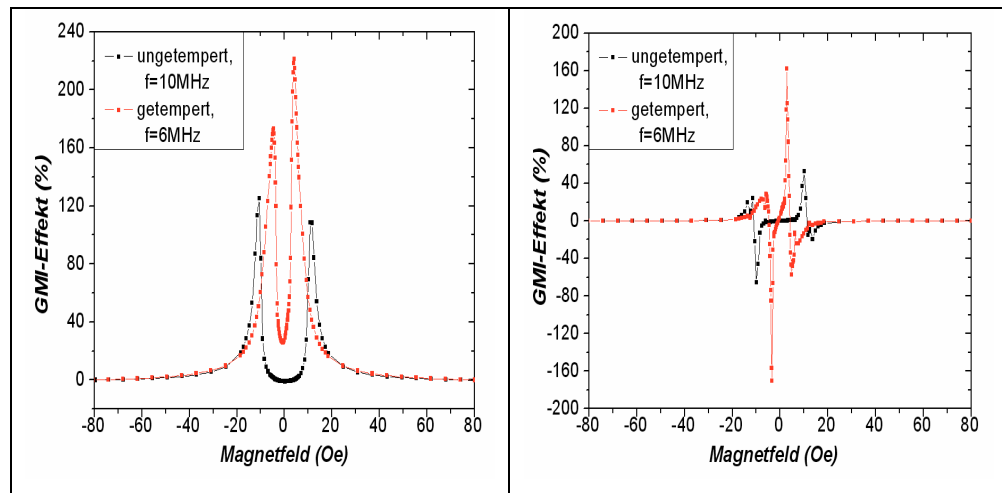


Abbildung 28: Links: höchster GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeldes bei einer Frequenz von 6 und 10MHz, rechts: Empfindlichkeit (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeldes bei einer Frequenz von 6 und 10MHz

Die 'Hot-Dog'-Proben zeigten allesamt einen deutlich geringeren Effekt als die des Sandwich-Typs. Je nach Geometrie der Proben lagen die erreichten GMI-Werte nach der Herstellung zwischen 10-75%. Besonders kürzere Proben (s. Tabelle 3) zeigten geringere GMI-Effekte im Bereich von 10-25%. Der Temperprozess ($T=250^\circ$, Dauer: 1h, $H=200\text{kA/m}$) konnte lediglich eine geringere Verbesserung bewirken. Der höchste GMI-Effekt einer Probe ist in Abbildung 29 als Funktion der Frequenz und dem Magnetfeld dargestellt.

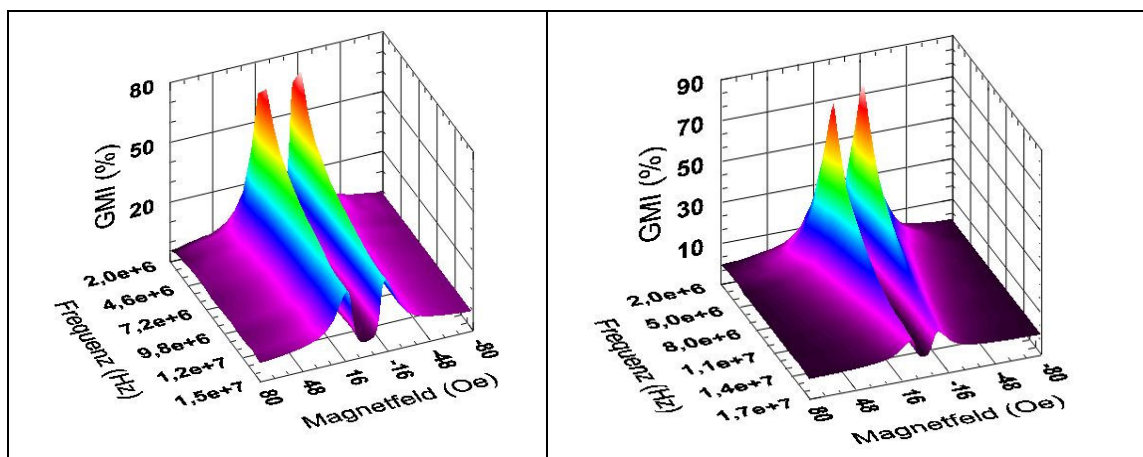


Abbildung 29: GMI-Messung der Hot-Dog-Probe; links: ungetempert, rechts: getempert

Die magnetischen Schichten besitzen die Abmessungen 8×12 mm und der Kupferleiter 3×14 mm.

In Abbildung 30 ist der Temperatureinfluss verifiziert. Deutlich erkennbar ist, dass sowohl der GMI-Effekt als auch die entsprechende Empfindlichkeit im Gegensatz zur Sandwich-Struktur wesentlich geringer ausfällt.

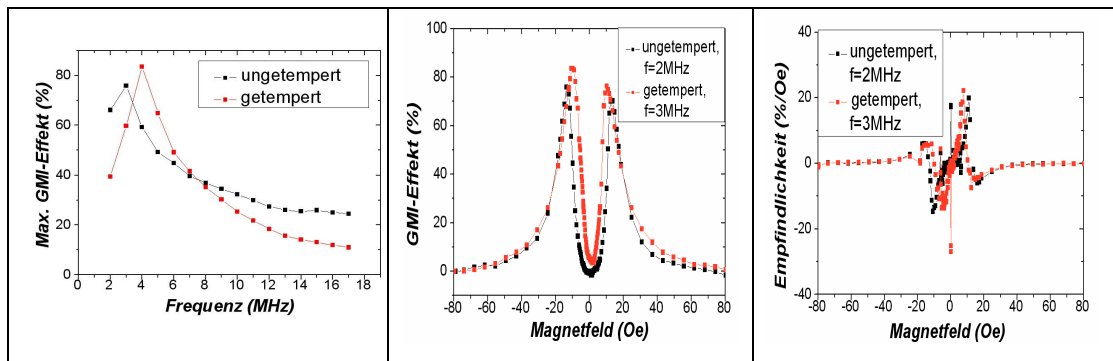


Abbildung 30: Links: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz, mitte: höchster GMI-Effekt als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 2 und 3 MHz, rechts: Empfindlichkeit als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 2 und 3 MHz

Eine Erklärung ist, dass bei dem Sandwich-Sensor die obere Schicht komplett auf Kupfer aufwächst, so dass durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Materialien Spannungen in der oberen magnetischen Schicht entstehen, die durch den Temperprozess abgebaut werden.

Die hervorgerufenen Spannungen durch unterschiedliche Unterlagen ändern die magnetischen Eigenschaften der beiden magnetischen Schichten [25]. Die Hysteresekurve sowohl für die untere als auch für die obere Schicht ist in Abbildung 31 dargestellt. Diese Messung konnte erst mit Hilfe der doppelseitigen Kerr-Mikroskopie (s. Kapitel 7) durchgeführt werden, wodurch man bei der auf Glas aufgesputterten Probe Vorder- und Rückseite betrachten konnte. Die Domänenabbildungen sind in Abbildung 31 zu sehen. Man erkennt einen deutlichen Unterschied des Koerzitiv-Wertes zwischen den beiden Schichten, wobei die untere Schicht ein weichmagnetischeres Verhalten zeigt.

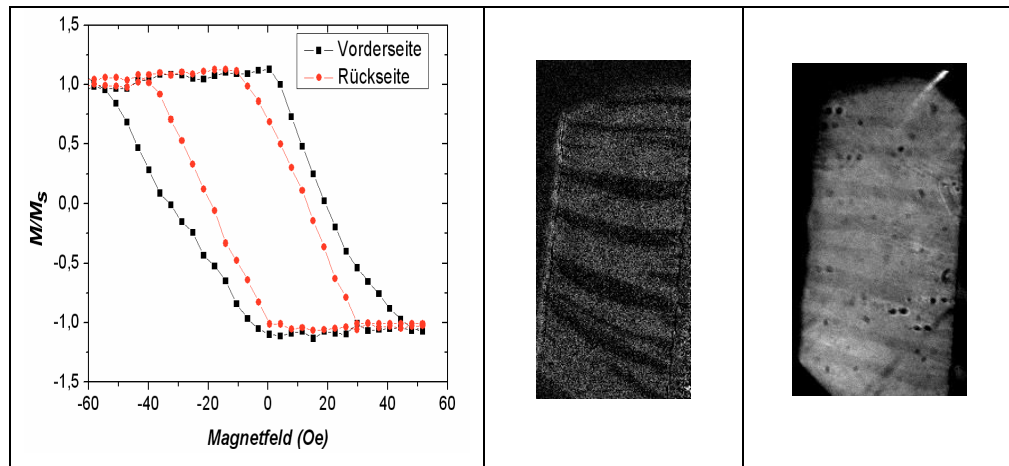


Abbildung 31: Links: Hysteresekurve beider Schichten eines Sandwich-Systems auf Glas;
Mitte: Domänenabbildung der oberen Schicht;
rechts: Domänenabbildung der unteren Schicht

Allerdings sollte man noch anmerken, dass der hier durchgeführte Temperprozess für die Hot-Dog-Struktur mit den gleichen Parametern wie bei der Sandwich-Bauart vorgenommen worden ist. Es kann sein, dass dieser Aufbau andere Temperparameter benötigt. Da diese Schichten jedoch einen deutlich schlechteren Effekt zeigten, und dazu noch etwas aufwändiger in der Präparation waren, wurden die Forschungsaktivitäten für die Sandwich-Sensoren intensiviert.

6.1.2 Die Eisen-basierte Legierung $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$

Zu Beginn dieser Arbeit stand nur diese Eisenlegierung zur Verfügung. Ungetempert lag der GMI-Effekt je nach Geometrie zwischen 30-70%. Im getemperten Zustand wies die beste Probe 110% auf, mit einer Empfindlichkeit von 20%/Oe bei einem externen Magnetfeld von ca. 20Oe. In Abbildung 32 ist der GMI-Effekt in drei Dimensionen für den ungetemperten und getemperten Zustand dargestellt.

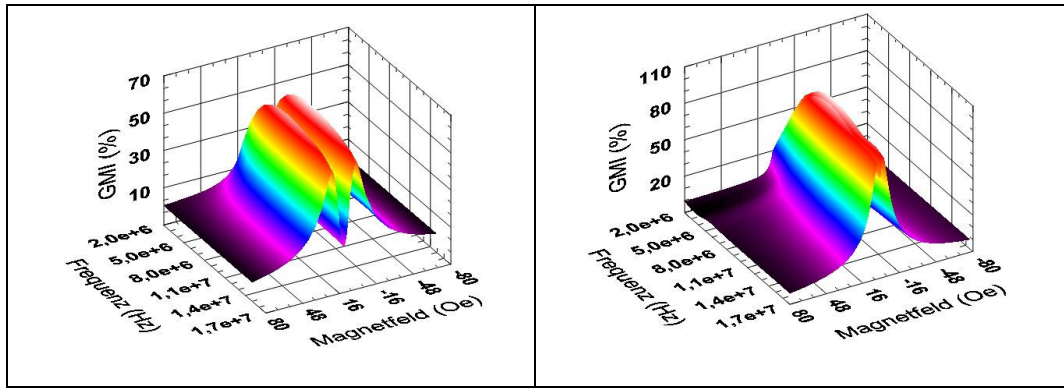


Abbildung 32: GMI-Ergebnis Sandwich-Typ; links: ungetempert, rechts: getempert

In Abbildung 33 (links) ist der maximale Effekt über der Frequenz des Stromes dargestellt. Man beobachtet eine Verschiebung des maximalen Effektes zu etwas höheren Frequenzen hin.

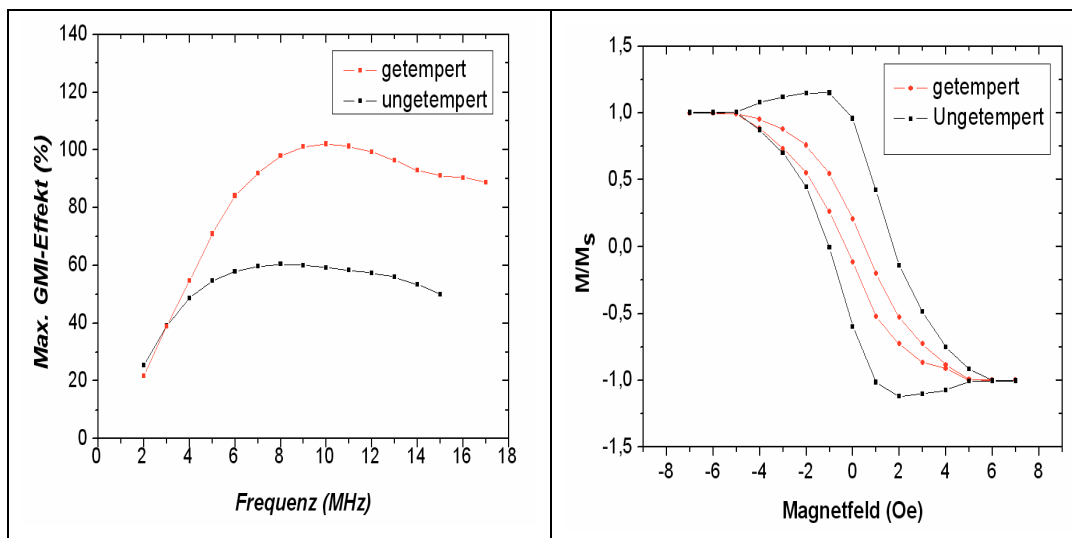


Abbildung 33: Links: maximaler GMI-Effekt (ungetempert/getempert) über der Frequenz, rechts: Hysteresekurve parallel zum ext. Magnetfeld (ungetempert/getempert)

Die Hysterese-Kurve (Abbildung 33, rechts) zeigt, dass sich das Koerzitivfeld von ca. 1,4Oe (ungetempert) auf 0,4Oe (getempert) reduziert hat.

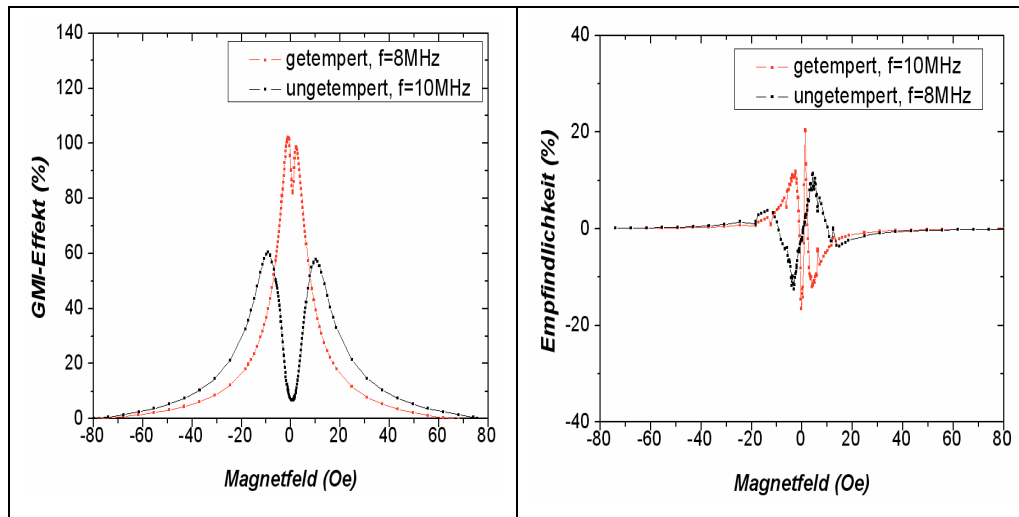


Abbildung 34: Links: höchster GMI-Effekt (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 8 und 10MHz, rechts: Empfindlichkeit (ungetempert/getempert) als Funktion des Magnetfeld bei einer Frequenz von 8 und 10MHz

Ein Vergleich zur Co-Legierung zeigt, dass besonders die Empfindlichkeit der Fe-Verbindung deutlich geringer ausfällt. In Kap. 6.2 wird dies eingehender untersucht.

6.1.3 Die Nickel-Eisen-basierte Legierung $Ni_{73}Fe_{20}Mo_7$

Die NiFe-Legierung ($Ni_{80}Fe_{20}$) auch Permalloy genannt (s. Abbildung 20) sind vielfältig in der Literatur bekannt. Im Institut der Angewandten Physik ist eine FeNiMo-Verbindung für die Herstellung beschichteter Kupferdrähte (elektrochemische Abscheidung) verwendet worden, die einen sehr hohen GMI-Effekt (in der Spitze mit über 1000%) aufwies. Im Verlauf meiner Forschung ist daher auch eine $Ni_{73}Fe_{20}Mo_7$ -Legierung – mit einer wohl abgeänderten Zusammensetzung⁴ – benutzt worden. Da die Herstellung der Drähte erst gegen Ende meiner Forschungsaktivität durchgeführt wurde, sind die hier präsentierten Ergebnisse – der jüngst verwendeten $Ni_{73}Fe_{20}Mo_7$ -Legierung – noch entwicklungsfähig.

Die ersten präparierten Sensoren zeigten nahezu keinen GMI-Effekt. Dies kann allerdings auch auf das Target zurückgeführt werden, da dies ein altbekanntes Problem darstellt, dass die magnetischen Eigenschaften mit zunehmender Ab-

⁴ Die genaue Zusammensetzung ist aufgrund des 'inhomogenen' Abscheidungsverfahrens der beschichteten Drähte nicht bekannt.

tragung in der Regel besser werden. GMI-Effekte jenseits der 5% ließen sich dennoch erst verhältnismäßig spät, nach diversen Beschichtungen beobachten. In Abbildung 35 ist der GMI-Effekt für eine ungetemperte und getemperte Probe gegenübergestellt.

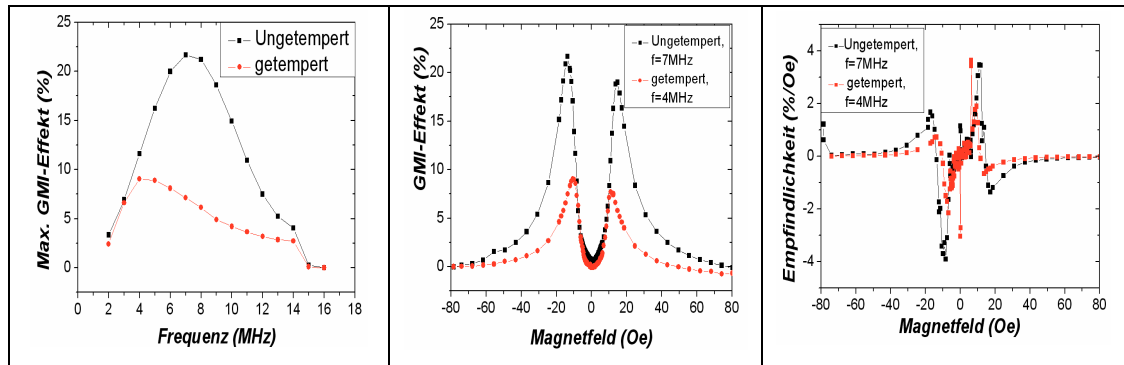


Abbildung 35: Links: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz, Mitte: höchster GMI-Effekt als Funktion des Magnetfeldes bei 4 und 7 MHz, rechts: Empfindlichkeit als Funktion des Magnetfeldes

Auffällig im Vergleich zu den beiden anderen Legierungen ist, dass sich durch das Tempern bei allen untersuchten NiFe-Legierungen der GMI-Effekt reduziert hatte. Es lässt den Schluss zu, dass diese Legierung deutlich andere Temperparameter benötigt, was allerdings im weiteren Verlauf nicht verfolgt worden ist. Ein weiterer markanter Unterschied war, dass bei allen Proben keine Domänen beobachtet werden konnten. Hysterese-Messungen sind daher nicht vorhanden.

6.2 STM-Messungen

Das Rastertunnelmikroskop sollte als weitere Möglichkeit genutzt werden, um die Schichten zu charakterisieren. Der Skin-Effekt bewirkt eine Verdrängung des Wechselstromes in die Oberfläche der Schicht, so dass die Oberflächenstruktur weitere Aufschlüsse über den Zusammenhang von Topologie und GMI-Effekt geben sollte. Zur Verfügung steht am Institut für Angewandte Physik ein VT-STM (Variable Temperatur-Rastertunnelmikroskop) der Firma Omicron. Die Rastertunnelspitzen wurden eigens hergestellt (geätzt) und bestehen aus Wolfram. Zur Kontrolle der Qualität der Spitzen ist ein hochauflösendes Lichtmikroskop benutzt worden.

Um Abbildungen hoher Güte zu erhalten und reproduzierbare Aussagen über die Oberflächenstruktur zu treffen, war das Hauptproblem die Reinheit der Schichten. Bei der Sauberkeit ist das Problem, dass die Schichtsysteme der Atmosphäre ausgesetzt sind, bevor sie ins STM geschleust werden konnten. Gerade bei der mit hohem Anteil basierten Eisenlegierung konnte ohne Präparation keine Struktur aufgelöst werden.

Zur Reinigung der Schichten konnten sie im STM geheizt oder gesputtert werden, um vorhandene Schmutzpartikel von der Oberfläche zu entfernen.

Allerdings zeigte sich, dass besonders das Heizen (wie im Anhang A.1.4 gezeigt wird) einen Einfluss auf die Eisenproben hatte.

Bei den Co-/Ni-Legierungen machte sich eine Oberflächenoxidation erst nach längerer Lagerzeit an der Luft bemerkbar, so dass man diese bei zügigem Einbau vermeiden konnte. In Abbildung 36 ist die typische (getemperte) Oberflächenstruktur für die verschiedenen Legierungen dargestellt. Die Rauigkeiten der gesputterten Proben sind für alle Legierungszusammensetzungen nahezu identisch und liegen in Bereichen von ca. 10-50nm. Auffällig ist, dass die Eisenlegierung im Vergleich zu den Co- und Ni-Verbindungen eine wesentlich feinere Struktur aufwies.

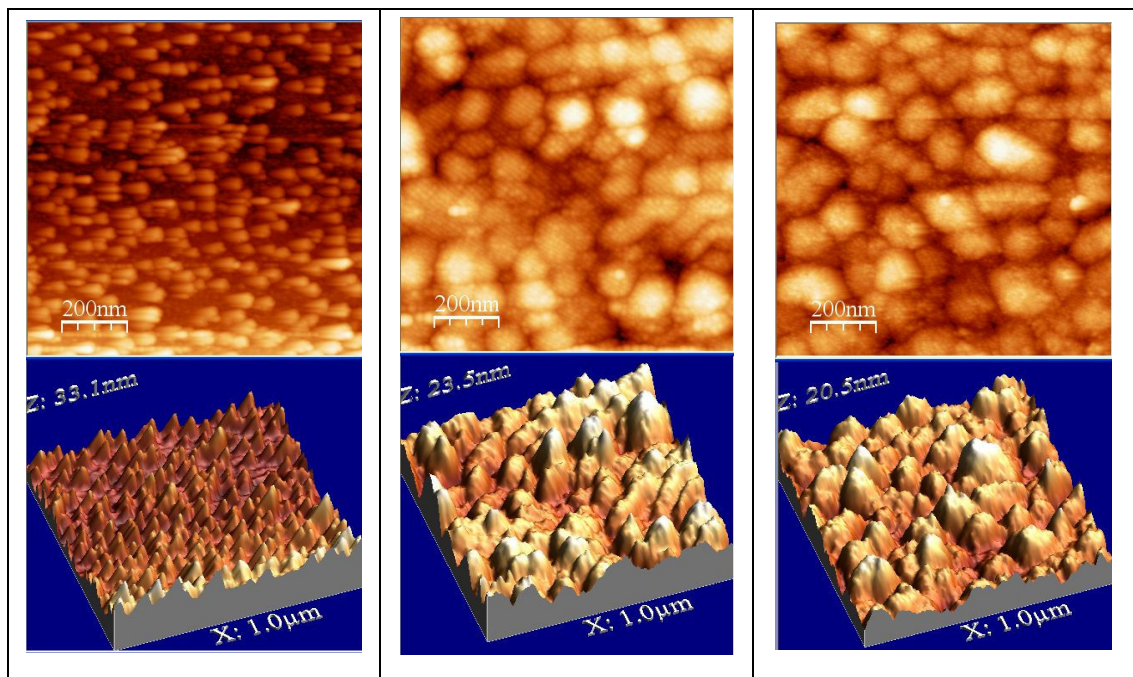


Abbildung 36: Oberfläche in 2D und 3D für die Legierungen Fe (links), Co (Mitte) und NiFe (rechts)

Um dies genauer zu verifizieren, ist in Abbildung 37 die Auflösung auf $200 \times 200 \text{ nm}$ für die Fe-Legierung und $500 \times 500 \mu\text{m}$ für die Kobalt-Legierung gegenübergestellt. Beide Proben lagen im getemperten Zustand vor und besaßen einen GMI-Effekt von ca. 50%. Wegen der hohen Ähnlichkeit der Oberflächenstruktur der NiFe-Legierung zur Co-Legierung wird im Folgenden auf sie verzichtet. Die eisenbasierte Oberfläche zeigte eine homogen verteilte kleine 'Hügel'-Struktur als Unterlage, aus der eine vereinzelt scharf abgegrenzte 'rosenkohlartige' Bergstruktur herauswächst. Im Gegensatz dazu zeigte die kobaltbasierte Schicht lediglich eine 'verwaschene' Bergstruktur. Die homogen verteilte Hügelstruktur als Unterlage, wie bei der eisenbasierten Schicht, konnte nicht ausgemacht werden. Augenscheinlich ist auch der Unterschied im Maßstab der Hügelstrukturen der beiden Legierungen. Während er für Eisen ca. 40nm im Durchmesser beträgt, ist er für Kobalt z. T. größer als das Doppelte. Eine Vermutung über die Ursachen der doch deutlich unterschiedlichen Oberflächenstrukturen von eisen- und kobalt-basierten Schichten könnte in der hohen bekannten Reaktionsfähigkeit des Eisens mit den Komponenten Bor und Silizium liegen, die zu der eher homogenen Hügelstruktur führen könnte. Der Einfluss der Temperung auf die Oberfläche und der Bezug zum GMI-Effekt werden im nächsten Kapitel beschrieben.

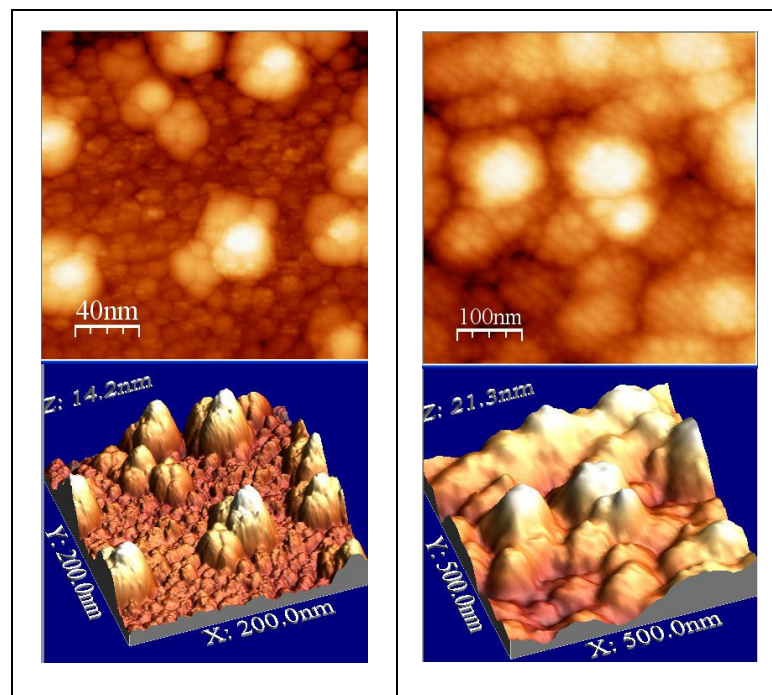


Abbildung 37: Oberfläche in 2D und 3D für die Fe- (links) und Co- (rechts) Legierung

6.2.1 Einfluss des Temperns auf die Topologie

Der Einfluss des Temperns soll hier anhand der eisen- und kobalt-basierten Legierung gezeigt werden. In Abbildung 38 a) und c) ist die Oberfläche für eine eisenbasierte Schicht und ihr entsprechender GMI-Effekt dargestellt. In Abbildung 38 b) und d) entsprechend für den getemperten Zustand.

Bei der ungetemperten Eisen-Probe sieht man, dass sich die Bergstrukturen nicht so scharf heraus abgrenzen, so wie es im getemperten Zustand zu beobachten ist. Eine geringe Rauigkeitsabnahme ist ebenfalls zu sehen und konnte bei allen übrigen Messungen verifiziert werden.

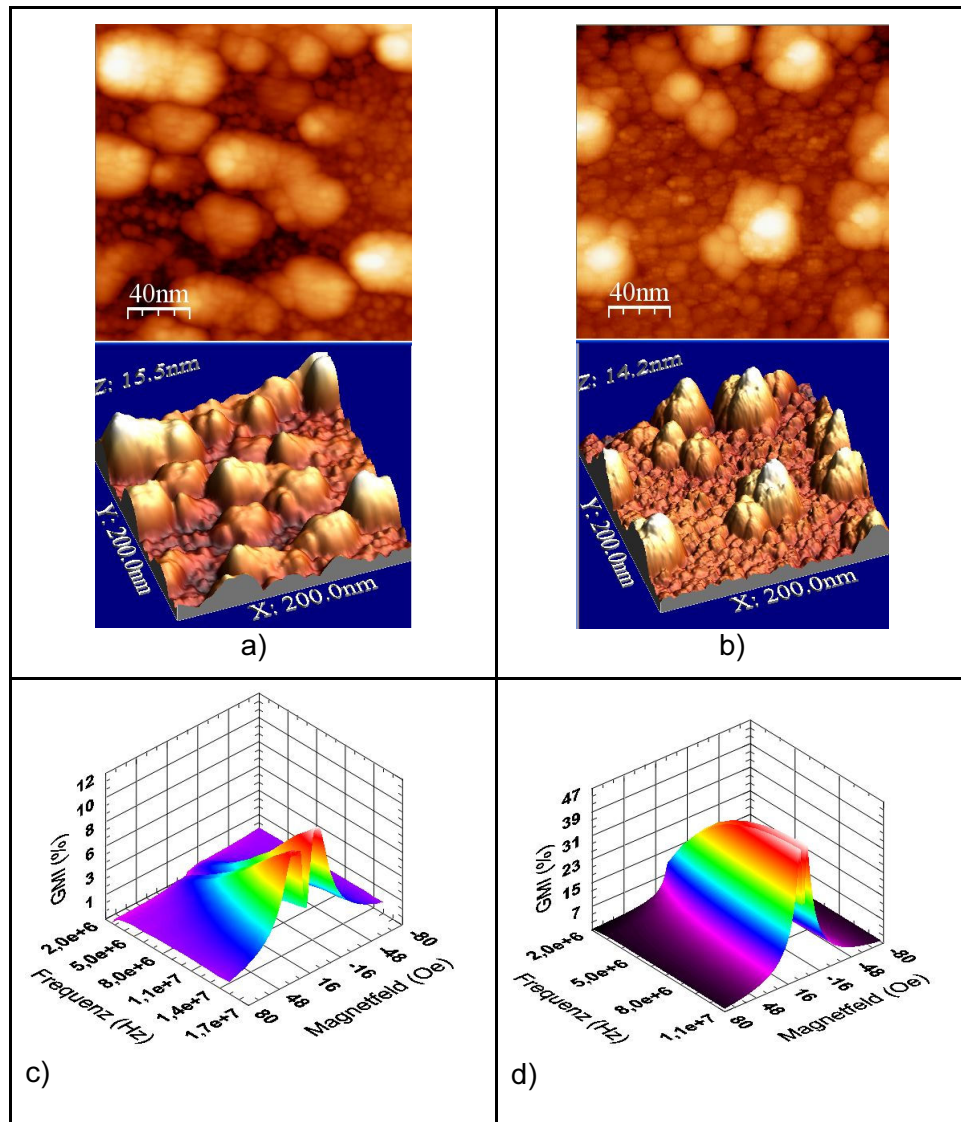


Abbildung 38: Fe-basierte Schicht; a) ungetemperte Oberfläche (2D und 3D); b) getemperte Oberfläche; c) GMI-Effekt der ungetemperten Probe; d) GMI-Effekt der getemperten Probe

In Abbildung 39 ist die Topologie der Co-Probe, die den höchsten GMI-Effekt zeigte, abgebildet. Man erkennt eine signifikante Änderung zwischen den Strukturen für den ungetemperten und getemperten Fall.

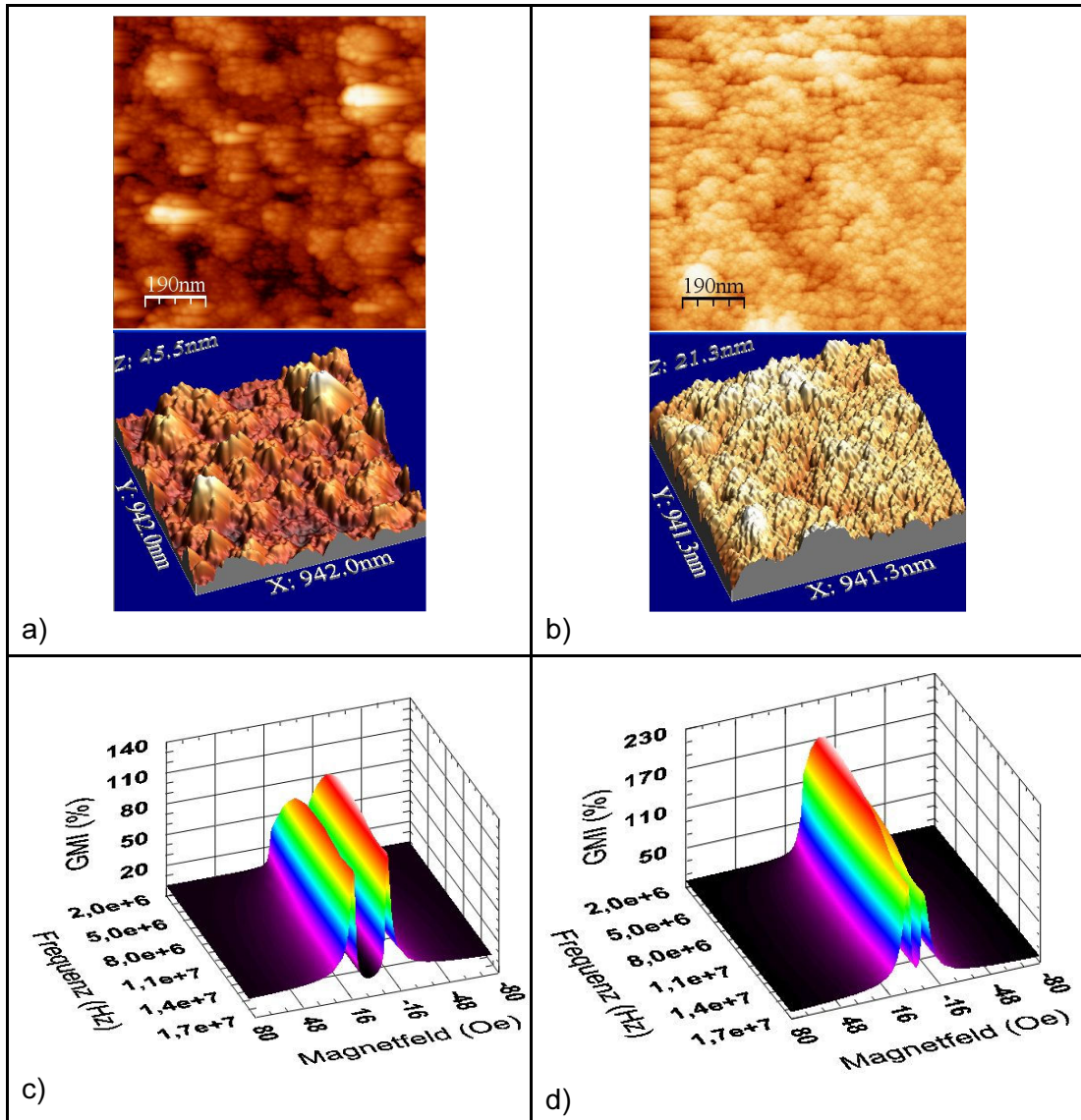


Abbildung 39: Co-basierte Schicht; a) ungetemperte Oberfläche (2D und 3D), b) getemperte Oberfläche c) GMI-Effekt der ungetemperten Probe, d) GMI-Effekt der getemperten Probe

Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass der Temperprozess im Wesentlichen zwei Eigenschaften der Oberfläche ändert, die maßgeblich auf den GMI-Effekt einwirken: Die Rauigkeit der Probe wird reduziert, welches besonders für die Co-basierte Legierung deutlich erkennbar ist. Der Wechselstrom, der bei der GMI-Messung durch die Probe fließt, wird daher – verursacht durch den Skin-Effekt – auf dem äußersten Rand eine homogenere Oberfläche vorfinden. Ein

Vergleich mit der Literatur [28] zeigt, dass die Rauigkeitsabnahme durch das Tempern kürzlich an ähnlichen Legierungen beobachtet wurde.

Des Weiteren ist in Abbildung 40 anhand eines Linescans⁵ gezeigt, dass das Tempern ein dichteres Zusammenwachsen der Strukturen bewirkt. Es ist besonders deutlich anhand der Kobalt-Schichten zu erkennen. Auch dies ist für einen hohen GMI-Effekt von Vorteil, da effektiv mehr weichmagnetisches Material für den Strom zur Verfügung steht.

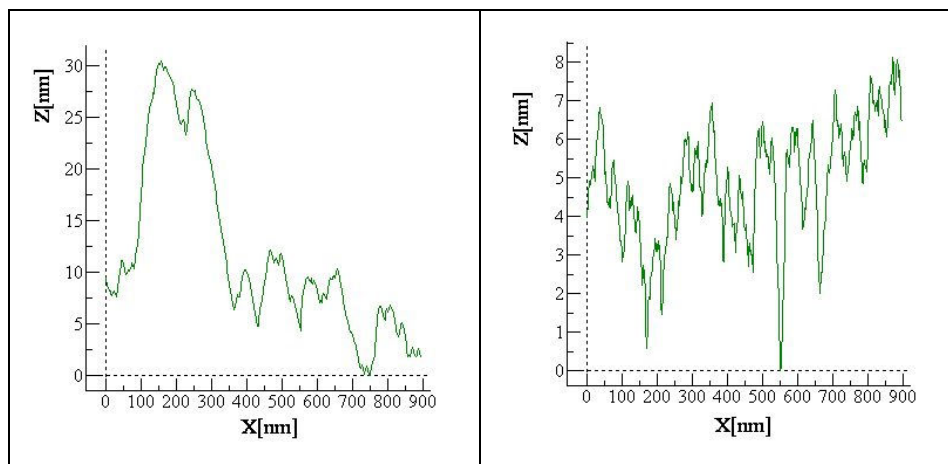


Abbildung 40: Linescan: ungetempert (links), getempert (rechts)

⁵ Der Linescan wurde hier willkürlich durch die Mitte der Abbildung 39 a) und b) gelegt. Er zeigt die Rauigkeit (Z-Amplitude) entlang eines Weges X.

7 Doppelseitige Kerrmikroskopie

Durch die Verwendung von Glas als Substrat ist man in der Lage, auch die untere Schicht des Sandwich-Sensors zu beobachten. Der Kerr-Aufbau wurde um ein zweites Kerr-Mikroskop ergänzt. Dabei wurde auch hier wieder der longitudinale Kerr-Effekt ausgenutzt, das zweite Mikroskop besitzt lediglich eine andere Vergrößerung. In Abbildung 41 ist der doppelseitige Kerr-Aufbau zu sehen.

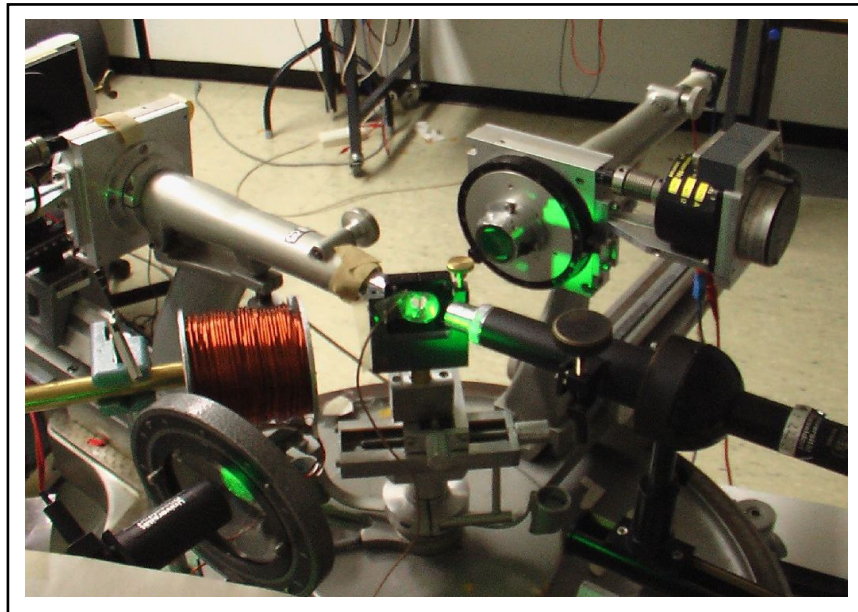


Abbildung 41: Doppelseitiger Kerr-Aufbau

Mittels einer entsprechenden Konfiguration der beiden Kerr-Aufbauten zueinander und einem speziellen Halter für die Probe ist es nun möglich, gleichzeitig die obere und untere Schicht abzubilden.

In Kapitel 7.1 wird u. a. der Frage nachgegangen, ob gegenüberliegende Domänen in der oberen und unteren Schicht die gleiche Magnetisierungsrichtung besitzen. Würde man unterschiedliche Domänen beobachten, so hieße das, dass sich die Domänen gegenseitig beeinflussen und sich entlang der Achse entsprechend einer zirkularen oder helikalen Magnetisierung anordnen. Eine helikale Magnetisierung kann aus einer Überlagerung vom, parallel zur Längsrichtung der Schicht ausgerichteten, externen Magnetfeld und dem zirkularen Oerstedfeld des Stromes resultieren. Eine andere Ungewissheit war, wie sich die Domänen in den beiden Schichten bei einem Stromfluss relativ zueinander bewegen. Diese beiden Problemstellungen werden im Kapitel 7.2 untersucht.

7.1 Statische Domänenabbildung ohne Stromfluss

Eine interessante Frage war, ob gegenüberliegende Domänen in der oberen und unteren Schicht die gleiche Magnetisierungsrichtung besitzen. Die Magnetisierung in den gegenüberliegenden Domänen der beiden weichmagnetischen Schichten könnte gleich sein, wie etwa bei einer massiven Probe. Sie könnte auch zirkular (der magnetische Fluss könnte sich zwischen Vorder- und Rückseite schließen) um den Mittelleiter oder schraubenförmig um den Kupferleiter herum (helikal) verlaufen. Die Messungen wurden an verschiedenen Schichtsystemen – zwei 'Sandwich'- und eine 'Hot-Dog'-Probe – sowie mit und ohne angelegtem äußeren Magnetfeld durchgeführt. In Abwesenheit eines Strompulses durch die Probe wirken nur die Anisotropiefelder und das äußere Magnetfeld. In drei Experimenten wurde das gleiche Ergebnis beobachtet (s. Abbildung 42, 43, 44). In allen drei Abbildungen ist erkennbar, dass sich die Domänenmuster der Vorder- und Rückseite decken. Dies ist nicht unbedingt evident in den Abbildungen 42 und 43, da unterschiedliche Bereiche der Probe der Vorder- und Rückseite abgebildet wurden, allerdings ist zumindest die Richtung der Domänen die gleiche. In Abbildung 44 kann man jedoch aufgrund der Gestalt der Domänen annehmen, dass es sich tatsächlich um die gleiche Domäne handelt. Auf die Vorderseite schauend, würde man erwarten, dass wenn die Schichten die gleiche Magnetisierungsrichtung hätten, sich die Domänen auf der Rückseite spiegelverkehrt anordnen (auf die Rückseite blickend). Dies kann man sich verdeutlichen, wenn man sich das Schichtsystem wie ein Buch aufgeklappt vorstellt (s. Abbildung 42 rechts). Die Abbildung 42 links und in der Mitte zeigt die beobachtete Domänenstruktur für die Vorder- und Rückseite.

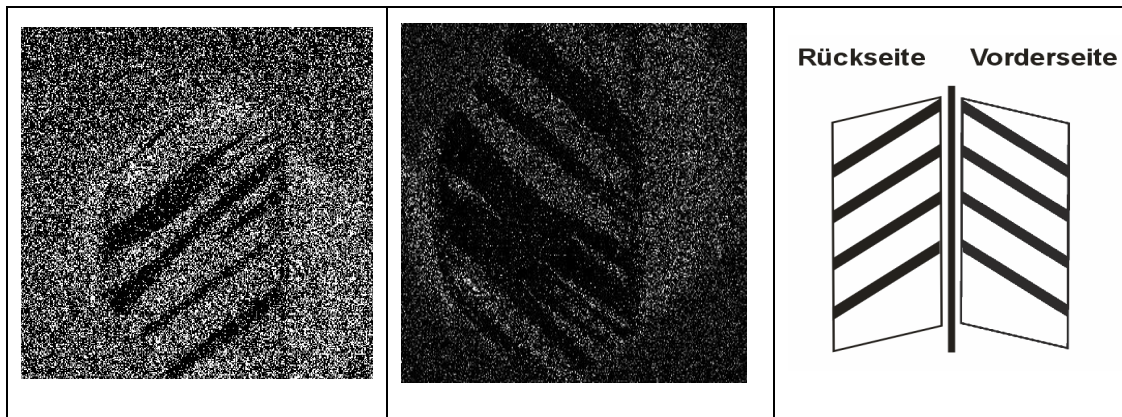


Abbildung 42: Domänenabbildung einer Sandwich-Probe in Anwesenheit eines transversalen externen Magnetfeldes; links: Domänenbild der Rückseite des Schichtsystems, Mitte: Domänenbild, auf die obere (Vorder-) Seite des Schichtsystems gesehen. Rechts: erwartete spiegelverkehrte Anordnung für gleich ausgerichtete Domänen (wenn man jeweils auf die Vorder- bzw. Rückseite blickt)

Die Schrägstellung der Domänen suggeriert eine helikale Anordnung, die jedoch offensichtlich nicht vorliegt, wie aus den gezeigten Bildern der Vorder und Rückseite hervorgeht.

In Abbildung 43 ist dieselbe Messung für eine 'Hot-Dog'-Probe dargestellt, bei der die Schichten an den Seiten explizit in Kontakt sind. Offenbar bewirkt der geschlossene magnetische Fluss keine andere prinzipielle Domänenstruktur als die im Falle der Sandwich-Struktur.

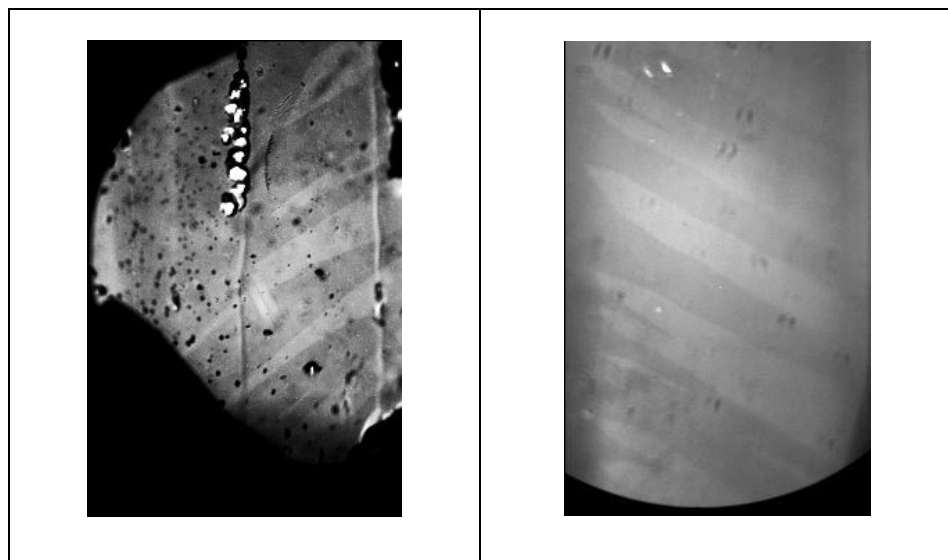


Abbildung 43: Domänenabbildung einer Hot-Dog-Probe in Anwesenheit eines transversalen externen Magnetfeldes, links: obere Schicht, rechts: untere Schicht

7.2 Statische Domänenabbildung vor und nach einem einzelnen Strompuls

Wie in Kapitel 2.3.3 gezeigt, übt der Stromimpuls eine Kraft auf die Domänenwände aus und setzt sie in Bewegung. Die hier beschriebenen Bewegungsvorgänge resultieren aus der *strominduzierten* Domänenwandbewegung. Fließt der Strompuls längs des Leiters ohne angelegtes externes Magnetfeld, wie in Abbildung 44 zu sehen, so beobachtet man, dass sich die Domänenwände ein Stück Δx in Richtung des Stromes bewegen. In Abbildung 8 entspricht dieses Szenario der Bewegung $V_1, V_2 > 0$. Die Pfeilmarkierung verdeutlicht den Versatz der Domänenwände der Vorder- und Rückseite, vor und nach einem Strompuls. Bei weiteren Pulsen bzw. einer Pulssequenz, ohne äußeres Magnetfeld, werden die Domänenwände aus der Probe heraus geschoben, bis sich die Probe in Sättigung befindet.

In Abbildung 44 ist das Monitor-'Live-Bild' vor und nach einem Strompuls abfotografiert. Man sieht jeweils links oben die Aufnahme des Kerr-Aufbaus von der Vorderseite (grün) und rechts oben die Aufnahme des Kerr-Aufbaus von der Rückseite. Unten im Bild ist jeweils der Bildschirm eines Speicherozilloskops dargestellt, der den Strom und Spannungspuls darstellt⁶.

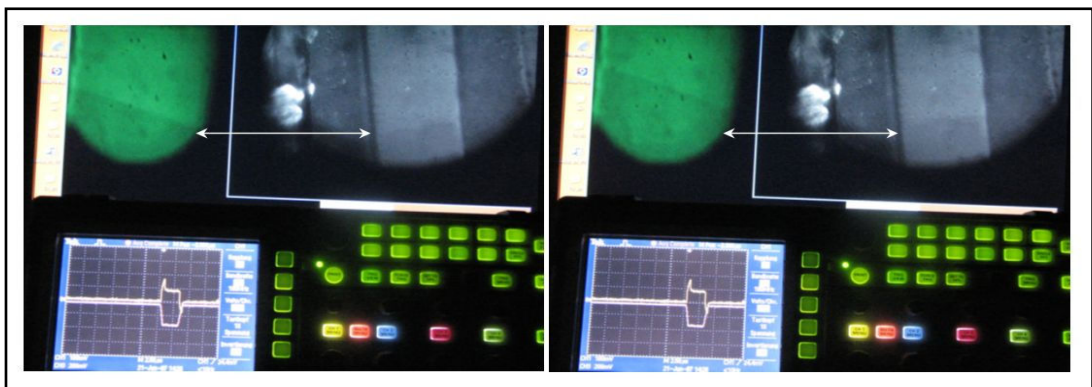


Abbildung 44: Gleichzeitige Abbildung der Domänenstruktur für die unteren und oberen Schichten nach einem einzelnen Strompuls ohne externes Magnetfeld

Fließt ein Strompuls längs des Leiters wie in Abbildung 45 (links) dargestellt, in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes, so ist das Oerstedfeld des Stromes

⁶ In Abbildung 32 ist die gleiche Domäne für die Vorder- und Rückseite abgebildet. Wegen der deutlich unterschiedlichen Vergrößerungen der beiden Mikroskope ist die Schrägstellung für die Rückseite nicht so signifikant.

auf der oberen Schicht dem externen Magnetfeld entgegen gerichtet. Es kommt zu einer Ausbildung einer streifenförmig strukturierten Domänenanordnung (s. Abbildung 45 (Mitte)).

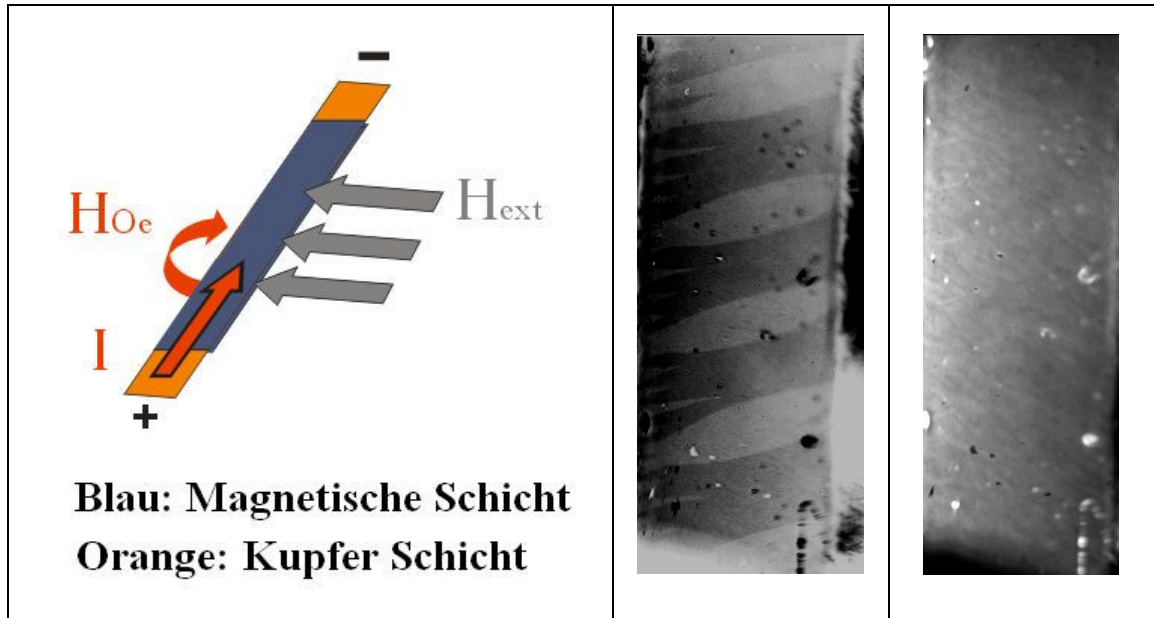


Abbildung 45: Schaltbild (links), Vorderseite (Mitte), Rückseite (rechts)

Die untere Schicht zeigt hingegen magnetische Sättigung (s. Abbildung 45 (rechts)). Dies ist dadurch zu verstehen, dass die beiden Magnetfelder auf der unteren Schicht sich addieren, während sie sich auf der oberen Schicht subtrahieren. Nur wenn das externe Magnetfeld entgegengesetzt zum Oerstedfeld des Stromes gerichtet ist, kann die Aufspaltung in Domänen beobachtet werden. Eine detaillierte, zeitaufgelöste Bewegungsanalyse der Domänenwände in Anwesenheit eines Strompulses wird in Kapitel 8 vorgestellt.

8 Zeitaufgelöste (stroboskopisch gemessene) Domänenbewegung

Mit dem bisherigen Kerr-Aufbau war man lediglich in der Lage, *statische* Zustände der Domänen zu beobachten. Bei Anwesenheit eines Strompulses durch die Probe können daher nur Aussagen durch den Vergleich der beiden Vorher-/Nachher-Aufnahmen der Domänenstrukturen getroffen werden. Je nach eingestellten Werten für das äußere Magnetfeld und der Pulsamplitude sieht man zum Teil ein völlig statisches Domänenmuster, trotz einer Pulswiederholfrequenz von mehreren kHz. Eine Aussage über den Einfluss des Stromes auf die Domänenwandbewegung *während* der Strompulse ist somit nicht möglich. Um dies jedoch beobachten zu können, wurde ein zeitaufgelöstes Aufnahmesystem entwickelt. An den Kerr-Aufbau wurde ein stroboskopisches Messsystem mit einem pulstriggerten Diodenlaser, der sehr schmale Lichtpulse generiert, und einer sehr lichtempfindlichen CCD-Kamera gekoppelt. Mit diesem Messsystem sind äußerst Kerr-contrastreiche Aufnahmen möglich, sofern die Bewegungsabläufe absolut reproduzierbar sind, wie es unter den gewählten Bedingungen die Regel war. In Abbildung 46 ist der Aufbau im Labor dargestellt.

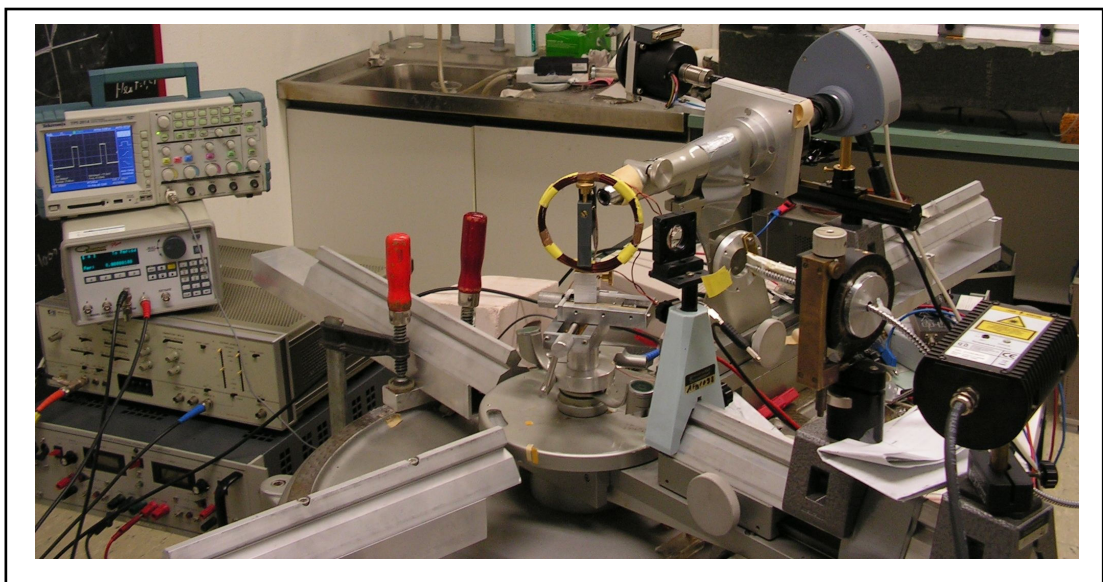


Abbildung 46: Aufbau des zeitaufgelösten Kerr-Messsystems

8.1 Das optische Messsystem

Das optische Messsystem besteht aus einem Lasersystem mit einer Laserdiode, die Lichtblitze mit einer Pulsbreite von 12ps erzeugt. Die Wellenlänge beträgt 630nm. Eine abgegebene mittlere Leistung von nur 1mW verhindert das Aufheizen der Probe. Als Probe wird hier die Co-basierte Legierung auf Glas verwendet, die mit einer zusätzlichen, ca. 30nm dicken, Zinksulfid-Entspiegelungsschicht überzogen wurde, um einen noch höheren Kontrast zu erreichen. Die Probe besitzt einen Gleichstromwiderstand von 20Ohm und die geometrische Abmessung von 12*1,4mm. Der Ausgang des Lasers ist mit einem ca. 20cm langen Lichtwellenleiter verbunden. Ein Vibrator dient zur Reduzierung der Kohärenz, um eine unverrauschte Abbildung zu ermöglichen. Für die Domänenabbildung wird der Kerrkontrast in longitudinaler Konfiguration verwendet. Die Auflösung des Kerrmikroskops beträgt 5µm. Über das Mikroskop fällt das reflektierte Licht auf eine hochsensitive lichtempfindliche CCD-Kamera der Firma Andor.

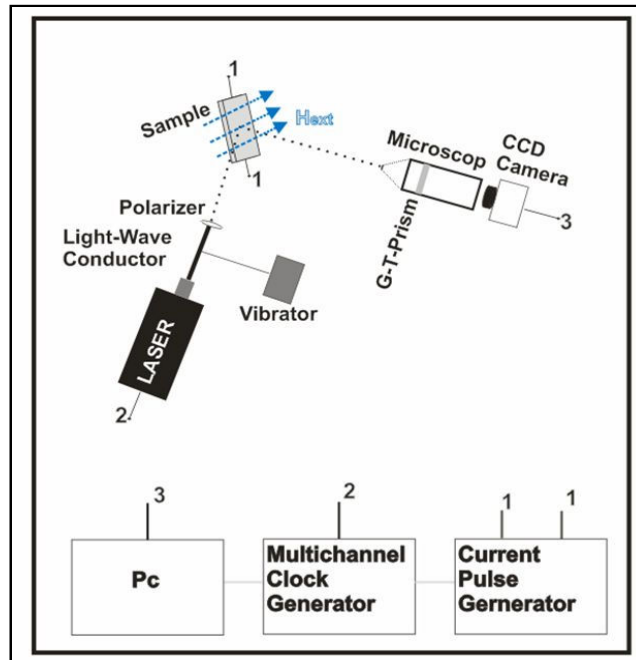


Abbildung 47: Blockschaltbild des zeitaufgelösten Kerr-Messsystems

Der Strompuls wird von einem HP-Pulsgenerator erzeugt, der sowohl uni- als auch bipolare Pulssequenzen (meist mit 10kHz) oder Singlepulse generiert. Gemessen wurden die Pulse mittels eines digitalen Speicheroszilloskop. Die

maximale Amplitude beträgt dabei 0,6A, mit einer resultierenden Stromdichte in der Größenordnung von 10^7 A/m^2 . Diese Pulsamplitude bewirkt unter Gleichstromverhältnissen ein magnetisches Feld von $H_i = 40 \text{ Oe}$ direkt über dem Mittelleiter der Sandwich-Probe.

Über eine Software wird ein Multichannel-Verzögerungsgenerator der Firma Quantum angesteuert, der als Trigger für den Stromgenerator, Laserpuls und den Shutter der Kamera fungiert (s. Abbildung 47). Während der Shutter der Kamera offen ist, wird eine Pulssequenz mit vorgegebener Pulsbreite, Verzögerungs- und Anstiegszeit durch den HP-Pulsgenerator generiert. Die Laserdiode wird mit einer vorbestimmten Verzögerungszeit Δt_0 zur Pulssequenz getriggert (s. Abbildung 48). Dies wird 150.000 Mal für ein akzeptables Signal zu Rauschverhältnis durchlaufen und zu einem Bild aufsummiert. Die Verzögerungszeit wird schrittweise auch über die Pulsbreite hinaus erhöht, so dass eine Bewegungssequenz entsteht, die Domänenwandbewegungen sowohl während der Strompulse als auch danach darstellt.

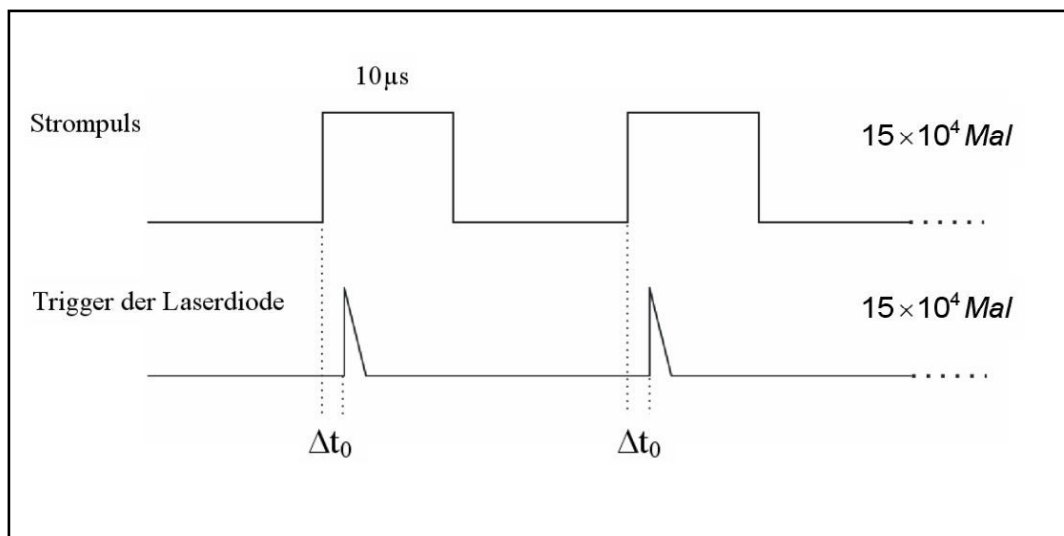


Abbildung 48: Zeitdiagramm zur stroboskopischen Dömänenabbildung; Triggerung der Laserdiode (unten) bezogen auf die Anstiegsflanke des Strompulses (oben) nach einer Verzögerungszeit von $10 \mu\text{s}$, bei einer Wiederholung des Vorganges von 150.000 Mal bei geöffneten CCD-Kamerashutter

Die stroboskopische Messmethode hat zur Folge, dass nur solche Ereignisse sichtbar werden, die von einem Strompuls bis zum nächsten wieder ihren ursprünglichen Zustand eingenommen haben, sodass nur absolut reproduzierbare Bewegungsabläufe beobachtet werden können. Aufgrund des Vergleichs der Kontraste der stroboskopischen Domänenabbildungen mit der für statische Bil-

der mit entgegengesetzt gerichteter gesättigter Magnetisierung, ergibt sich, dass über 90% der 150.000 akkumulierten Domänenbilder exakt reproduzierbare Vorgänge beinhalten müssen.

8.2 Die Auswertung der stroboskopischen Messung

Als Messresultat erhält man eine große Anzahl von Domänenbildern zu unterschiedlichen Zeitpunkten, die zu einem Bild-Stack⁷ zusammengefasst werden können. Wird der Stack durchlaufen, so sieht man die zeitliche Abfolge der Domänenwandbewegung. Dieser Stack wurde mit dem Programm Image-J mit Hilfe von Linescans ausgewertet, um für jedes Bild der Sequenz die Position der Domänenwände zu bestimmen. Ein Linescan, den man über eine Domänenwand legt, gibt für jedes Einzel-Bild die Grauwertänderung an. Zur Verbesserung der Statistik wurde für den Linescan ein schmaler rechteckiger Bereich anstelle einer nur pixelbreiten Linie ausgewählt. Da die Domänenwände linsenförmig gekrümmt sind, wurde im Allgemeinen nur der Bereich in der Mitte des Streifens ausgewertet. Die Bewegung der Abschlussdomänen dagegen wird hier nicht verfolgt. Die Grauwertänderung des Linescans über eine Domänenwand hinweg wurde mit einer Arctan-Funktion gefittet. Man erhält damit die Position, an der sich die Domänenwand befindet. Die Fitprozedur wird automatisiert für die gesamte Sequenz eines Bildstacks durchgeführt, so dass man die Domänenwand-Position als Funktion der Verzögerungszeit Δt_0 erhält. In Abbildung 49 ist dies schematisch dargestellt.

⁷ Bild-Stack: Zusammenfügen der Einzelbilder zu einer Gesamtabbildung in Abhängigkeit der zeitlichen Abfolge.

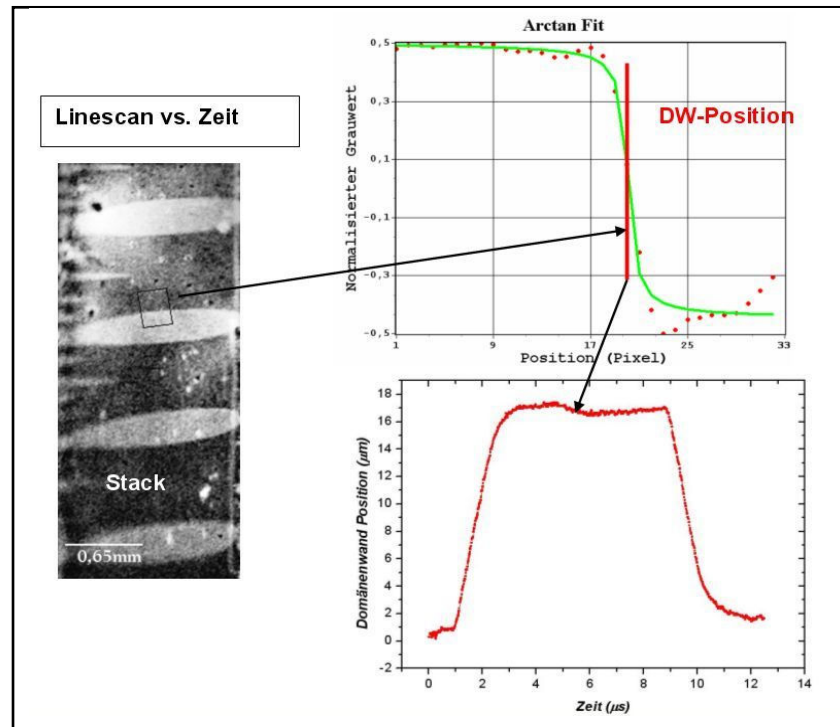


Abbildung 49: Auswertung der stroboskopischen Messungen; links: Einzelbild eines Bild-Stacks mit eingezeichnetem Auswertebereich eines Linescans über eine Domänenwand hinweg; Diagramm oben: Fit der Kontraststufe, unten: Darstellung der Domänenwandposition als Funktion der Verzögerungszeit

8.3 Die Messergebnisse

Die in den folgenden Kapiteln dargestellten Domänenwandbewegungen bleiben im Verborgenen, wenn man nur herkömmliche Bilder, die *vor* und *nach* dem angelegten Strompuls aufgenommen werden, miteinander vergleicht. Durch die zeitauflösende Messmethode zeigen sich verschiedene Bewegungsabläufe, die in vier Szenarien unterteilt werden können. Beobachtet wurden a) gedämpfte Kontraktionen und Expansionen der Domänen beim Anstieg bzw. Abfall des Strompulses, b) bei größeren Domänen eine Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit nach der Anstiegsflanke bis zum Abfall des Strompulses, c) roll-treppenartige Bewegungssequenzen, d) diskontinuierliche jedoch voll reproduzierbare Sprünge ganzer Domänen. Ausgenommen Fall c) können die Bewegungsvorgänge als angetrieben durch das Oerstedtfeld des Stromes erklärt werden, wie von Straubel et al. [39] (s. Kapitel 2.3.3) vorhergesagt, bisher aber noch nicht verifiziert wurde. Der Fall c) wird durch das Auftreten einer Zugkraft des Strompulses beschrieben, vorhergesagt von Berger [3] (s. Kapitel 2.3.3).

Die verschiedenen Fälle treten je nach den eingestellten Parametern für das externe Magnetfeld und die Höhe des Strompulses auf. In Abbildung 50 ist eine Übersicht über die beobachteten Vorgänge in Abhängigkeit des Strompulses und des externen Magnetfeldes dargestellt.

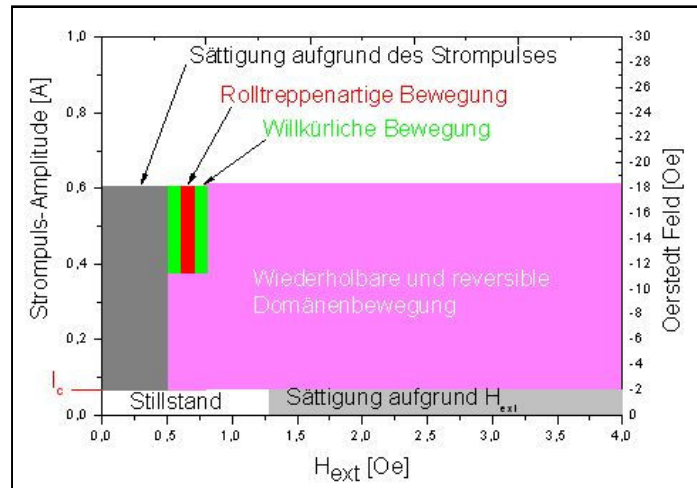


Abbildung 50: Übersicht der beobachteten Domänen-Bewegungsvorgänge für eine eingestellte Stromamplitude und ein externes Magnetfeld

Die einzelnen Vorgänge werden in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben. Man erkennt, dass jegliche Bewegung erst einsetzt, wenn eine gewisse Schwellenamplitude I_c erreicht ist. Diese Aktivierung für die Bewegungen wird im kommenden Kapitel erläutert.

8.3.1 Das Domänenmuster

Bringt man die Probe mittels eines externen Magnetfeldes senkrecht zur Probenachse in die Sättigung⁸ ('weisser' Kontrastwert) und reduziert dieses anschließend, so erscheinen 'schwarze' Domänen (s. Abbildung 51 a)). Wird nun ein einziger Strompuls durch den Streifen geschickt, so 'wirbelt' dieser die Domänenstruktur auf und es stellt sich ein beinahe periodisches Domänenmuster aus 'weißen' linsenförmigen Domänen auf dunklem Hintergrund mit an den seitlichen Rändern der Probe dazwischen liegenden Nadeldomänen ein (s. Abbildung 51 b)). Dieses Muster bleibt selbst dann erhalten, wenn anschließend eine periodische Abfolge von Pulsen die Probe durchläuft. In Abbildung 51 (b)

⁸ In diesem Fall besteht die ganze Probe aus einer weißen Domäne.

ist der Einfluss des ersten Stromimpulses auf die Domänenstruktur dargestellt. In c) und d) ist das externe Magnetfeld, während eine Stromsequenz die Probe durchsetzt, variiert worden.

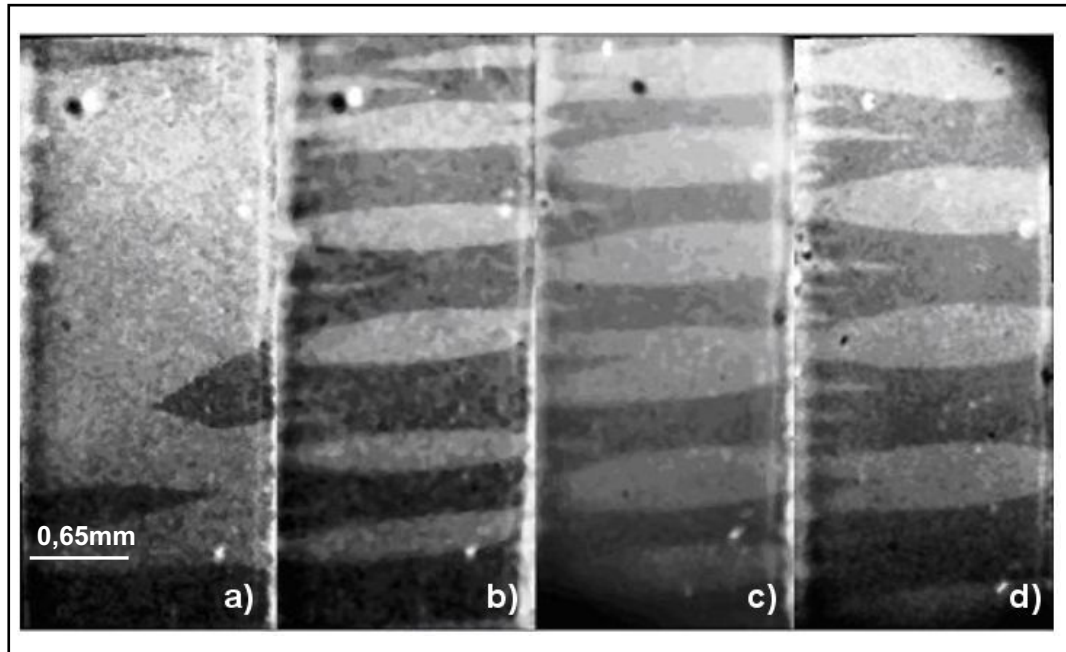


Abbildung 51: Domänenabbildungen; a) bei H_{ext} , ohne Strompuls, b) bei H_{ext} , mit einem Strompuls, c) und d) während einer Strompuls-Sequenz mit $H_{\text{ext}}(\text{c}) < H_{\text{ext}}(\text{d})$

Der aufgezeigte Einfluss des ersten Strompulses ist aufgrund der Konfiguration (s. Kap. 7.2) amplitudenabhängig und zeigt daher ein asymmetrisches Verhalten bezogen auf das externe Magnetfeld. In Abbildung 52 ist die Amplitudenabhängigkeit für verschiedene Pulsbreiten gegenüber dem externen Magnetfeld dargestellt. Wie in Kap. 7.2 beschrieben, ist für ein positives externes Magnetfeld eine destruktive Wechselwirkung mit dem strominduzierten Magnetfeld zu erkennen, so dass hohe Stromamplituden bei größeren externen Magnetfeldern resultieren. Sind die beiden Magnetfelder gleichgerichtet, so werden geringe Pulsamplituden für eine Änderung der Domänenstruktur benötigt. Eine Pulsfolge in dieser Konfiguration würde die Probe in Sättigung bringen. Für kleine Magnetfelder $H < 0,5\text{Oe}$ ist die Beobachtung unwahrnehmbar.

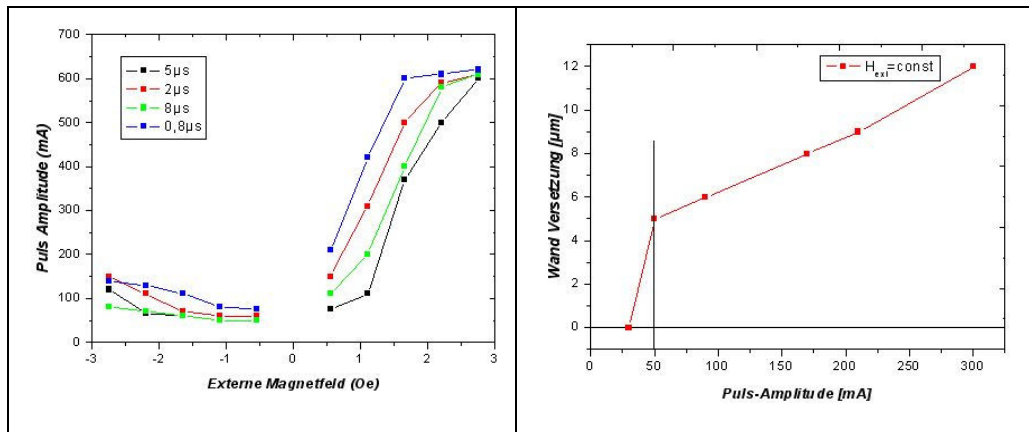


Abbildung 52: Links: benötigte Stromamplituden zur Domänenbewegung über das externe Feld für verschiedene Pulsbreiten, rechts: Darstellung der Schwellenamplitude für ein positives externes Magnetfeld

Aus Abbildung 52 (links) wird auch ersichtlich, dass eine bestimmte Amplitudenschwelle erreicht werden muss, um die Domänen zu bewegen. In Abbildung 52 (rechts) ist dieser Sachverhalt dargestellt. Es zeigt eine kritische Stromamplitude von ca. 50mA.

Die häufigste beobachtete Domänenform, in Anwesenheit eines Strompulses, sind linsenförmige Domänen. Die Wandkrümmung ist das Resultat aus dem Gleichgewicht zwischen dem Druck, der an der Domänenwand aufgrund des externen Feldes angreift und der Oberflächenspannung, die in Anwesenheit von 'Pinning'-Zentren an den Kanten der Probe vorliegt. In der Literatur ist dies ein viel diskutierter Effekt in Zusammenhang mit Ummagnetisierungsverlusten bei Transformatoren. Für dünne Filme wurde die Linsenkrümmung von Ändra [1] berechnet. Er zeigte, dass eine Krümmung auch im stationären Fall auftritt, wenn das externe Feld kleiner als das Koerzitivfeld der Schicht ist. Den hier vorliegenden Fall- eines dünnen Streifens mit einem externen, zur leichten Achse ausgerichteten Magnetfeld entlang eines dünnen Permalloy-Streifens, berechneten Dräger et al. [10]. Ebenfalls in einer schmalen Permalloy-Schicht mit einer Anisotropieachse in der Schichtebene- beobachtet Münster [29] dagegen eine laterale Krümmung der Domänenwände mittels Bitterstreifentechnik. In dem hier verwendeten Schichtsystem konnte eine Domänenwand-Verbiegung bis zu 10% der Domänenbreite (s. Abbildung 53) beobachtet werden.

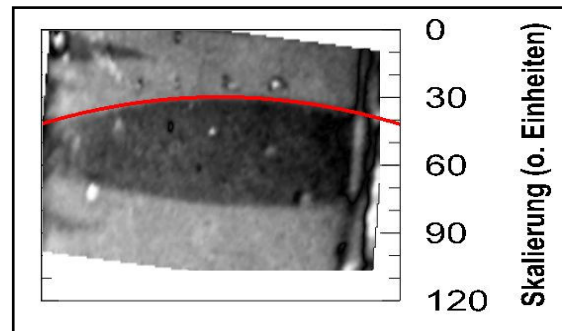


Abbildung 53: Darstellung der Krümmung einer Domänenwand

8.3.2 Magnetfeldinduzierte Domänenwand-Bewegung

Die Bewegungsvorgänge der Domänen in Abhängigkeit eines Pulses bzw. einer periodischen Pulsfolge sind in erster Linie von den eingestellten Parametern des externen Magnetfeldes und der Stromamplitude (wie in Abbildung 50 gezeigt) bestimmt. Die magnetfeldinduzierte Bewegung äußert sich in reproduzierbaren Kontraktionen und Expansionen der Domänen. Diese Art von Bewegung ist über einen großen einstellbaren Bereich vom externen Magnetfeld und der Stromamplitude zu beobachten. Die Expansions- und Kontraktionsbewegungen äußern sich in einem gedämpften Bewegungsverlauf der Domänenwände.

Durch Inhomogenitäten der Probe kann sich eine breitere Domäne einstellen als normalerweise für das externe Magnetfeld zulässig wäre. Bei den Domänenwänden der breiteren Domäne beobachtet man eine ungedämpfte Bewegung, die sich nicht nur in der Geschwindigkeit der Domänenwände äußert, sondern auch noch im Bewegungsverlauf mit Rücksicht auf die abfallende Flanke des Strompulses.

8.3.2.1 Gedämpfte Domänenwand-Bewegung

Die ansteigende Flanke eines Stromimpulses setzt aufgrund des Oerstedtfeldes die Domänenwände in entgegengesetzte Richtungen in Bewegung. Die energetisch ungünstige Domäne kontrahiert bis zu einem durch die Amplitude des Stromes bestimmten Gleichgewichtszustand, in dem sich die Wände auf einen

minimalen Abstand annähern. In diesem zusammengedrückten Zustand verharrt die Domäne bis zur abfallenden Pulsflanke. Erst zum Zeitpunkt der abfallenden Flanke des Pulses entspannt sich die Domäne, bis sie wieder den entsprechenden Ausgangszustand erreicht.

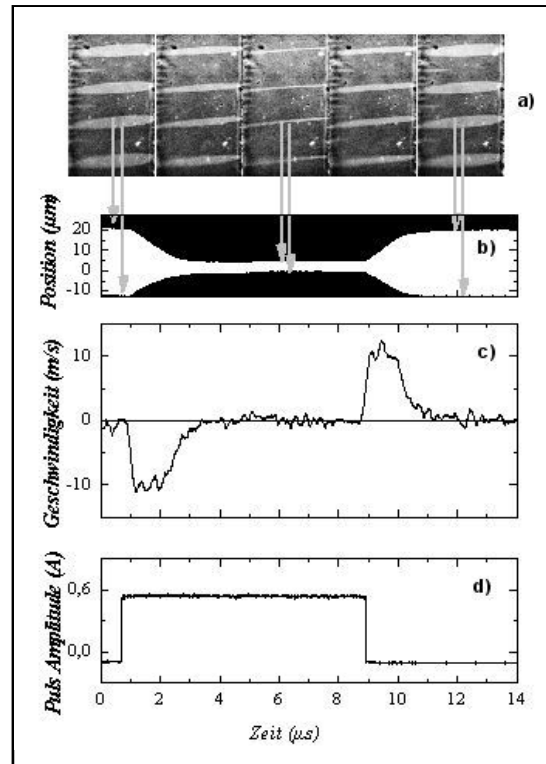


Abbildung 54: Bewegungsszenario; a) Domänenabbildung zu unterschiedlichen Zeiten, b) Bewegung zweier Wände, c) Geschwindigkeit der Wände, d) zeitlicher Verlauf des Strompulses

In Abbildung 54 a) ist die Domänenabbildung als Bildsequenz zu fünf unterschiedlichen Zeitpunkten (vor dem Strompuls, während der Kontraktion, maximaler Kontraktion, während der Expansion und nach dem Strompuls) dargestellt. In b) ist die Domänenwandbewegung explizit für eine Domäne abgebildet. Die erreichte Geschwindigkeit ist in c) gezeigt. Der Strompuls über der Zeit ist in d) zu sehen.

Die Kontraktions- bzw. Expansionsbewegung ähnelt einem exponentiellen Verlauf und wird in den folgenden Kapiteln 8.3.2.1.1 und 8.3.2.1.2 noch deutlicher dargestellt. Dieses exponentielle Verhalten könnte zu der Schlussfolgerung verleiten, dass zwei benachbarte Domänenwände sich gegenseitig abstoßen. Einen linearen bzw. ungedämpften Bewegungsverlauf zeigt Kapitel 8.3.2.2.

8.3.2.1.1 Domänenwand-Bewegung für eine bipolare Pulssequenz

Im vorherigen Kapitel ist die Wanderung der Domänenwände für unipolare Pulse aufgezeigt. Die Bewegung *zwischen* zwei aufeinander folgenden Pulsen kann durchaus unterschiedlich verlaufen. In Abbildung 55 ist die Domänenwand (DW)-Position für zwei unipolare Strompulse mit unterschiedlichen Pulsbreiten dargestellt. Im oberen Graphen ist zu sehen, dass die Domänenwand nach dem ersten Strompuls nicht wieder ihren Ursprungszustand erreicht. Der Ausgangszustand wird erst wieder nach der abfallenden Flanke des zweiten (Rücksetz-) Pulses angenommen.

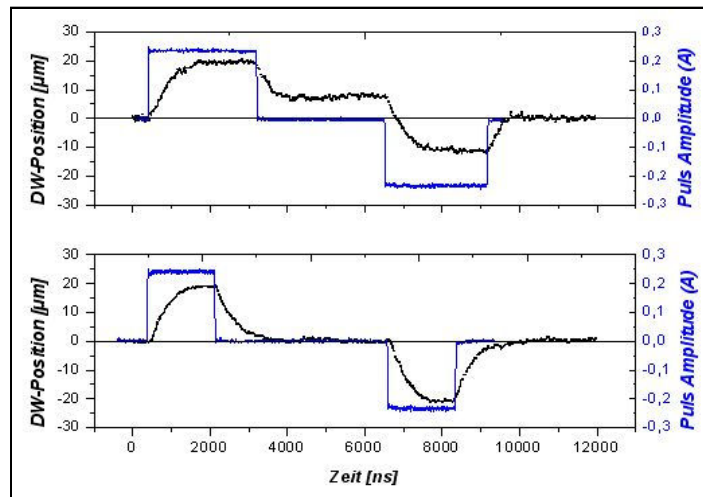


Abbildung 55: Unterschiedliche Bewegungsszenarien für zwei bipolare Pulssequenzen

Beim unteren Graphen hingegen ist der Startzustand jeweils nach der abfallenden Flanke der beiden Pulse wieder erreicht. Als Resultat kann festgehalten werden, dass lediglich die Bedingung für die Bewegung der Wand eingehalten werden muss, nach der Pulssequenz (unipolar oder bipolar) wieder ihren Anfangszustand einzunehmen. Zwischen den Pulsen können die Wände im Prinzip durchaus einen unterschiedlichen Verlauf nehmen.

8.3.2.1.2 Einfluss der Flankensteilheit

Das Abbildung 56 zeigt den Einfluss der Anstiegszeit des Strompulses auf die Domänenwandbewegung. Es wurde die Steilheit des Pulses für drei verschiedene Anstiegszeiten verändert, wobei die sonstigen Konditionen während den drei Messungen konstant gelassen worden sind. Wichtig dabei ist zudem, dass die gleiche Domänenwand an derselben Position ausgewertet worden ist. Die schnellst mögliche einstellbare Anstiegszeit beträgt dabei 5ns. Die Abbildung 56 verdeutlicht, dass der zurück gelegte Weg der Domänenwand nicht von der Flankensteilheit abhängt, sondern nur von der Amplitude. Dieses Resultat entspricht dem aus Kap. 8.3.1. Hier beginnt die Wandbewegung erst ab einer gewissen Pulsamplitude, so dass bei den flacheren Flanken die Wanderung später einsetzt. Die Wand wird dann bis zu einer maximalen Geschwindigkeit beschleunigt und zeigt ab diesem Zeitpunkt eine exponentiell gedämpfte Bewegung. Bei der abfallenden Flanke wird der zurückgelegte Weg wieder umgekehrt.

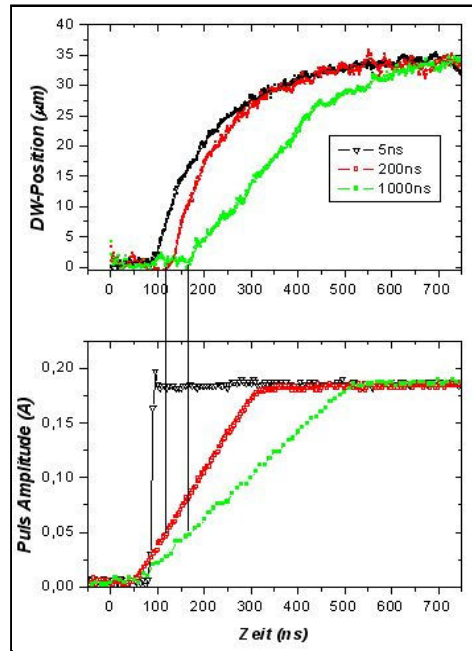


Abbildung 56: Einfluss der Anstiegszeit auf die Domänenbewegung

8.3.2.2 Ungedämpfte Domänenwand-Bewegung

Wie die Abbildung 51 oder auch Abbildung 54 zeigen, stellt sich eine nahezu periodische Anordnung von weißen Linsendomänen mit beinahe gleicher Breite, die durch schwarze Domänen getrennt sind, ein. Die Art der Anordnung ist die üblicherweise vorgefundene Konfiguration mit den im letzten Kapitel diskutierten exponentiell gedämpften Bewegungsvorgängen der Domänenwände. An einigen Stellen der Probe beobachtet man statt der gleichmäßigen schmalen Streifenstruktur einen Bereich mit einer relativ großen Domäne. In Abbildung 57 (a) sind zwei Nachbardomänen dargestellt, wobei die obere Domäne mehr als das Doppelte der Breite von der unteren Domäne besitzt. Die obere Domäne, gekennzeichnet mit den Domänenwänden 1 und 2, zeigt ein von dem der Nachbardomänen sich unterscheidendes Bewegungsmuster (mit den Wänden 3 und 4). In Abbildung 57 b) ist die Wanderung der Wände dargestellt. Mit ansteigender Flanke des Strompulses bewegen sich die Wände 1 und 2 linear mit konstanter Geschwindigkeit bis zum Zeitpunkt der abfallenden Flanke fort. Ab diesem Moment findet keine Rücksetzbewegung statt. Die Domänenwände halten ihre erreichte Position und kehren erst wieder, mit gleichförmiger Bewegung, zur Ausgangsposition ab der ansteigenden Flanke des Rücksetzpulses zurück (s. Abbildung 57 c)).

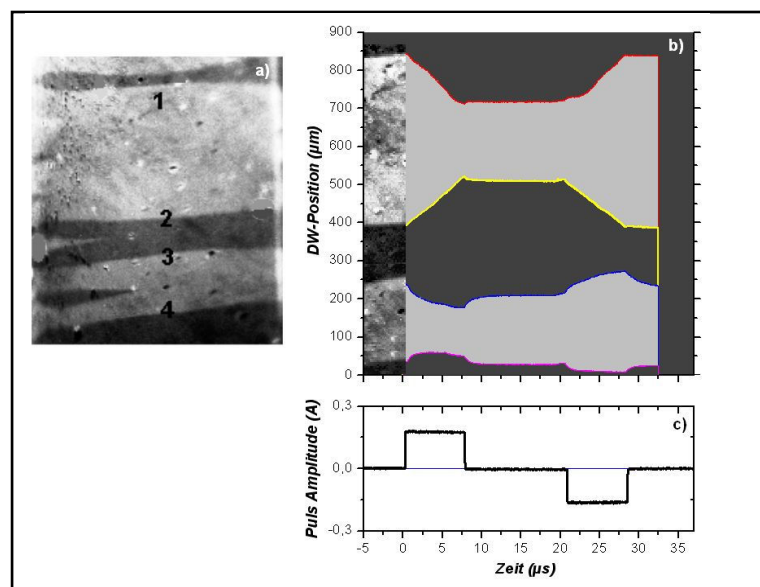


Abbildung 57: a) Domänenabbildung, b) Domänenwanderung einer ungedämpften (oben) und einer gedämpften (unten) Bewegung für eine bipolare Pulssequenz (c)

Auch bei dem zweiten umgekehrten Puls findet wieder nur ein Stoppen der Bewegung bei der hier ansteigenden Flanke statt. Hingegen zeigen die Domänenwände 3 und 4, der wesentlich schmalere Nachbarmäne-, die bereits dargestellten Bewegungsabläufe. Jedoch auch für diese ungedämpfte Bewegung ist die Bedingung des kompletten Rücksetzens der Bewegung bei Beginn einer Sequenz aus Kapitel 8.3.2.1.1 eingehalten. Die rücktreibende Kraft (dE/dx) ist aufgrund des großen Abstandes der Domänenwände sehr klein und die Domänenwände können sich frei, mit einer konstanten Geschwindigkeit bewegen. Die Domänenwände legen dabei Strecken von über 100nm bei Geschwindigkeiten von ca. 60m/s zurück.

8.3.3 *Simulation der Domänenwandbewegungen*

Der Ausgangspunkt für die Domänenwandbewegung ist der Gleichgewichtszustand bei Abwesenheit eines Stromes durch die Probe. Dieser ist dadurch gekennzeichnet, dass die Gesamtenergie minimal ist. Die Gesamtenergie setzt sich zusammen aus der Magnetisierungsenergie des Materials und der Energie der Streufelder. Zur Veranschaulichung wurde dieser Zustand für das einfachste Modellsystem einer Schicht mit drei Domänen (s. Abbildung 58 (links)) mittels des Simulationsprogrammes Quickfield bestimmt. Die einfachste Domänenstruktur, die sich für eine Schicht einstellt, ist die, bei der sich eine (mittlere) Domäne entgegengesetzt zu den zwei benachbarten anordnet. Abbildung 58 zeigt dass die entstehenden Streufelder für den Fall, dass sich die drei Domänen einmal gleich ausrichten (links und rechts) und das die mittlere Domäne sich entgegengesetzt zu den zwei benachbarten ausrichtet. Durch die entgegengerichtete Orientierung der mittleren Domäne wird die Streufeldenergie minimiert. Zur Vereinfachung der Rechnung wurde dies für eine Schicht mit der Länge $L=1\text{cm}$ durchgeführt. Für ein solches System wurde der magnetische Grundzustand in Abhängigkeit der Domänenanordnung berechnet. In Abbildung 58 ist im Graph die Gesamtenergie dieses Systems in Abhängigkeit der Größe der mittleren Domäne dargestellt.

Die minimale Energie ergibt sich für den Fall, dass die mittlere Domäne in etwa so breit ist wie die Summe der beiden äußeren. Genauer beträgt der Wert für

die Breite der mittleren Domäne $W=0,4L$. Legt man ein äußeres Feld an, welches die mittlere Domäne vergrößern möchte, dann wirkt eine Gegenkraft (dE/dx). Die totale Energie wird maximal, wenn die Probe magnetisch gesättigt (eindomänig) ist.

Der Verlauf der Gegenkraft zeigt nun, dass die Domänenwände sich scheinbar gegenseitig 'abstoßen', aber auch von den Enden der Probe abgestoßen werden. Die 'Abstoßung' wird also in diesem einfachen Modell nicht durch eine Domänenwandwechselwirkung, sondern durch die Entmagnetisierungsfelder der Probe bewirkt. Es zeigt sich im Folgenden, dass dieses Modell die beobachteten Domänenwandbewegungen fast quantitativ beschreibt.

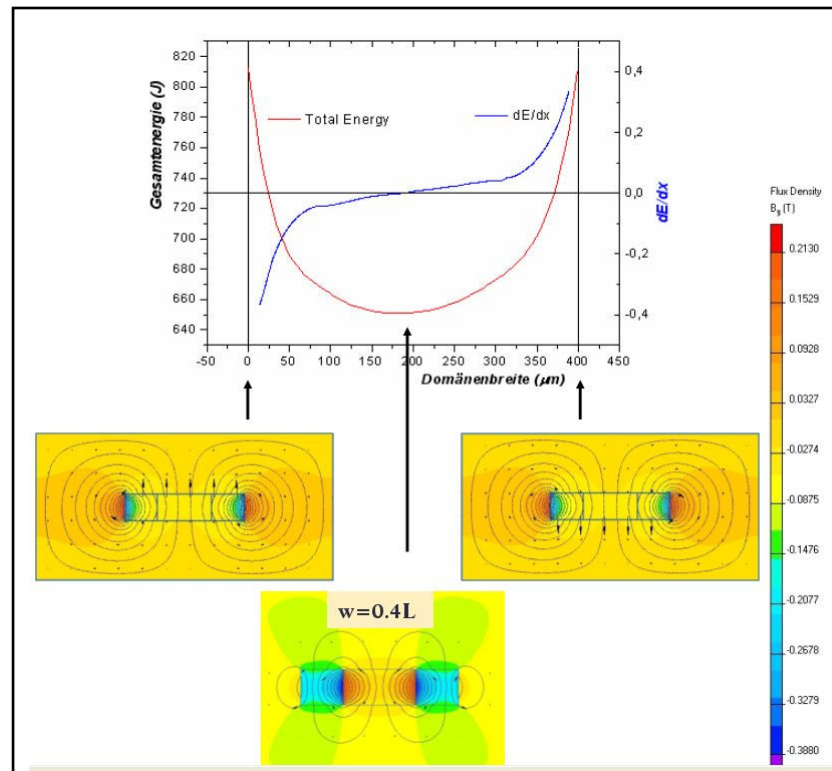


Abbildung 58: Simulation einer magnetischen Schicht mit drei Domänen

Die aus diesen Überlegungen aufgestellte Bewegungsgleichung (12) wurde nun verwendet, um die bisherigen Bewegungsszenarien zu verifizieren. Bei Vernachlässigung der 'Domänenmasse' m_w nimmt die Gleichung (12) die Form einer einfachen gedämpften Bewegung an:

$$\dot{x} = [H_0 - H_c \cdot \text{sign}(\dot{x})] \cdot \beta - \frac{1}{2 \cdot M_s \cdot D \cdot d} \cdot \frac{dE(L)}{dx} \quad (32)$$

Eine Bewegung findet erst statt, wenn das Koerzitivfeld H_c der Probe überschritten wird. Das zeigt der vorzeichenbehaftete Koerzitivterm ($H_c \cdot \text{sign}(\dot{x})$), der der Bewegung entgegenwirkt. Dies wurde schon anhand der Messungen in Abbildung 52 gezeigt. Simuliert man nun die Bewegung durch entsprechende Werte von H_c , H_0 , D , d und $dE(L)/dx$, so kann sowohl die gedämpfte als auch die ungedämpfte Bewegung simuliert werden. In Abbildung 59 ist die Simulation der Domänenwandbewegung mit den gemessenen Bewegungsabläufen für eine bipolare Pulssequenz, gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass die Straubel-Theorie qualitativ in erster Näherung die Bewegungsabläufe erklärt, ohne eine Domänenwand-Wechselwirkung zu berücksichtigen.

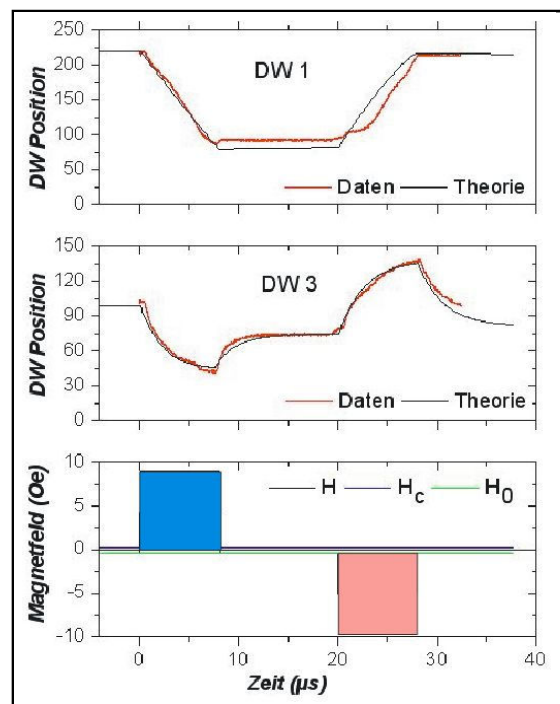


Abbildung 59: Vergleich von Messdaten und Theorie für eine ungedämpfte und gedämpfte Bewegung bei einer bipolaren Pulssequenz

Die verwendeten Fit-Parameter sind realistische Werte, die mit den eingestellten Werten nahezu übereinstimmen. Die Tabelle 4 enthält die eingestellten Fit-Parameter für die ungedämpfte und gedämpfte Bewegung der in Abbildung 59 dargestellten Fit-Kurven.

	ungedämpfte Bewegung	gedämpfte Bewegung
H_{ext} (Oe)	1,5	1,5
H_c (Oe)	2	0,1
H_{Cp} (Oe)	16	16
β (Oe)	2,5	0,85

Tabelle 4: Fit-Parameter für die gedämpfte und ungedämpfte Bewegungssimulation

8.3.4 Bidirektionale Sprünge

Während der reproduzierbaren Expansions- und Kontraktionsbewegungen der Domänen konnte ein weiterer, verblüffender Effekt beobachtet werden. Es zeigte sich, dass unter gewissen Voraussetzungen eine ganze Domäne einen Sprung in Längsrichtung der Schicht vollführt. Dieser Sprung muss, wegen des hohen beobachteten Kontrastes, auch hier wieder absolut reproduzierbar, 150.000 Mal vollzogen worden sein. In Abbildung 60 ist der Sprung im Zeitdiagramm dargestellt. Es konnten Sprünge von über $60\mu\text{m}$ innerhalb 1ns beobachtet werden. Das Abbildung 60 zeigt außerdem, dass der Sprung völlig willkürlich geschieht und nicht von der Anstiegsflanke ausgelöst wird.

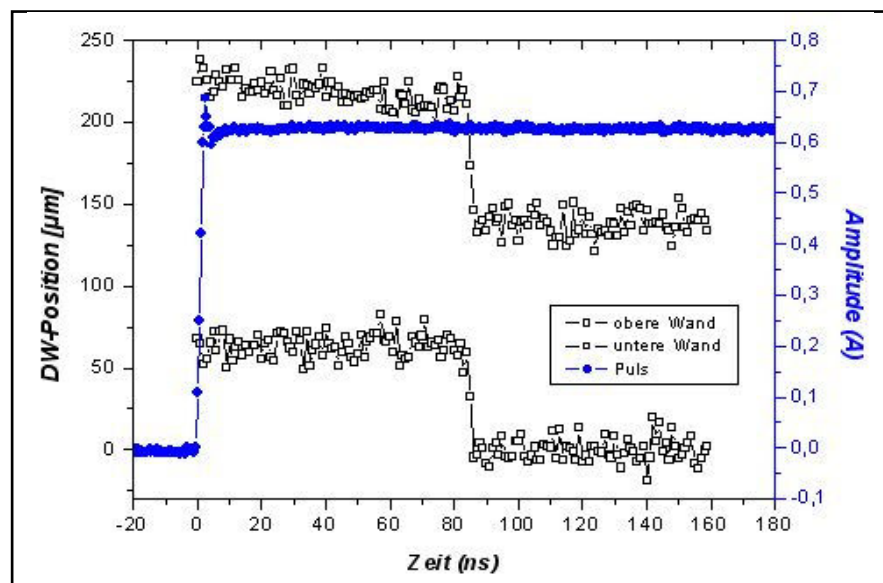


Abbildung 60: Bidirektionaler Domänensprung über der Zeit in Anwesenheit eines Strompulses

Eine Möglichkeit, die den plötzlich eintretenden Sprung einer ganzen Domäne auslöst, konnte bald entdeckt werden. Legt man zusätzlich zum externen Magnetfeld einen einzelnen Magnetfeld-Impuls längs der Probenachse an, so wird die Domänendichte erhöht. In Abbildung 61 ist zu sehen, dass die Domänenanzahl für diesen Bildausschnitt um das Doppelte gesteigert worden ist. Auffällig ist dabei, dass die Domänenbreite abnimmt.

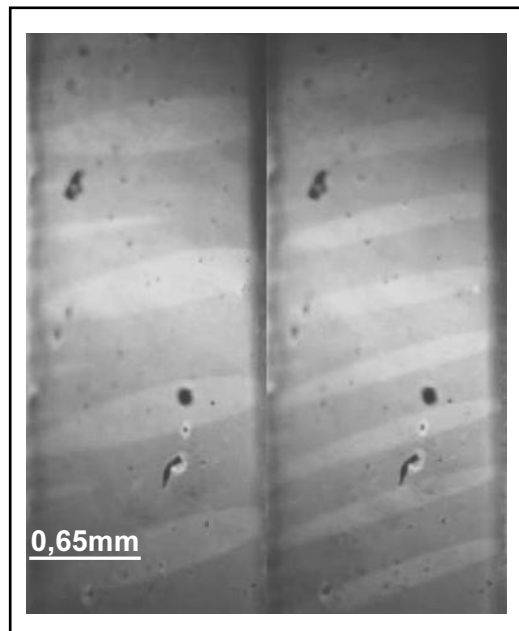


Abbildung 61: Domänenabbildung bei $H_{\text{ext}}=30e$; links: Ohne Magnetfeldimpuls, rechts: Mit einem einzigen Magnetfeldimpuls entlang der Achse

Wird die Domänendichte erhöht, so beobachtet man vereinzelt Versetzungen ganzer Domänen. Diese plötzlichen Platzänderungen geschehen auch während der Kontraktionsbewegung. Durch diese Sprünge entsteht eine kurzreichweitige Wechselwirkung mit den angrenzenden Nachbardomänen. In Abbildung 62 ist links ein Domänenmuster erhöhter Dichte dargestellt. Die Bewegung der untersten vier Domänen in Abhängigkeit einer unipolaren Pulssequenz ist rechts dargestellt. Die mittleren beiden Domänen (zwei und drei) führen eine kleine Versetzung bei ca. 120ns aus, während die Domänen eins und vier davon unbeeinflusst sind. Bei 200ns vollziehen die Domänen eins und zwei einen Sprung aus, der bei der Domäne drei nur noch gering und letztlich bei der Domäne vier gar nicht mehr auftritt.

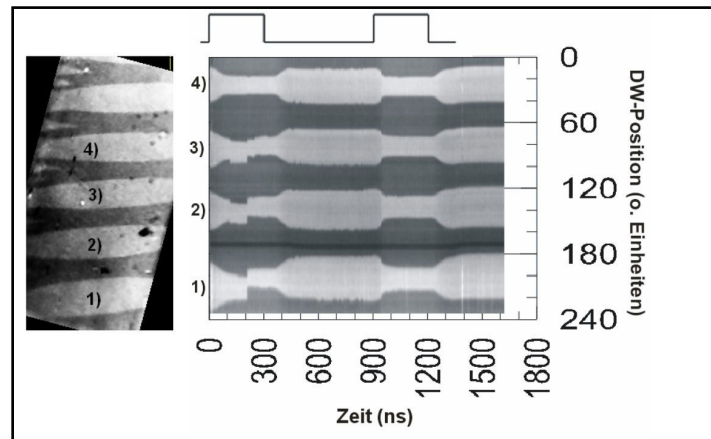


Abbildung 62: Links: Domänenabbildung, rechts: Domänenposition gegen die Zeit

8.3.5 Strominduzierte Bewegung

Mit einer normalen Videokamera wurden auch Domänenbewegungen in Längsrichtung der Probe beobachtet, die stroboskopisch keinen Kontrast liefern. Da sich die Bewegungsrichtung mit der Strompulsrichtung umkehrt, wurde geschlossen, dass hier der Strom selbst und nicht sein Oerstedfeld die Bewegungen verursacht. Diese Art der Domänenwanderung vollzieht sich daher *nicht* absolut reversibel, sondern stochastisch. Diese 'rolltreppenartige' Bewegung in Richtung des Stromes tritt nur für eine bestimmte Strom-Magnetfeld-Kombination auf (s. Abbildung 50). Die Pulswiederholffrequenz wurde dabei im niedrigen Frequenzbereich ($f=1-100\text{Hz}$) gewählt. Die Flankensteilheit der Pulse von maximal 5ns entspricht Frequenzen von 80MHz , so dass der Skin-Effekt berücksichtigt werden muss und der Strom während der Transienten in die magnetische Schicht verdrängt wird. Die Domänen werden von Strompuls zu Strompuls in die Richtung des Stromes geschoben. Diese Bewegungssequenz kommt nicht zum Stillstand, sondern es entspringen an scheinbar willkürlichen Stellen der Probe immer neue Domänen, die diese Bewegung vollführen und an anderer Stelle der Probe wieder verschwinden. Berger [4] beschrieb eine strominduzierte Bewegung schon 1979 (s. Kapitel 2.3.3). Dieser Effekt ist von Bedeutung bei der Speicherung einzelner Bits in magnetische RAMs oder der zukunfts-trächtigen neuen Speichermethode des 'Racetracks' von S. Parkin (s. Kapitel 3.2).

Die rolltreppenartige Bewegung ist in Abbildung 63 anhand einer Bildmontage dargestellt.

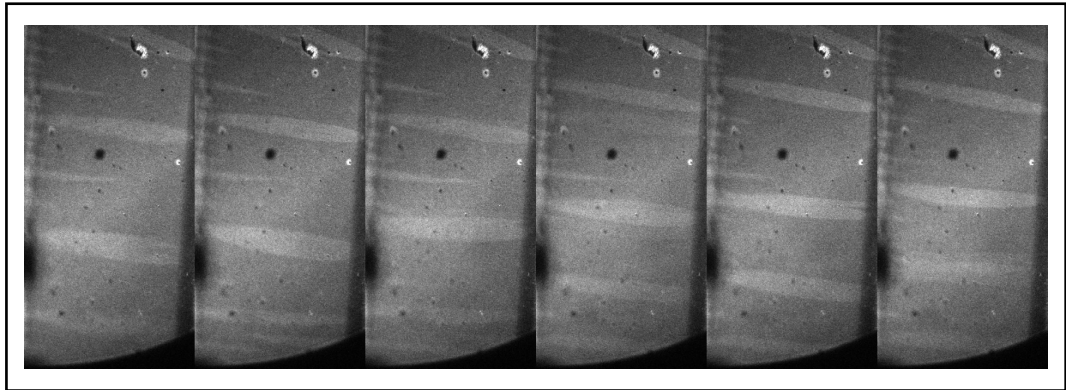


Abbildung 63: Bild-Sequenz zur Veranschaulichung der strominduzierten Domänenbewegung bei einem zeitlichen Abstand von $10\mu\text{s}$ zwischen zwei Aufnahmen

Besonders an den mittleren beiden Domänen ist die Fortbewegung zu erkennen. Die Domänen werden für jeden einzelnen Puls ein Stück nach oben getrieben. Der zurückgelegte Weg pro Impuls-, kann dabei durch Störstellen in der Schicht behindert werden. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bildern ist $10\mu\text{s}$ bei einer Puls-Frequenz von 100Hz . Der Beweis für die strominduzierte Bewegung konnte letzten Endes anhand des doppelseitigen Kerraufbaus verifiziert werden, bei dem die gleichgerichteten gegenüberliegenden Domänen für einen Impuls in eine Richtung getrieben werden konnten. Bei einer magnetischen Einzel-Schicht konnte diese Bewegung ebenfalls beobachtet werden. Diese Schicht besaß allerdings einen Widerstand von 130Ω , so dass ein Hochspannungsnetzteil dafür nötig war. Die Schwellenamplitude war bei dieser Einzelschicht ca. 600V .

9 Zusammenfassung

Die Arbeit befasst sich mit zeitaufgelösten Domänenbewegungen in einem amorphen weichmagnetischen gesputterten Drei-Lagen-Schichtsystem. Dieses Schichtsystem weist die Struktur eines Sandwichs auf, indem das leitende Material zwischen zwei magnetischen Materialien eingebettet ist. Als weichmagnetische Schichten wurde $(\text{Co}_{94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12,5}$ (at %) verwendet. Motiviert wurde diese Untersuchung durch die Verwendung des Schichtsystems als Magnetfeldsensor, unter Ausnutzung des GMI-Effektes (verwandt mit dem nobelpreis-trächtigen GMR-Effekt). Es zeigte sich ein maximaler GMI-Effekt von 220%, mit einer sehr großen Empfindlichkeit von 180%/Oe, der im Vergleich zur Literatur im oberen Drittel anzusiedeln ist. Charakterisiert wurden diese Sensoren mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effektes (MoKE) und dem Rastertunnelmikroskopie (STM).

Das STM gab Aufschluss über die Oberflächenstruktur der Schichten, die für einen großen GMI-Effekt eine hohe Dichtestruktur und eine geringe Rauigkeit aufweisen müssen. Der magnetooptische Kerr-Effekt wurde für Hystereseaufnahmen und letztlich zum Studieren von Domänenbewegungen verwendet. Die Schichten zeichnen sich besonders durch eine klare Domänenstruktur mit hohem Kontrast und keinerlei kristalliner Anisotropie aus. Daher sind diese Schichten ein Paradebeispiel für den Mechanismus der Aufspaltung einer Probe in Domänen.

Auffällig ist die geometrische Gestalt der Domänen, die geformt ist wie eine Linse. Die Domänenwände zeigen eine zum Teil starke Krümmung in der Ebene. Zur Beobachtung beider magnetischer Schichten (untere und obere Schicht), wurde der Kerr-Aufbau mit einem zweiten völlig separaten longitudinalen Kerr-Aufbau versehen. Das Schichtsystem wurde auf Glas aufgebracht. Die Probe wurde an einem Pulsgenerator angeschlossen und befand sich in einem externen Magnetfeld senkrecht zur Probenachse. Mit diesem Aufbau konnte man sehen, dass wenn sich die Domänen auf der einen Seite bewegen, die andere Seite in Sättigung ist. Wechselwirkt das Oerstedfeld des Stromes destruktiv mit dem äußeren Feld, so führen die Domänen induzierte Bewegungen aus. Ist die

Ausrichtung der beiden Felder dagegen konstruktiv, so befindet sich die Schicht in Sättigung.

Ein verblüffendes Ergebnis zeigte der doppelseitige Kerr-Aufbau für gegenüberliegende Domänen in der oberen und unteren Schicht. Entgegen der Erwartung sind gegenüberliegende Domänen gleichgerichtet. Für bestimmte Einstellungen von Stromamplitude und externen Magnetfeld, konnte man über die Digitalkamera trotz angelegter Pulssequenz lediglich ein statisches Domänenmuster beobachten. Um diesen Sachverhalt zu prüfen, wurde ein zeitaufgelöstes, stroboskopisches Aufnahmesystem entwickelt, wodurch man in der Lage ist, die Domänenbewegung während des Strompulses zu beobachten. Mit diesem Messsystem sind äußerst Kerr-kontrastreiche Aufnahmen möglich, wenn die Bewegungsabläufe absolut reproduzierbar sind, wie unter den gewählten Bedingungen die Regel war.

Es konnte schnell festgestellt werden, dass man zweierlei Arten von induzierten Bewegungsvorgängen unterscheiden muss. Die magnetfeldinduzierte Bewegung bewirkt eine Expansion und Kontraktion der Domänen, beschrieben schon in den 70er Jahren von Straubel et al. Drei verschiedene, absolut reproduzierbare Bewegungsszenarien, treten bei der Magnetfeld induzierten Art auf: a) gedämpfte Bewegung, ist der beobachtete Regelfall, b) ungedämpfte Bewegung ist nur bei sehr breiten Domänen beobachtbar, bei denen die Wandbewegung lediglich der Reibung unterliegen, c) Versetzungen ganzer Domänen längs der Achse. Die experimentell gemessenen Bewegungsabläufe a) und b) konnten auf der Grundlage von Straubels Berechnungen fast quantitativ simuliert werden.

Neben den strikt reproduzierbaren Bewegungsabläufen a) bis c) wurden stochastische Prozesse beobachtet, bei denen ganze Domänen in Stromrichtung verschoben werden. Es resultiert eine abfilmbare rolltreppenartige Bewegung der Domänen. Diese Art der Bewegung wird als direkt strominduziert interpretiert, wie von L. Berger 1979 vorausgesagt.

Die Stromdichte bei diesen Bewegungsabläufen liegt dabei im Bereich von 10^7 A/m^2 , was im Vergleich zu Domänenbewegungen in Permalloy-Materialien um einen Faktor 1.000 niedriger ist.

9.1 Ausblick

Es zeigte sich, dass die amorphen gesputterten Schichten exzellent zum Studieren von Bewegungsabläufen von Domänen geeignet sind. Bei einem Vorschlag für eine neue magnetische Speichermethode (Racetracks) werden magnetische Domänen als Datenbits, die durch einen (Nano)-Draht mittels Strompulse bewegt werden, verwendet. Strominduzierte Bewegungsabläufe in weichmagnetischen Materialien von magnetischen Domänen sind daher von hohem wissenschaftlichem Interesse. Die wohl entscheidendste Frage für kommerzielle Anwendungen ist: Wie verhalten sich die Bewegungseffekte bei deutlicher Reduktion der Abmessungen der Schichten? Dies war leider aus Zeitgründen nicht mehr möglich. Sowohl die strominduzierte Bewegung als auch die bidirektionalen Domänensprünge werfen noch viele Fragen auf, z. B.: Wieso tritt die rolltreppenartige Bewegung nur für einen schmalen externen Magnetfeldbereich auf? Oder warum geschehen die plötzlichen Versetzungen ganzer Domänen?

Ein interessanter Effekt konnte wegen der zu geringen Ortsauflösung nicht weiter untersucht werden. Die Auswertung mittels eines Linescan über Domänenwände, zeigte an deren Positionen Überhöhungen im Kontrast (s. Abbildung 64 (rechts)). Bei der Annahme von Blochwänden dreht sich die Magnetisierung möglicherweise aus der Ebene heraus und man erhält einen Beitrag des polaren Kerr-Effektes. Beim blau markierten Linescan sind die Domänenwände so dicht zusammen, dass hier keine Struktur mehr aufgelöst werden kann. Mit einer besseren Ortsauflösung wäre es wohl möglich die Domänenwand-Wechselwirkung und die Chiralität (s. Kap. 2.3.2) zu untersuchen.

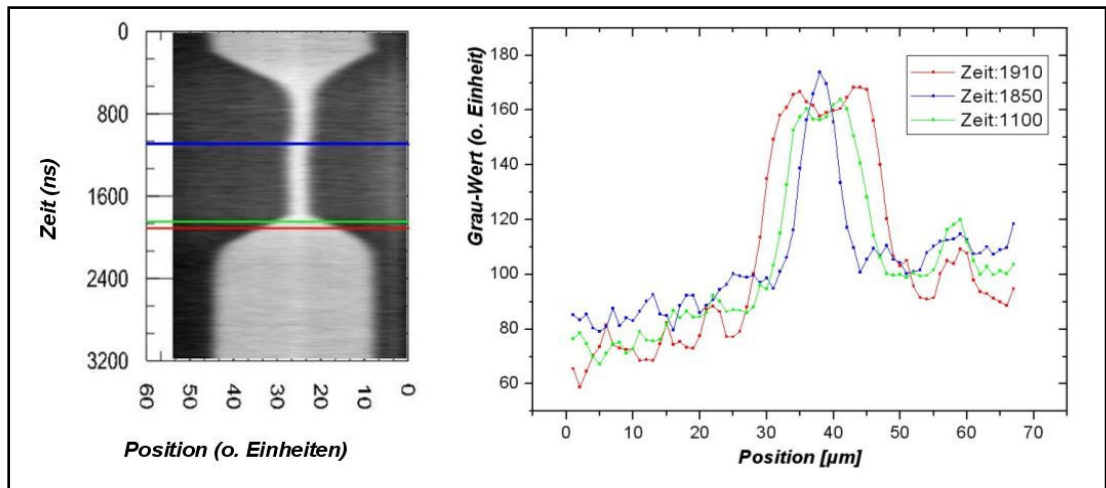


Abbildung 64: Domänenabbildung mit drei Linescans für verschiedene Zeiten (links), Kontrasterhöhung aufgrund der Drehung der Magnetisierung der Blochwände (rechts)

10 Literaturverzeichnis

- [1] *Andrä, W.*: Phys. Status Solid A 4, 381 (1971).
- [2] *Bauer, Martin*: Grundlagen und Strategien für schnelles schalten der Magnetisierung. Dissertation, Universität Kaiserslautern-DU386 2001.
- [3] *Berger, Luc*: Generation of dc and ac voltages by moving domain walls in ferromagnetic metals. Journal of Applied Physics, 50, 11, 7102-7107 (1979).
- [4] *Berger, Luc*: J. Appl. Phys. 50, 2137 (1979).
- [5] *Bode, Matthias*: Strukturelle und lokale elektronische Eigenschaften ultradünner Eisenfilme auf W(110). Dissertation, Hamburg 1996.
- [6] *Bode, M.; Heide, M.; von Bergmann, K.; Ferriani, P.; Heinze, S.; Bihlmayer, G.; Kubetzka, A.; Pietzsch, O.; Blügel, S. and Wiesendanger, R.*: "Chiral magnetic order at surfaces driven by inversionasymmetry", Nature 447, 190-193 (2007).
- [7] *Borge, Amruta*: Giant Magneto-Impedance Effect in thin Film Layered Structures. Dissertation, Universität B. S. Pune 2002.
- [8] *Buchmeier, Mathias*: Magnetische Schichtsystem: Veränderung statischer und dynamischer magnetischer Eigenschaften durch starke Zwischenschichtaustauschkopplung. Dissertation, Universität Köln 2003.
- [9] *Dehne, Christian; Fleischmann, Sebastian*: Rastertunnelmikroskopie. Praktikumsausarbeitung, 2003/2004; <http://www.fleischmann-netz.de/studium/fpi/fpi-12b.pdf>, abgerufen am 18.8.2008.
- [10] *Draeger, U.; Straubel, R.; Zietek, W. J.*: Phys. Status Solidi A 43, K113-K116 (1977).
- [11] *Fergen, Immanuel*: Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung weichmagnetischen Dünnschichten für Hochfrequenzanwendungen. Dissertation, FZKA 6796, Forschungszentrum Karlsruhe 2003.
- [12] *Güntherodt, Gernot*: Lehrstuhl für Experimentalphysik 2: Magnetooptischer Kerr-Effekt. Praktikumsanleitung. http://institut2a.physik.rwthachen.de/praktikum/Versuche/vers05_06-02-2008.pdf, abgerufen am 22.08.2008.
- [13] *Haak, Volker; Korte, Monika; Wardinski, Ingo*: Das ruhelose Magnetfeld der Erde - Was wir über den Geodynamo wissen. Magazin: Sterne und Weltraum, 2006, 22 ff.

- [14] *Hackl, Alexander*: Induktionseffekte in magnetischen Sensoren. Diplomarbeit, Universität Düsseldorf 2006.
- [15] *Halbedel, Bernd*: Versuchsanleitung. Magnetische Eigenschaften. Institut für Werkstofftechnik. Praktische Werkstoffe. Ausgabe 3, 2003, Technische Universität Ilmenau.
- [16] *Han, M.; Liang, D. F.; Deng, L. J.*: Materials. Science. 40, 5573-5580 (2005).
- [17] *Hartmann, Uwe*: Versuchsanleitung zum fortgeschrittenen Praktikum. Magnetische Domänen. Universität Saarland. <http://eeh.ee.ethz.ch/downloads/academics/courses/35-095-3.pdf>, 2004, abgerufen am 27.09.2004.
- [18] *Hausmanns, Britta*: Magnetowiderstand und Ummagnetisierungsprozesse in einzelnen Nanostrukturierten magnetischen Leiterbahnen. Dissertation, Universität Duisburg-Essen 2003.
- [19] *Hitachi, Metals*: FINEMEET[®], Nanocrystalline soft magnetic materials. <http://www.manz-electronic.de/index/download/FINEMETmaterials.pdf>, abgerufen am 27.06.2008.
- [20] *Hölzle, R.*: Magnetische Schichtsysteme. Zusammenstellung der Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses im Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [21] *Hölzle, R.*: Magnetismus von Festkörper und Grenzflächen. Zusammenstellung der Vorlesungsmanuskripte des 24. IFF-Ferienkurses im Forschungszentrum Jülich, 1993.
- [22] *Isfan, Lucian Marius*: Kerr-Effekt-Messungen an flüssigen Co₈₀Pd₂₀. Diplomarbeit, Universität Bonn 2001.
- [23] *Kugler, Michael; Hasenkopf, Andreas*: Magnetooptik und Magnetische Anisotropien. Praktikumsausarbeitung, Universität Regensburg 2006.
- [24] *Mandal, K.; Sinha, S.; Anil Kumar, P.*: J. Appl. Phys., 99, 033901 (2006).
- [25] *Mannan, Ali*: Growth And Study Of Magnetostrictive FeSiBC Thin Films For Device Application. Dissertation, Universität Sheffield 1999.
- [26] *Malàtek, Michal*: Magnetic Sensors based on Magnetoimpedance Effects. Dissertation, Universität Prag 2007.
- [27] *Mikuszeit, Nikolai*: Magnetische Anisotropien ultradünner Kobaltfilmen auf Kupfer (1113). Diplomarbeit, Universität Hamburg 2001.
- [28] *Mizuguchi, M. and Suzuki, Y.*: App.Phy. Letters: 91, 012507 (2007).

- [29] *Münster, E.*: Phys. Status Solidi A 35, 521 (1976).
- [30] *Peters, Achim*: Vorlesungsfolien: Experimentalphysik für Biologen und Chemiker. Humboldt-Universität Berlin. <http://www.physik.hu-berlin.de/qom/teaching-de/ws07bio>, abgerufen am 08.08.2008.
- [31] *Peters, Anastasia*: Untersuchung von katalytischen Reaktionen mit Hilfe der Rastertunnelmikroskopie. Seminarvortrag: Universität Heidelberg 2004.
- [32] *Pirota, K., et al.*: J. Magn. Mater, 202, 431-444 (1999).
- [33] *Pollmann, Michael*: Geometrische und elektronische Struktur von adsorbierten C₆₀-Fullerschichten auf der Au(110)-Oberfläche. Diplomarbeit: Universität Dortmund 1998.
- [34] *Prochotta, Joachim*: Praktikum Werkstoffkunde. Hysterese von ferromagnetischen Werkstoffen; FB 03 Fachhochschule Düsseldorf. http://www.et.fh-duesseldorf.de/home_prochotta/downloads/hysterese_2004_10_05.pdf, abgerufen am 15.07.2008.
- [35] *Regner, Nadja u. a.*: Vorlesungsskript: Einführung in die Experimentalphysik für Chemiker und Biologen, SoSe 2006, Ludwig-Maximilians Universität München. http://www-alt.physik.uni-muenchen.de/intranet/archiv/SoSe06/PNII/skript/v04_1.pdf, abgerufen am 13.03.2007.
- [36] *Schiefer, Christian*: HTSL beschichtete Bandleiter, Optimierung der Puffer- und YBCO-schicht Deposition. Diplomarbeit: Universität Wuppertal 2004.
- [37] *Schöne, Bernd*: Der Racetrack-Memory-Effekt- Mit Nanofäden Daten in drei Dimensionen Stapeln. Verfasst am 20.11.2007. <http://www.searchstorage.de/themenbereiche/storage-hardware/fundamente/articles/98674/>, abgerufen am 15.08.2008.
- [38] *Seidel, Paul*: Physik der Materie 2 – „Festkörperphysik“. Universität Jena.
- [39] *Straubel, R.; Maass, W.; Possel, W. and Zietek, W.*: J. Phys. Status Solidi A 22, 715 (1974).
- [40] *Strauss, Georg*: IKA-Reutte:Magazin für Elektrotechnik,2004: http://www.ika-reutte.at/elearning/Elektrotechnik_3_ika.pdf, abgerufen am 12.06.2007.
- [41] *Tannous, C., Gieraltowski, J.*: Giant Magneto-Impedance and its Applications. Dissertation, Universität de Bretagne Occidentale, 2003. http://arxiv.org/PS_cache/physics/pdf/0208/0208035v2.pdf, abgerufen am 12.09.2008.

- [42] *Tehranchi, Mohammad-mehdi; Mohseni, Seyed Majid*: Magnetoimpedance and magnetoinductance effect in $(\text{BiY})^3(\text{FeGa})^5\text{O}^{12}$ thin film. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 6, 2, 667-670 (2004).
- [43] *Tiwari, U; Ghosh, R.; Sen, P.*: Theory of magneto-optic Kerr effects. *Phys. Review B*, Vol. 49, No.3, 1994.
- [44] *Velleuer, Jonathan*: Transporteffekte in ultraweichmagnetischen Strukturen. Diplomarbeit, Universität Düsseldorf 2006.
- [45] *Vogel, Helmut*: *Gerthsen Physik*. 18. Auflage, Springer Verlag, 1995.
- [46] *Wolf, Georg*: Magnetooptische Untersuchungen zur Dynamik des Schaltverhaltens kleiner magnetischer Strukturen. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern 2007.
- [47] *Yakabchuk, Henadzi*: Detektion Superparamagnetischer Nanobeads und Nachweis von Biomolekülen Mittels GMI-Sensorik. Dissertation, Universität Düsseldorf 2008.

Anhang

A.1 *Diverse GMI-Messungen*

Im fortschreitenden Verlauf der Untersuchungen, bezogen auf den GMI-Effekt der Dünnschichtsysteme, sind weitere interessante Erscheinungen aufgetreten, die hier präsentiert werden sollen. Die Frage nach der Temperaturbeständigkeit der Dünnschichtsysteme wurde in früheren Arbeiten untersucht, in Anhang A.1.3. wird die Frage beantwortet, ob der Prozess der Temperung reversibel oder irreversibel für die entsprechenden Legierungen ist. Im Anhang A.1.2 wird ein Geometrie-Effekt beschrieben, der eine starke Änderung der Form der GMI-Kurven zeigt. Ein in der Literatur spärlich bzw. nicht dokumentierter Effekt ist der im Folgenden vorgestellte Alterungseffekt.

A.1.1 Alterungseffekt

Einen interessanten Effekt zeigt die Eisenlegierung im Hinblick auf die zeitliche Beständigkeit (Langlebigkeit) der Sensoren. Die Eisen-Verbindung offenbart einen Anstieg des GMI-Effektes in Abhängigkeit der Zeit. Der eigens genannte Alterungseffekt, tritt ab einer zeitlichen Dauer von ca. 20-30 Tagen ein. Voraussetzung ist, dass die Sensoren unterdessen keinerlei Beanspruchung, sei es von hohen Temperaturen, noch von mechanischer Behandlung erfahren. Die Lagerung der Schichten während dieser Zeitspanne geschieht an der Atmosphäre. Der Zustand (getempert/ungetempert) der Proben spielt dabei auch eine Rolle, wobei der Effekt allerdings bei beiden Zuständen auftritt. In Abbildung 65 ist der Alterungseffekt für eine getemperte Probe dargestellt. Der Effekt ist nicht sehr hoch, jedoch erkennt man, dass er zwischen 20 und 30 Tagen einsetzt und für höhere Frequenzen zunimmt. Rechts, in Abbildung 65 ist der GMI-Effekt über das Magnetfeld bei einer Frequenz von 7MHz abgebildet. Die Form der GMI-Kurve bleibt während des Eintritts des Effektes erhalten.

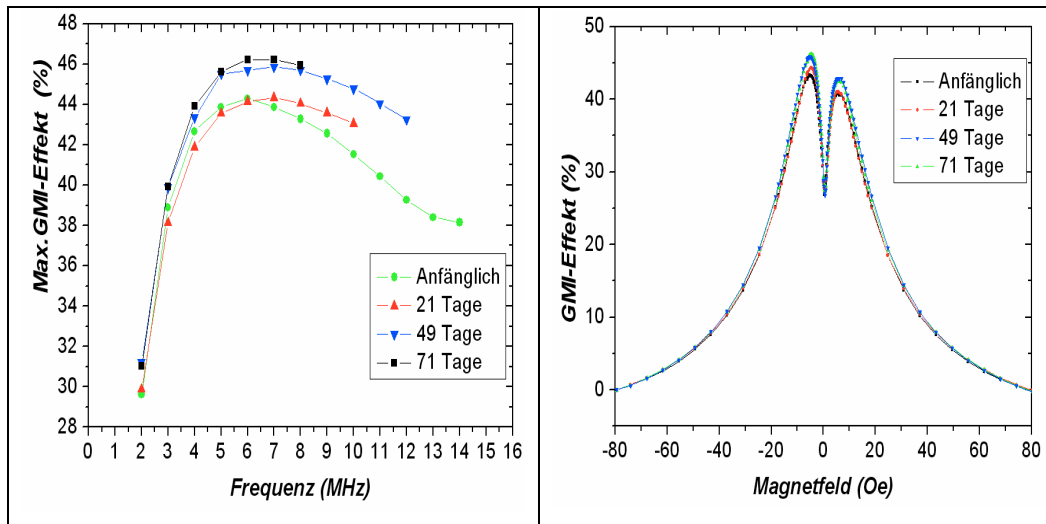


Abbildung 65: Alterungseffekt für eine getemperte Fe-Probe; links: maximaler GMI-Effekt über der Frequenz, rechts: GMI-Kurven über das Magnetfeld bei einer Frequenz von 7 MHz

In Abbildung 66 ist der Alterungseffekt für eine ungetemperte Probe dargestellt. Der Effekt fällt hier wesentlich größer aus und bleibt selbst über einen Zeitraum von über zwei Jahren erhalten.

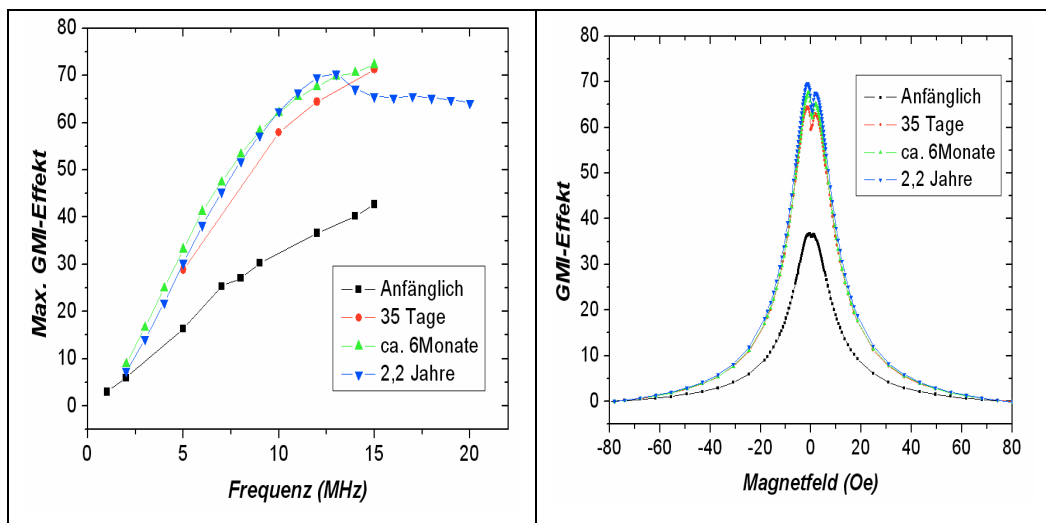


Abbildung 66: Alterungseffekt für eine ungetemperte Fe-Probe; links: Maximaler GMI-Effekt über der Frequenz, rechts: GMI-Kurven über das Magnetfeld bei einer Frequenz von 12 MHz

A.1.2 Geometrieabhängiger asymmetrischer GMI-Effekt

Die bisherigen GMI-Messungen weisen im Allgemeinen eine 'M-Form' (mit zwei Maxima) über das Magnetfeld auf. In der Literatur spricht man von 'Double-

Peak'-Gestalt. Die Form ist von vielen Faktoren abhängig, wie z. B. von der Zusammensetzung der Legierung, der Frequenz und der Anisotropie. Wie in Tabelle 2 und 3 dargestellt, wurde im Laufe dieser Arbeit die Geometrie der Schichten verändert. Es zeigte sich dabei, dass sich bei einer Länge von $>10\text{mm}$ und einer Breite des Leiters von $b>2\text{mm}$ eine Form-Veränderung in der GMI-Kurve bei höheren Frequenzen bewirkt. Unabhängig vom Zustand der Probe (getempert/ungetempert) tritt eine starke Veränderung der Kurvenform ein. Man beobachtet wie sich mit zunehmender Frequenz zwei weitere Peaks bei kleineren Magnetfeldern bilden. Gleichzeitig nimmt der Effekt ab, bzw. die gewöhnliche Form bildet sich zurück, bis sich letztlich die 'M-Form' zu einer 'W-Form' transformiert hat (s. Abbildung 67, links). Durch dieses 'Umklappen' der Kurvenform nimmt allerdings der eigentliche GMI-Effekt deutlich schneller mit steigender Frequenz ab als für alle anderen Geometrien (s. Abbildung 67, rechst).

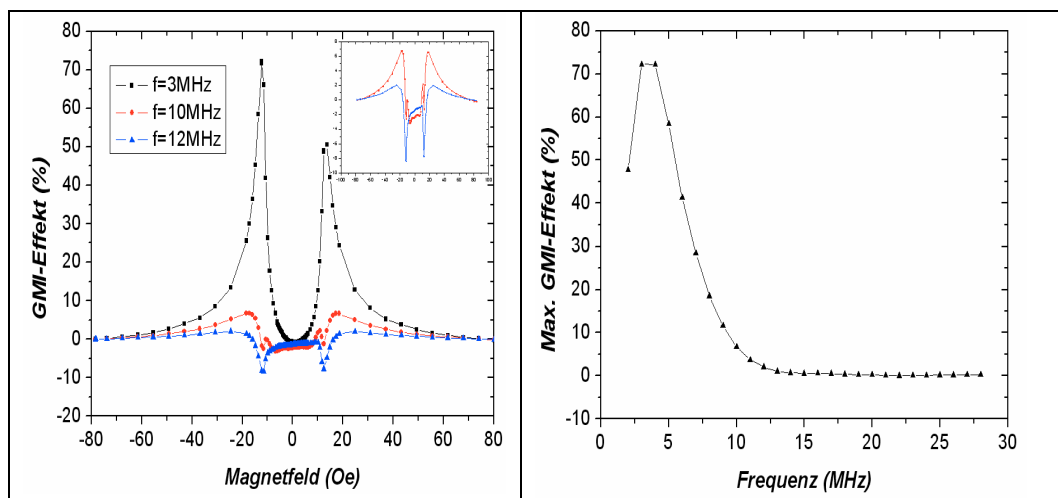


Abbildung 67: Links: asymmetrische GMI-Effekt für verschiedene Frequenzen, rechts: maximaler GMI-Effekt als Funktion der Frequenz

Da diese Reaktion nur abhängig von der Breite des Leiters ist, und nicht wie vermutet von den magnetischen Schichten, wurde dieser Effekt auch bei dem Hot-Dog-Typ beobachtet.

In der Literatur ist dieser geometrieabhängige asymmetrische GMI-Effekt (meines Wissens nach) nicht bekannt. Eine Änderung der Kurvenform ist in erster Linie durch mechanische Belastung und durch die Verwendung von unterschiedlichen magnetischen Materialien oder durch das Tempern mit induzierter Anisotropie bekannt. Pirota et al. [43] beobachtete ähnlich aufkommende Peaks

bei kleinen Magnetfeldern, allerdings nur bei getemperten Proben (Co-basierte Bänder) durch spannungsinduzierte transversale Anisotropie. Mandal et al. [24] zeigte an Co-basierten amorphen Drähten ein Umklappen der M-Form bei hohen Frequenzen (11MHz). Er beschrieb dies durch unterschiedliches Magnetisierungs- und Anisotropieverhalten von Domänen in verschiedenen Regionen des Drahtes. Die unterschiedliche Ausrichtung von Domänen in Kernnähe und Domänen in der Hülle des Drahtes ist aufgrund des Herstellprozesses gegeben. Dies ist für die gesputterten Schichten so jedoch nicht zutreffend und kann somit nicht als Erklärung dienen.

A.1.3 Temperungen

Im Verlaufe unzähliger Temperungen sind die Effekte meist verbessert worden. Es existieren jedoch auch Messungen in denen der Temperprozess nicht die gewünschte Wirkung (z. B. wegen falschen Parametern) offenbarte, in denen der Effekt – wenn überhaupt – nur sehr wenig verbesserte wurde. Die Co-Proben besaßen nun die Eigenschaft, dass sich durch eine erneute bzw. mehrmalige Temperung eine wesentliche Verbesserung einstellte. Die Co-Legierung zeigte somit ein reversibles Verhalten in Bezug auf Temperaturprozesse.

Auch eine Erniedrigung des GMI-Effektes bereits getemperter Co-Sensoren, durch z. B. Reinigungsprozesse im Ultraschallbad, war mittels einer erneuten Temperung zu revidieren. Abbildung 68 zeigt den Einfluss des erneuten Temperns (Nr. 2, bei gleichen Parametern). Trägt man den maximalen GMI-Effekt über die Frequenz auf (Abbildung 68 rechts), so ist zu sehen, dass der ursprüngliche Verlauf – wie vor der Beanspruchung – wieder erreicht wurde.

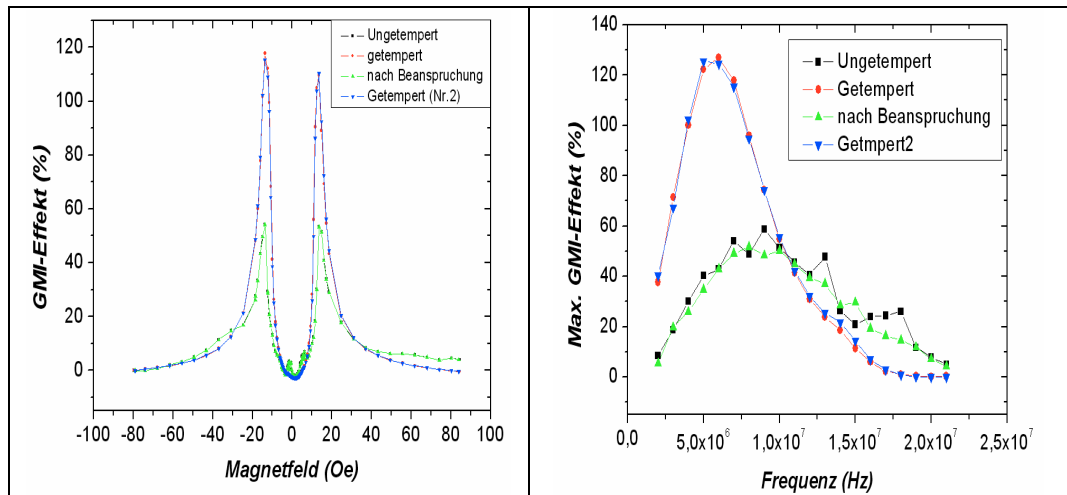


Abbildung 68: Einfluss des wiederholten Temperns, links: GMI-Effekt über dem Magnetfeld bei einer Frequenz von 6MHz, rechts: maximaler GMI-Effekt über der Frequenz bei einer Frequenz von 6MHz

Die Co-Legierung ist somit in der Lage ihre guten magnetischen Eigenschaften nach der Beeinträchtigung wieder vollständig zurück zu gewinnen.

Die Eisenlegierung hingegen präsentierte ein gegensätzliches Verhalten. Nach einmaligem Temperaturprozess einer Probe führt jedes weitere Mal zu einer Erniedrigung des Effektes.

In Abbildung 69 ist zu sehen, dass die 'Erst-Temperung' mit 100°C eine geringe Erhöhung des GMI-Effektes bewirkte. Jeder wiederholte Temperprozess, selbst bei der bisher optimalen Temperatur von $T=250^{\circ}\text{C}$, reduzierte den Effekt. Die Temperdauer wurde konstant gehalten bei 1h.

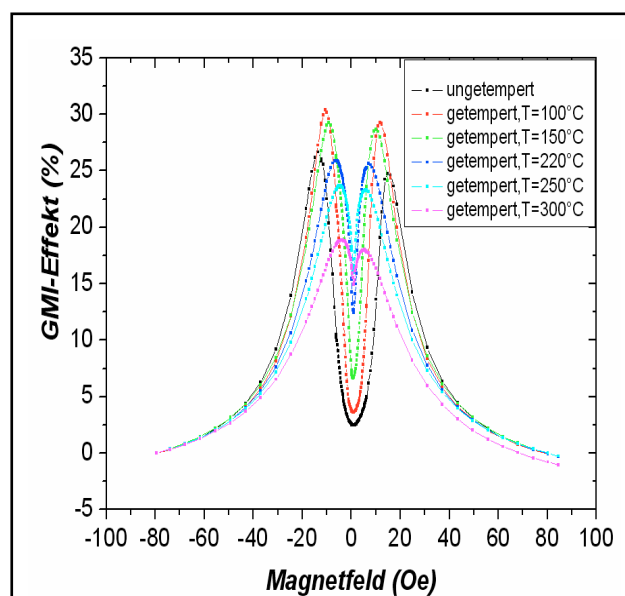


Abbildung 69: Einfluss des wiederholten Temperns auf die Eisenlegierung bei einer Frequenz von 6MHz

A.1.4 Stromabhängigkeit

Bei dem Einsatz der Schichtsensoren ist die verwendete Stromdichte und das dadurch erzeugte zirkulare Magnetfeld ausschlaggebend für den GMI-Effekt. Die im Institut der Angewandten Physik selbst hergestellten beschichteten Kupferdrähte (60-80 μm , mit 50 μm Kupferdraht) zeigt der GMI-Effekt eine immense Abhängigkeit von der Amplitude des durchflossenen Stromes. Schon geringe Änderungen von wenigen mA weisen Änderungen von 100 GMI-Prozent auf (s. Abbildung 70).

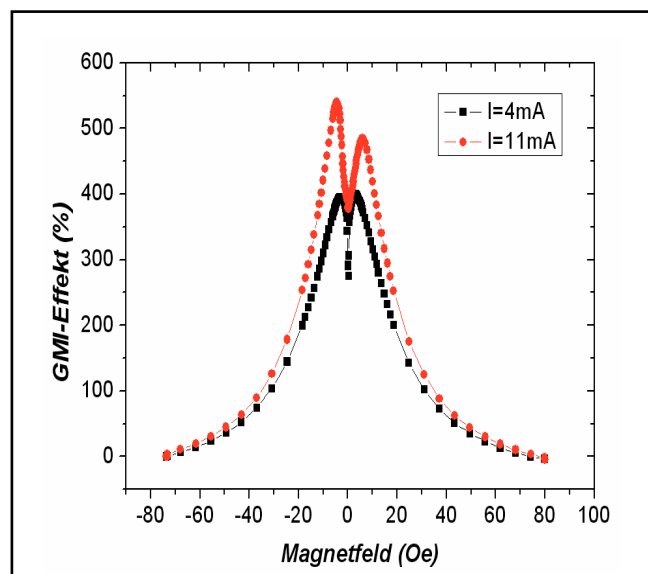


Abbildung 70: GMI-Effekt mit zwei verschiedenen Stromstärken für einen beschichteten Draht bei einer Frequenz von 2MHz

Betrachtet man nur die Stromdichte für die weichmagnetische Schicht, so ist diese (bei den Drähten mit 4mA Amplitude) in derselben Größenordnung wie die bei den dünnen Schichten mit einem Anregungsstrom von 0,6mA. Bei Veränderungen von einigen mA zeigt sich jedoch hier nahezu keine Änderung (s. Abbildung 71). Dieses Resultat spricht dafür, dass bei diesen Schichtsystemen⁹ schon bei geringen Stromamplituden ein Sättigungsfeld erzeugt wird.

⁹ Bei entsprechenden Dicken.

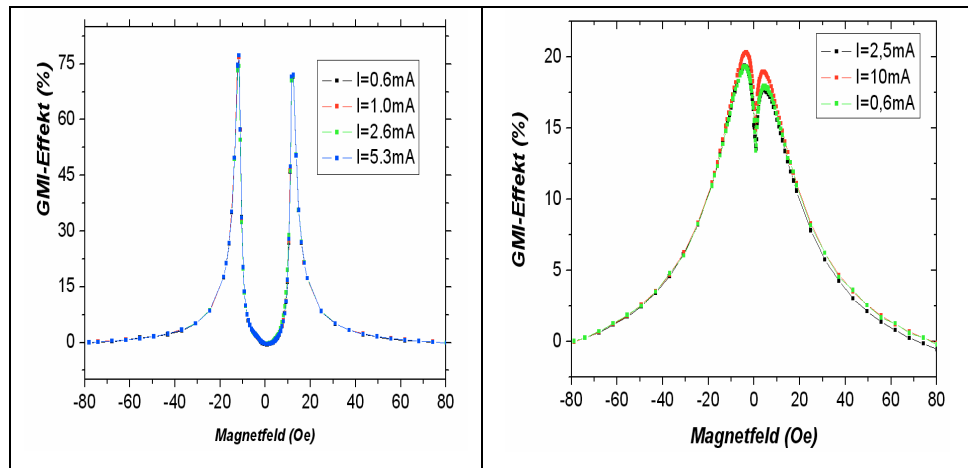


Abbildung 71: GMI-Effekt für verschiedene Stromstärken bei einer Frequenz von 2MHz;
links: Co-basiert, rechts: Fe-basiert

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich an Eides Statt durch meine Unterschrift, dass ich die vorstehende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe von mir angefertigt wurde. Alle Stellen, die ich wörtlich oder annähernd wörtlich aus Veröffentlichungen entnommen habe, wurden als solche kenntlich gemacht. Des Weiteren habe ich mich auch keiner anderen als der angegebenen Literatur oder nicht genannter Hilfsmittel bedient. Diese Doktorarbeit hat in dieser oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Düsseldorf, den 28. November 2008

(Schiefer, Christian)