

**Entwicklung der zeitaufgelösten Photoemissions
Elektronenmikroskopie für die Untersuchung
der Magnetisierungsdynamik von
mikrostrukturierten magnetischen Schichten**

**Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich für Physik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz**

**Diplom-Ingenieur Magister Alexander Krasnyuk
geb. in Kiew (Ukraine)**

Mainz, Dezember 2005

Teile der Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

Time-resolved photoemission electron microscopy of magnetic field and magnetisation changes

A. Krasnyuk, A. Oelsner, S.A. Nepijko, A. Kuksov, C.M. Schneider, G. Schönhense
Appl. Phys. A **76**, 863 (2003)

Real-time observation of magnetisation processes in magnetic thin films by means of time-resolved photoemission electron microscopy

A. Krasnyuk, A. Oelsner, S.A. Nepijko, A. Kuksov, C.M. Schneider, G. Schönhense
Microsc. Microanal. **9** Suppl. 3, 254 (2003)

Lateral resolving power of a time-of-flight photoemission electron microscope

S.A. Nepijko, A. Oelsner, A. Krasnyuk, A. Gloskovskii, N.N. Sedov, C.M. Schneider,
G. Schönhense
Appl. Phys. A **78**, 47 (2004)

Magnetisation changes visualized using Photoemission Electron Microscopy

A. Oelsner, A. Krasnyuk, D. Neeb, S.A. Nepijko, A. Kuksov, C.M. Schneider,
G. Schönhense
J. Electron. Spectr. Rel. Phenom. **137-140**, 751 (2004)

Image enhancement in photoemission electron microscopy by means of imaging time-of-flight analysis

A. Oelsner, A. Krasnyuk, G.H. Fecher, C.M. Schneider, G. Schönhense
J. Electron. Spectr. Rel. Phenom. **137-140**, 757 (2004)

Dynamics of magnetic stray fields during magnetization reversal of micrometer-sized Co dots

A. Krasnyuk, A. Oelsner, S.A. Nepijko, N.N. Sedov, A. Kuksov, C.M. Schneider,
G. Schönhense
Appl. Phys. A **79**, 1925 (2004)

Investigating magnetisation dynamics in permalloy microstructures using time-resolved X-PEEM

A. Kuksov, C.M. Schneider, A. Oelsner, A. Krasnyuk, D. Neeb, G. Schönhense, C. de Nadai, N.B. Brookes

J. Appl. Phys. **95**, 6530 (2004)

Incoherent magnetization rotation observed in subnanosecond time-resolving x-ray photoemission electron microscopy

C.M. Schneider, A. Kuksov, A. Krasnyuk, A. Oelsner, D. Neeb, S.A. Nepijko, G. Schönhense, I. Mönch, R. Kaltofen, C. de Nadai, N.B. Brookes

Appl. Phys. Lett. **85**, 2562 (2004)

Sub-nanosecond resolution x-ray magnetic circular dichroism photoemission electron microscopy of magnetization processes in a permalloy ring

D. Neeb, A. Krasnyuk, A. Oelsner, S.A. Nepijko, H.J. Elmers, A. Kuksov, C.M. Schneider, G. Schönhense

J. Phys.: Condens. Matter **17**, 1381 (2005)

Time-resolved X-ray photoemission electron microscopy: imaging magnetodynamics on the 100ps scale and below

C.M. Schneider, A. Kuksov, A. Krasnyuk, A. Oelsner, S.A. Nepijko and G. Schönhense

J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **144-147**, 967 (2005)

Transient spatiotemporal domain patterns in permalloy microstructures induced by fast magnetic field pulses

G. Schönhense, H.J. Elmers, A. Krasnyuk, F. Wegelin, S.A. Nepijko, A. Oelsner, C.M. Schneider

Nucl. Instr. and Methods, in print (2005)

Self-trapping of magnetic oscillation modes in Landau flux-closure structures

A. Krasnyuk, F. Wegelin, S.A. Nepijko, H.J. Elmers, G. Schönhense, M. Bolte, C.M. Schneider

Phys. Rev. Lett. **95**, 207201 (2005)

Inhaltverzeichnis

1	Einführung und historischer Rückblick	6
2	Theoretische Betrachtungen.....	10
2.1	<i>Domänen- und Wandstrukturen</i>	<i>10</i>
2.2	<i>Homogene und inhomogene Drehung der Magnetisierung</i>	<i>15</i>
2.3	<i>Die mikromagnetischen Grundgleichungen</i>	<i>18</i>
3	Photoemissions Elektronenmikroskopie mit Synchrotronstrahlung	20
3.1	<i>Zirkularer magnetischer Röntgendiffraktion.....</i>	<i>20</i>
3.2	<i>Photoemissions Elektronenmikroskop</i>	<i>24</i>
3.2.1	<i>Technische Charakterisierungen des Elektronenmikroskops</i>	<i>24</i>
3.2.2	<i>UHV-Anlage und Vakuumtechnik</i>	<i>26</i>
3.2.3	<i>Diskussion der Bildaufbereitung.....</i>	<i>29</i>
4	Zeitaufgelöste Messtechnik.....	36
4.1	<i>Zeitaufgelöste Photoemissions Elektronenmikroskopie in Kombination mit dem zirkularen magnetischen Röntgendiffraktion</i>	<i>36</i>
4.2	<i>Hochfrequenztechnik und Anwendungen</i>	<i>39</i>
4.2.1	<i>Charakterisierung der koplanaren Wellenleiter</i>	<i>40</i>
4.2.2	<i>Pulsgeneratoren und Hochfrequenzzuführungen</i>	<i>41</i>
5	Ergebnisse und Diskussion	44
5.1	<i>Zeitaufgelöste Beobachtung magnetischer Felder</i>	<i>44</i>
5.1.1	<i>Einfluss der Lorentzkraft auf die Domänenabbildung</i>	<i>44</i>

5.1.2	<i>Quantitative Bestimmung der Streufelder von Co-Mikrostrukturen mittels Lorentz-PEEM</i>	45
5.2	<i>Beobachtung von transienten raumzeitlichen Domänenmustern in Permalloy-Mikrostrukturen</i>	52
5.2.1	<i>Verbreiterung von Domänenwänden infolge von präzessionaler Remagnetisierung</i>	53
5.2.2	<i>Bildung von transienten Domänenwänden und transienten Vortizes</i>	58
5.2.3	<i>Schnelle Ausbildung eines gestreiften Domänenmusters (inkohärente Drehung)</i>	62
5.3	<i>Metastabile Zustände</i>	65
5.4	<i>Beobachtung von erzwungenen Schwingungen in der Nähe von stehenden Spinwellen-Eigenmoden</i>	68
6	Zusammenfassende Diskussion und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	80
	Abkürzungsverzeichnis	85

1 Einführung und historischer Rückblick

Heutzutage spielt die Information eine besonders wichtige und sehr oft entscheidende Rolle in unserer modernen Gesellschaft. Dieses Phänomen hat sogar einen speziellen Begriff „Informationsgesellschaft“ bekommen. Tatsächlich ist die Information überall: Wir fühlen, sehen und greifen sie und die natürliche menschliche Eigenart sorgt dafür, dass wir die Information nach unseren Bedürfnissen behandeln. Der in den letzten Jahrzehnten enorm zunehmende Informationsfluss erhebt immer wieder neue Forderungen an die Informationstechnologien; d.h. die Notwendigkeit, den Datenfluss schneller zu bearbeiten, zwingt die Forscher neue Lösungen des vorliegenden Problems zu finden. Dabei geht es nicht nur um die Verbesserung der Software sondern auch um die gleichzeitige Verbesserung der technischen Charakteristik der Datenträger. Die prominenten Firmen der Welt investieren riesige Beiträge in die Informationstechnologien. Dieses Segment der Wirtschaft nimmt die letzten Jahrzehnte immer mehr zu.

Für unsere Weiterbetrachtung ist das Marktsegment von Datenträgern interessant. Die magnetischen Datenträger halten heutzutage die führende Position in diesem Segment, der Magnetismus beherrscht diese Branche, und diese Tendenz wird nach Einschätzung der Spezialisten noch mehrere Jahrzehnte andauern. Die Erforschung der fundamentalen physikalischen Fragestellungen lässt sich hier mit praktischen Anwendungen für die Industrie kombinieren.

Wenn wir die heutigen Technologien für die Herstellung von Datenträger analysieren, sehen wir den vorliegenden Übergang von Mikrotechnologie zur Nanotechnologie, die sich mit der Herstellung, Erforschung und Nutzung extrem kleiner Strukturen in der Größenordnung von wenigen nm bis 100 nm beschäftigt. Im Fall der Nanotechnologie geht es nicht nur um die einfache Miniaturisierung der Elemente sondern auch um die gezielte Gestaltung der Materialeigenschaften. Ein wesentlicher Aspekt ist darin zu sehen, dass im Nanomaßstab nicht mehr die gleichen Gesetze, wie für makroskopische Systeme gelten. Das eröffnet ganz neue Möglichkeiten für die bekannten aber jetzt kleiner dimensionierten Materialien. Das Prinzip ist einfach: Nimmt man statt einer kontinuierlichen dicken magnetischen Schicht eine gleiche aber strukturierte Schicht im Nanometerbereich, so lassen sich ganz neue faszinierende Eigenschaften beobachten. Ein gutes Beispiel für die Anwendung der Nanotechnologie ist die Nutzung des GMR-Effektes (Giant Magnetoresistance), welcher im Forschungszentrum Jülich entdeckt wurde [PGR88]. Im Jahr 1988 wurde festgestellt, dass abwechselnde extrem dünne magnetische und nichtmagnetische

Schichten, die einen Schichtstapel darstellen, ihren elektrischen Widerstand abhängig vom Magnetfeld sehr stark verändern. Später wurde eine Anwendung dieses Effektes in den Leseköpfen von Festplatten gefunden. Dieses Beispiel zeigt eine erfolgreiche Umwandlung des entdeckten Effektes in die technologische Anwendung. Aber sehr oft ist die Forschung umgekehrt auf die notwendige Technologie hinorientiert. Eine zentrale Aufgabe ist die Entwicklung von Methoden, die die gewünschte Forschung ermöglichen.

In der vorliegenden Arbeit geht es um die Entwicklung der zeitaufgelösten Photoemissions Elektronenmikroskopie (TR-XMCD-PEEM) für die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von mikrostrukturierten magnetischen Schichten. Dazu wurde eine laut der gestellten Aufgabe angefertigte Sonderausrüstung zur Hochfrequenztechnik (siehe Kap. 4) in die Grundkonfiguration des elektrostatischen FOCUS-IS-PEEM installiert, erprobt und in mehreren Schritten optimiert.

In erster Linie war die entwickelte TR-XMCD-PEEM als Synchrotronbasierte Methode konzipiert. Das Experiment basiert auf der Nutzung des XMCD-Kontrasts mit Hilfe des zirkularpolarisierten Lichts von Synchrotronstrahlungsquellen (Elektronenspeicherringen BESSY II (Berlin) und ESRF (Grenoble)) für die dynamische Darstellung der magnetischen Domänen während der ultraschnellen Magnetisierungsvorgänge. Für solche Untersuchungen war es notwendig, die Zeitauflösung der Methode in den ps-Bereich zu bringen, siehe Kap. 4.1. Durch erfolgreiche Optimierung der Hochfrequenztechnik und Anpassung der Synchronisation zwischen Experiment und Synchrotron wurde letztendlich eine Zeitauflösung erreicht, die im wesentlichen durch die Breite der Photonenpulse der Synchrotronquelle limitiert war, siehe Kap. 4.1.

Für die Erprobung der Methode wurden verschiedene Modi bei verschiedenen Synchrotronstrahlungsquellen (BESSY und ESRF) ausgenutzt. Der Singlebunch Modus bei BESSY und der 16-Bunch Modus der ESRF (siehe Kap. 4.1) wurden durch eine niedrige Repetitionsrate der Lichtpulse charakterisiert. Diese Modi erlauben daher im allgemeinen eine vollständige magnetische Relaxation der Domänenstruktur und wurden für die Beobachtungen von transienten raumzeitlichen Domänenmustern in Permalloy-Mikrostrukturen verwendet, siehe Kap. 5.2. Andererseits erlaubte der Multibunchbetrieb im low- α Modus bei BESSY die Beobachtung von erzwungenen Schwingungen in der Nähe von stehenden Spinwellen-Eigenmoden, siehe Kap. 5.4.

Für das genannte Experiment zur zeitauflösenden Magnetisierungsdynamik wurde eine komplett neue Anlage (siehe Kap. 3.2.2) aus Mumetall aufgrund der strengen

Anforderungen an die externen Magnetfelder, die die Resultate des Experiments verfälschen könnten, zusammengebaut.

Die entwickelte TR-PEEM-Methode demonstriert ein Potenzial für die Untersuchungen der ultraschnellen Ummagnetisierungsprozesse, die zurzeit stark in das Zentrum des Interesses rücken, siehe [YAC00, MBO01, BHI02, JPP03, AKR03, JVO03, HST04, SBC04, CMS04, JRA05, DCH05, AKR05].

Technologisch setzen magnetische Aufnahmetechniken, fortgeschrittene magnetische Speicherelemente und die Spinelektronik viele Vorgaben für ein tiefes Verständnis und eine vollständige Kontrolle von schnellen Magnetisierungs-Umkehrprozessen auf der Nano- und Sub-Nanosekunden Zeitskala. Mehr grundlegende Fragen sind verbunden mit magnetischen Anregungen (Eigenmoden) und Dämpfungsprozessen in kleinen begrenzten magnetischen Strukturen [SOD01, JJO02, STA02, TMC03]. Das Verhalten von kleinen magnetischen Mikrostrukturen in eindomänigen Zuständen – oft im Rahmen eines Makrospinmodells betrachtet – ist relativ gut verstanden und ist nahezu vollständig bestimmt durch die sog. „gyromagnetische Remagnetisierung“, d.h. eine Präzessionsbewegung des magnetischen Moments in Folge eines Drehmoments auf die Magnetisierung. Die Situation wird jedoch komplizierter für strukturierte weichmagnetische Filme, welche ihre Streufeldenergie minimalisieren, in dem sie eine inhomogene Magnetisierungsverteilung ausbilden. In Dünnschicht-Quadraten oder Rechtecken ist der energetisch günstigste Zustand durch eine Landau-Lifshitz Struktur gegeben, welche sich durch minimierte Streufeldenergie auszeichnet (englisch: flux-closure pattern).

Das Verhalten für langsam variierende Magnetfelder (quasi-statische Remagnetisierung) ist recht gut verstanden. In diesem Regime folgt die Magnetisierung nahezu instantan dem angelegten Feld über die Nukleation und Bewegung von Domänenwänden und Vortizes, Magnetisierungsrotation und Barkhausen-Sprünge. Solche Prozesse wurden ausführlich von Hubert und Schäfer diskutiert [AHU98] und wurden im Detail mittels quasi-statischer Kerr-Mikroskopie untersucht.

Das Hochfrequenzverhalten von Magnetisierungsstrukturen ist vom quasi-statischen Regime sehr verschieden. Es treten magnetische Eigenmoden auf, die verschiedene Signaturen besitzen. In jüngster Zeit wurden Wandmoden, Vortexmoden oder Normalmoden (englisch: center modes) von mehreren Autoren mittels zeitaufgelöster Kerrmikroskopie, mittels Photoemissionsmikroskopie (XMCD-PEEM) und mittels Transmissions-Röntgenmikroskopie nachgewiesen und untersucht.

Neben den magnetischen Eigenmoden und ihren charakteristischen Hochfrequenz-Anregungsspektren gibt es weitere markante Differenzen zwischen der magnetischen Response einer vorgegebenen Dünnschicht-Mikrostruktur auf ein gepulstes externes Magnetfeld im Vergleich zu dem quasi-statischen Fall. Dies betrifft die Erscheinung von transienten spatio-temporalen (raumzeitlichen) Domänenmustern und besonderen Detailstrukturen in diesen Mustern, welche im quasi-statischen Fall nicht auftreten. Im Rahmen dieser Arbeit werden Beispiele solcher Domänenmuster in Permalloy-Mikrostrukturen von verschiedenen Formen und Größen untersucht und diskutiert. Ferner wurde eine erzwungene Normalmode im Detail untersucht, welche sich durch Verschiebung einer 180° -Néelwand stabilisiert.

2 Theoretische Betrachtungen

Bei Ummagnetisierungsvorgängen muss man drei zum Teil eng miteinander verknüpfte Mechanismen unterscheiden, die mit Wandverschiebung, inhomogener Drehung und homogener Drehung bezeichnet werden. In Wirklichkeit sind die Wandverschiebungen eng mit inhomogenen Drehungen verbunden, so dass man beide nicht ohne weiteres voneinander trennen kann. Ummagnetisierung durch Wandverschiebung ist dann vorhanden, wenn der größere Teil des Volumens durch die Verschiebung von Domänenwänden ummagnetisiert wird, auch wenn die dazu benötigten Ummagnetisierungskeime durch inhomogene Drehungen gebildet werden. Der Ummagnetisierungsvorgang durch inhomogene Drehung ist dadurch gekennzeichnet, dass Teilvolumen durch Drehung der spontanen Magnetisierung ummagnetisiert werden und durch anschließende Wandverschiebungen nur kleine Volumenvergrößerungen erfahren. Ummagnetisierung durch homogene Drehung ist vorhanden, wenn die gesamte Probe unter dem Einfluss eines äußeren Feldes durch eine Drehung der pauschalen Magnetisierung mit konstantem Betrag ummagnetisiert wird. Sie ist bei homogenen magnetisierten Proben und da nur dann zu beobachten, wenn die Impulsfeldstärke größer als das Anisotropiefeld und die Keimbildungsenergie oder Keimbildungszeit genügend groß sind. Außerdem muss die leichte Achse der Magnetisierungsrichtung eine Komponente senkrecht zum Ummagnetisierungsfeld besitzen.

2.1 Domänen- und Wandstrukturen

Die Untersuchung der Domänenstruktur einer ferromagnetischen dünnen Schicht ist ein direkter Weg zur genauen Kenntnis von Einzelheiten der Ummagnetisierungsvorgänge in diesen Systemen. Die Aufgabe der Domänentheorie ist das Auffinden der Zusammenhänge zwischen den beobachteten Strukturen und den die statische Lage der Magnetisierung in einem ferromagnetischen Kristall bestimmenden Grundgesetzen. Dabei soll das Magnetisierungsvektorfeld durch Variation der Gesamtenergie, d.h. der Summe aus Austausch-, Anisotropie-, magnetoelastischer und magnetostatischer Energie, unter Berücksichtigung von Randbedingungen bestimmt werden. In vielen komplizierten Fällen wird die Domänenstruktur durch Inhomogenitäten der Proben bestimmt, deren Einfluss die Theorie nur schwierig abschätzen kann.

Das einfachste Modell stellt eine Wand zwischen zwei Bereichen homogener Magnetisierung dar. Die Kenntnis der Magnetisierungsverteilung in einer solchen Wand und damit ihrer Flächenenergiedichte ermöglicht weiter die Bestimmung der Gleichgewichtslagen der Wände in Modellen mit vielen Bereichen und hat auch für Analysen der Ummagnetisierungsvorgänge eine grundsätzliche Bedeutung. Die Wechselwirkung zwischen den Wänden kann vernachlässigt werden, wenn die Entfernungen zwischen Wänden sehr viel größer als die Wandbreiten sind.

Bloch [FBL32] hat als erster die Breite und Energie einer Wand berechnet. Das Modell einer Wand zwischen antiparallel magnetisierten Bereichen in einem großen, magnetisch einachsigen Kristall haben später Landau und Lifshitz [LLA35] vorgeschlagen. Die magnetische Energie dieser Wand ist minimal, wenn die Wand parallel zur Achse leichter Magnetisierbarkeit orientiert ist und wenn auch innerhalb der Wand die Magnetisierung parallel zur Wandebene bleibt. Die Gesamtenergie kann man dann berechnen aus

$$E_w = \int [A \cdot (d\mathcal{G}/dx)^2 + K \cdot \sin^2 \mathcal{G}] dV, \quad (2.1)$$

wobei \mathcal{G} den Winkel zwischen der Magnetisierung und der leichten Achse beschreibt; A ist die Austausch- und K die Anisotropiekonstante, x die Koordinate senkrecht zur Wandebene. Diese Energie nimmt für

$$\sin \mathcal{G} = \text{Arch}(x / \delta_0) \quad (2.2)$$

ein Minimum an ($\delta_0 = \sqrt{A/K}$). Die Flächenenergiedichte dieser Wand ist $\varepsilon_0 = 4 \cdot \sqrt{A \cdot K}$. Die Konstanz der zur Wand senkrechten Magnetisierungskomponente bedeutet in diesem Fall, dass in der Wand keine magnetischen Raumladungen entstehen. Es entstehen aber Flächenladungen in den Bereichen, wo die Wand die Oberfläche trifft, siehe Abb. 2.1. In dünnen Schichten, deren Dicke mit der Wandbreite vergleichbar ist, haben diese Ladungen einen entscheidenden Einfluss.

Néel [LNE55] hat als erster gezeigt, dass die Energiezunahme der Blochwände in sehr dünnen Schichten so groß ist, dass dort Wände mit Raumladungen energetisch günstiger werden. In diesen Néel-Wänden bleibt die zur Schichtoberfläche senkrechte Magnetisierungskomponente gleich null. Das Néel'sche Modell zur Abschätzung der Streufeldenergie – ein homogen magnetisierter elliptischer Zylinder mit Breite W und Dicke D (siehe Abb. 2.1)- stellt den Übergang zur Néelwand als eine Ummagnetisierung in die

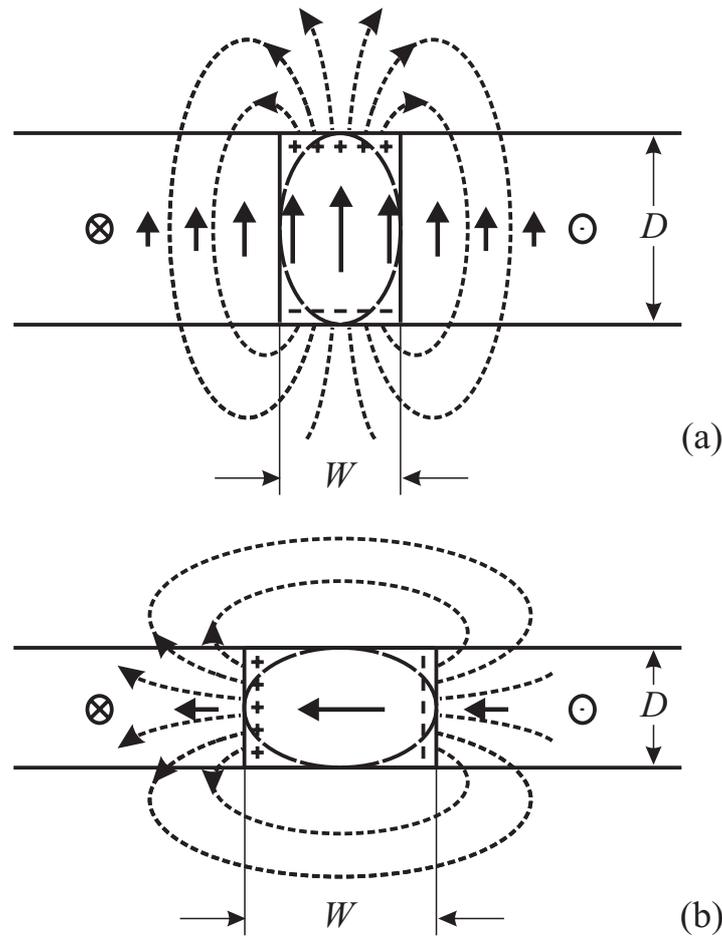


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von Blochwand (a) und Néelwand (b) in einer Schicht der Dicke D .

Richtung des kleineren Entmagnetisierungsfaktors dar. In diesem Fall kann der Entmagnetisierungsfaktor entlang der vertikalen Magnetisierungsrichtung laut der Arbeit [AHU98] für die Bloch-Wand als $N_{Bloch} = W / (W + D)$ abgeschätzt werden. Es wurde gezeigt, dass für $W > D$ die Entmagnetisierungsenergie ansteigt und die Néelwand energetisch günstiger ist. Der Entmagnetisierungsfaktor für diese Wand ist $N_{Néel} = D / (W + D)$, welcher kleiner als N_{Bloch} für $W > D$ ist.

Solange die Wand magnetische Ladungen trägt, ist es möglich, ihre magnetostatische Energie durch Teilung der Wand in Abschnitte mit abwechselnd entgegengesetztem Drehsinn, zu vermindern. Die Übergänge zwischen den Abschnitten werden Blochlinien genannt [EFE62].

In Néelwänden wird die Substruktur durch Schließung des magnetischen Flusses in den benachbarten Bereichen, in denen sich die Magnetisierung neigen kann, weiter begünstigt,

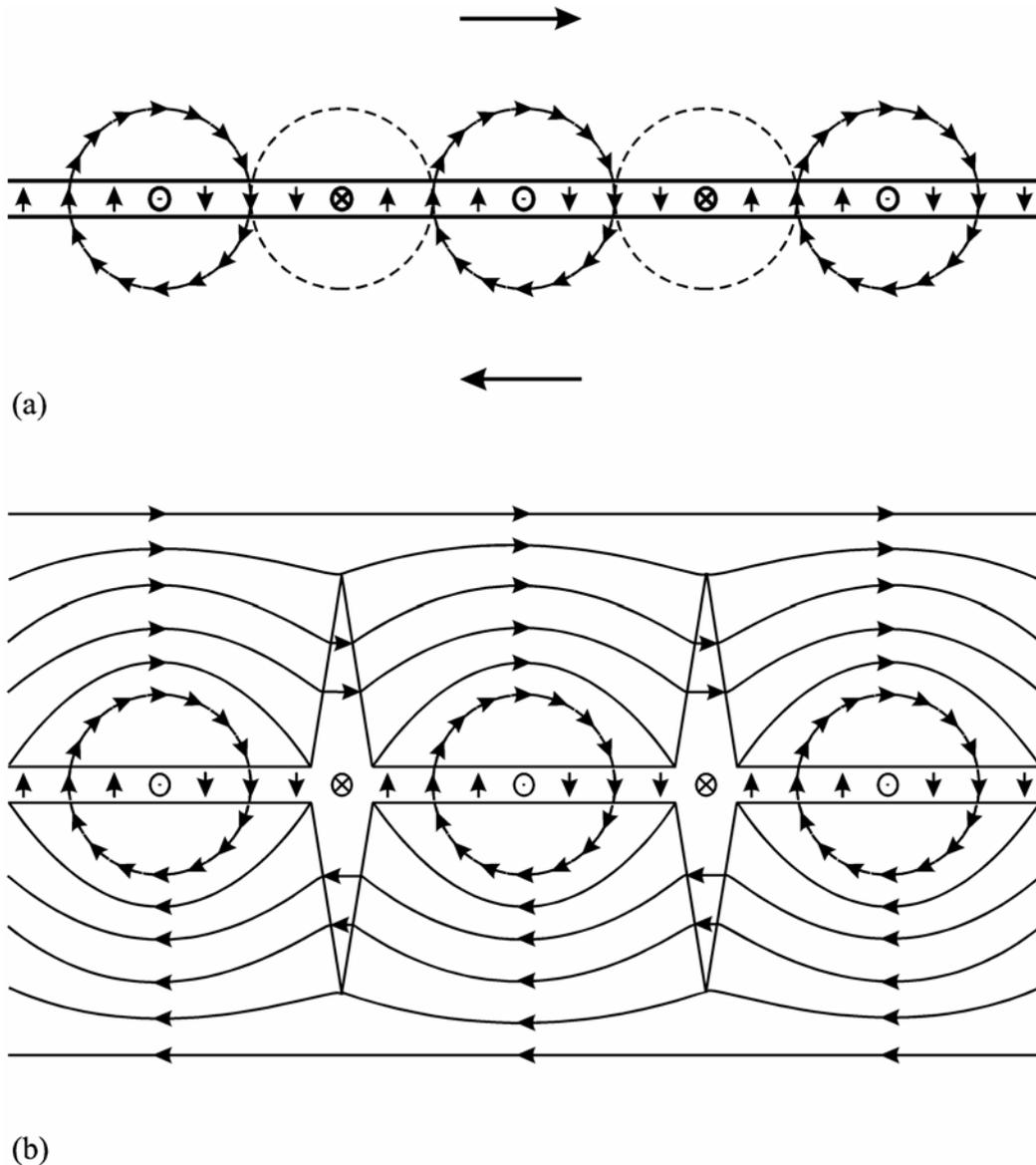


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Magnetisierungsverlaufes um eine 180°-Néelwand ohne Querwände (a) und mit Querwänden (b) (Stachelwand-Muster) (nach [EEH58]).

führt aber zur Entstehung des komplizierten Stachelwand-Musters (siehe Abb. 2.2, nach [EEH58]). Middelhoeks [SMI61] hat gezeigt, dass die Haupt- sowie die Querwand in der Nähe des Schnittpunktes aus 90°-Néelwänden bestehen. Die Energie einer solchen Stachelwand wurde auf 60% der Energie einer Néelwand ohne Berücksichtigung der Energie der Blochlinien abgeschätzt.

Feldkeller [EFE62] hat eine besondere Rolle der Blochlinien als Element der magnetischen Struktur dünner Schichten gezeigt. Es wurden drei Möglichkeiten des Auftretens von Blochlinien illustriert: in Wänden zwischen unterschiedlich drehenden

Wandteilen, als Endpunkt blind endender Wände und als Achsen bzw. Begrenzungen von Magnetisierungswirbeln.

Das vorherrschende Phänomen in dünnen Schichten ist die starke magnetische Anisotropie. Sie nimmt Einfluss auf die Größe der magnetischen Domänen, der Domänenwände und entscheidet damit über den Ummagnetisierungsprozess. Dabei sind verschiedene Mechanismen für das Zustandekommen der Anisotropie zu berücksichtigen:

- *Kristallanisotropie oder magnetokristalline Anisotropie:* Im kristallinen Festkörper liegt die Magnetisierung bevorzugt entlang gewisser Kristallachsen. Diesen Beitrag zur Anisotropie nennt man Kristallanisotropie und die Ursache dafür ist die Spin-Bahn Kopplung, die den Spin an das Kristallgitter koppelt.
- *Formanisotropie oder Entmagnetisierungsanisotropie:* Im kristallinen Festkörper liegt die Magnetisierung aber nicht nur entlang gewisser Kristallachsen, sondern auch in Richtungen, die durch die makroskopische Form des Körpers bestimmt sind. Diesen Beitrag zur Anisotropie nennt man Formanisotropie, die der Kristallanisotropie überlagert ist. Die Entmagnetisierungsanisotropie ist die reine Folge der klassischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung.
- *Oberflächenanisotropie bzw. Grenzflächenanisotropie:* Wenn die massiven Proben betrachtet werden, sind die Volumensysteme so groß, dass die Beiträge innerer und äußerer Oberflächen zur Anisotropieenergie vernachlässigbar sind. Aber dies ändert sich im Fall niedrig dimensionaler Systeme, wie die dünnen Schichten, deren Eigenschaften durch die Oberflächen oder Grenzflächen bestimmt sind. Für solche Schichten hat Néel [LNE54] aufgrund eines phänomenologischen Paarwechselwirkungsmodells darauf hingewiesen, dass die Reduktion der Symmetrie zu einem stark modifizierten Beitrag der Anisotropieenergie führt: Oberflächenanisotropie. Es wurde gezeigt, dass sich die Atome, die sich in der Umgebung einer Grenzfläche befinden, einer anderen lokalen Umgebung ausgesetzt sehen als die Volumenatome, und dass daraus zusätzliche Beiträge zur magnetischen Anisotropie erwachsen; z. B die Grenzflächenanisotropie ist einige Größenordnungen größer als die Volumenanisotropie der kubischen Volumenkristalle Eisen (Nickel).
- *Induzierte Anisotropie:* Einige ferromagnetische polykristalline dünne Schichten (wie Permalloy) weisen eine zeitlich veränderliche einachsige magnetische Anisotropie auf. Die Entstehung solcher Anisotropie wurde von ihrer Entdeckung an in Verbindung gebracht mit einem bei der Herstellung der Schichten in der Schichtebene wirkenden

Magnetfeld, dessen Richtung die Vorzugsachse festlegt. Dasselbe gilt für ihre zeitliche Veränderung, d.h. Zunahme der Anisotropie im Feld parallel und Abnahme im Feld lotrecht zur Vorzugachse. In Arbeiten von N.V. Kotel'nikov [NVK57] und M. Takahashi [MTA59] wurde das äußere Magnetfeld für die Entstehung der einachsige Anisotropie (magnetfeldinduzierte) verantwortlich gemacht. Hingegen zeigt die frühere Arbeit von W. Kaufmann [WKA11], dass auch im Felde Null hergestellte Schicht die einachsige Anisotropie besitzen kann. Die weiteren genauen Untersuchungen dieses Phänomens führen zum Schluss, dass nicht das äußere Magnetfeld, sondern die spontane Magnetisierung der Schicht selbst die Entstehung und zeitliche Veränderung der Anisotropie bedingt [WAN60]. Also geht es in diesem Fall um keine magnetfeldinduzierte, sondern um M_s -induzierte (spontane) Anisotropie. Die Wirkung des Magnetfeldes besteht nur darin, dass sich die spontane Magnetisierung unter demjenigen in der gesamten Schicht einheitlich ausrichtet.

- *Magnetoelastische Anisotropie:* In Wirklichkeit hat ein Kristall einen elastischen Freiheitsgrad, d.h. sein Volumen und seine Form sind veränderlich, und seine Atome sitzen nicht fest auf ihren Gleichgewichtslagen, sondern führen kleine Schwingungen aus. Man unterscheidet *statische* (zeitunabhängige: z.B. Magnetostriktion, äußere Spannungen) und *dynamische* (zeitabhängige: z.B. Magnondispersion, Spin-Gitter-Relaxation) *magnetoelastische Phänomene*.

Bei einem Teil der Permalloyschichten geschieht die Ummagnetisierung längs der leichten Achse weder durch kohärente Magnetisierungsdrehung noch durch reine Wandverschiebung. Vielmehr beginnt sie mit einer inhomogenen Rotation, die in begrenzten Schichtteilen in unterschiedlichem Drehsinn erfolgt, nach kleinen Winkeln jedoch blockiert wird und erst durch anschließende Wandverschiebung vollendet wird. Das gleiche gilt für praktisch alle Permalloyschichten unter größeren Winkeln zur leichten Achse.

2.2 Homogene und inhomogene Drehungen der Magnetisierung

In der Theorie der *homogenen Drehung* wird in erster Näherung angenommen, dass die Spins in einem räumlichen Bereich des Festkörpers parallel ausgerichtet sind und bei der Ummagnetisierung gemeinsam eine Drehbewegung in eine Richtung ausführen. Der wesentliche Unterschied zwischen *homogenen* und *inhomogenen* Ummagnetisierungsprozessen besteht darin, dass bei der homogenen Drehung die

Magnetisierung der gesamten Probe eine Drehbewegung ausführt. Dagegen wird bei der inhomogenen Drehung die Ummagnetisierung eines Einzelbereiches durch die Streufelder der umliegenden Bereiche und die Austauschwechselwirkung an den Grenzen der Bereiche beeinflusst.

In erster Linie betrachten wir die Ummagnetisierung einer dünnen Schicht durch *inhomogene Drehung*. Fast alle feinkristallinen Schichten mit Magnetisierung in der Schichtebene zeigen im remanenten Zustand nach Sättigung längs der leichten Achse eine eindomänige Struktur. Laut der für ideale einachsige anisotrope Schichten gültigen Theorie der Ummagnetisierung müsste diese durch homogene, d.h. kohärente Rotation vor sich gehen und damit die eindomänige Struktur erhalten bleiben. Praktisch alle Schichten werden trotzdem in diesem Fall durch inhomogene, d.h. inkohärente mit mehrdomäniger Struktur verbundene Rotation ummagnetisiert. Dieses Verhalten kann:

- auf dem inhomogenen Feld des Schichtendes beruhen, das zur Entstehung von Ummagnetisierungskeimen führt, die durch einfache Wandverschiebung wachsen;
- seine Ursache in den Mikroinhomogenitäten der Schicht haben, deren Einfluss auf die Magnetisierungsdrehung zur Entstehung von Wänden im Inneren der Schicht führt.

Das Auftreten von Magnetisierungsinhomogenitäten setzt voraus, dass Energieanteile existieren, die ein Aufsplittern der homogenen Magnetisierung begünstigen. Es liegen verschiedene Gründe für dieses Auftreten von Magnetisierungsinhomogenitäten:

- *Anisotropieinhomogenitäten*: Am häufigsten werden lokale Schwankungen der Anisotropie als Grund für das Auftreten der inhomogenen Rotation genannt. Dabei kann sowohl die Orientierung der leichten Achse als auch die Größe der Anisotropiekonstanten die Inhomogenitäten aufweisen. Bei polykristallinen Schichten ist die Orientierung der Kristallanisotropie von Korn zu Korn verschieden. In besonderen Fällen kann sogar die Symmetrie wechseln. Als Beispiel können Co-Schichten dienen, in denen gleichzeitig die hexagonale und die kubische Modifikation existieren können. Hinzu kommt noch, dass M_s -induzierte Anisotropien gleichfalls von der Kristallorientierung abhängig sind, ebenso Oberflächenanisotropien. Abschließend soll man bemerken: die Möglichkeiten für Anisotropieschwankungen sind so zahlreich, dass es äußerst unwahrscheinlich ist, eine reale Schicht mit

homogener Anisotropie zu finden. Das könnte ein Grund dafür sein, dass die Experimente oft eine inhomogene Drehung der Magnetisierung gezeigt haben.

- *M_s -Inhomogenitäten:* Lokale Variationen im Betrag der spontanen Magnetisierung M_s können in doppelter Hinsicht inhomogene Drehungen der Magnetisierung verursachen. Einerseits richtet sich das Drehmoment $\mathbf{M}_s \times \mathbf{H}_p$ nach dem Betrag der spontanen Magnetisierung und weist im Maße der M_s -Inhomogenitäten lokale Schwankungen auf, die Winkelabweichungen der Magnetisierung hervorrufen können. Andererseits sind die M_s -Inhomogenitäten im allgemeinen mit dem Auftreten von magnetischen Ladungen verbunden. Ein einfaches Beispiel für solche Inhomogenitäten ist die Schichtkante. Dort sind Ladungen vorhanden, sobald eine \mathbf{M}_s -Komponente senkrecht zur Kante vorliegt. Eine ähnliche Situation ergibt sich für Löcher oder Schichtdickenschwankungen und ebenso für lokale M_s -Variationen infolge von Legierungsinhomogenitäten. Diese Ladungen verursachen einen zusätzlichen Energieanteil, deren Dichte im allgemein ortsabhängig ist.
- *Ortsfeste Inhomogenitäten der Magnetisierung:* Die Ummagnetisierung im Fall der ortsfesten Magnetisierungsinhomogenitäten kann man studieren, wenn man voraussetzt, dass die Schicht in feste Gebiete unterteilt ist, innerhalb deren die Magnetisierung homogen rotiert. Die Magnetisierungsinhomogenitäten sind bei diesem Modell in sehr engen Übergangsgebieten lokalisiert, die beim Ummagnetisierungsvorgang fixiert bleiben. Die Abb. 2.3 zeigt einfache Beispiele von solchen Unterteilungen.

Bei einem Teil der Permalloyschichten geschieht die Ummagnetisierung längs der leichten Achse weder durch kohärente Magnetisierungsdrehung noch durch reine Wandverschiebung. Vielmehr beginnt sie mit einer inhomogenen Rotation, die in begrenzten

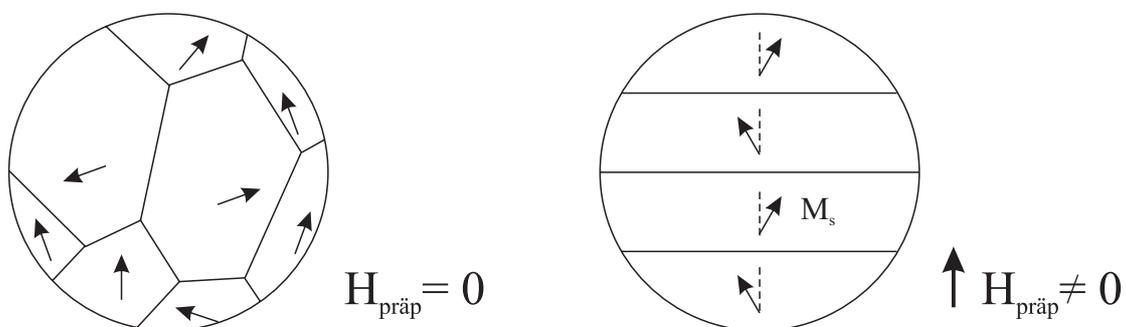


Abbildung 2.3: Bereichsunterteilung von Schichten. Die mittlere Anisotropieachse ist durch gestrichelte Geraden gekennzeichnet, von der die lokale Anisotropie abweicht.

Schichtteilen in unterschiedlichem Drehsinn erfolgt, nach kleinen Winkeln dennoch blockiert wird und erst durch anschließende Wandverschiebung vollendet wird. Ein spezieller Fall des Blockierungsvorgangs wird im Kap.5.2.3 diskutiert.

Im Falle sehr kleiner Anisotropie treten bei Ummagnetisierung unter großen Winkeln zur leichten Achse oder längst der schweren Achse einfache Konfigurationen (Keimbildung und Wandverschiebung längst der schweren Achse oder Keimbildung nur am Rand und homogene Rotation des restlichen großen Bereiche) auf.

2.3 Die mikromagnetischen Grundgleichungen

Um das experimentell untersuchte Verhalten an Permalloy-Mikrostrukturen zu verstehen, beschreiben wir zunächst, wie eine Landau-Lifshitz Domänenstruktur in einem strukturierten dünnen Film auf einen externen Feldpuls reagiert. In Übereinstimmung mit den experimentellen Daten wählen wir eine Geometrie, in welcher das Pulsfeld \mathbf{H}_p entlang einer der Ecken der Mikrostruktur ausgerichtet ist, siehe Abb. 2.4.

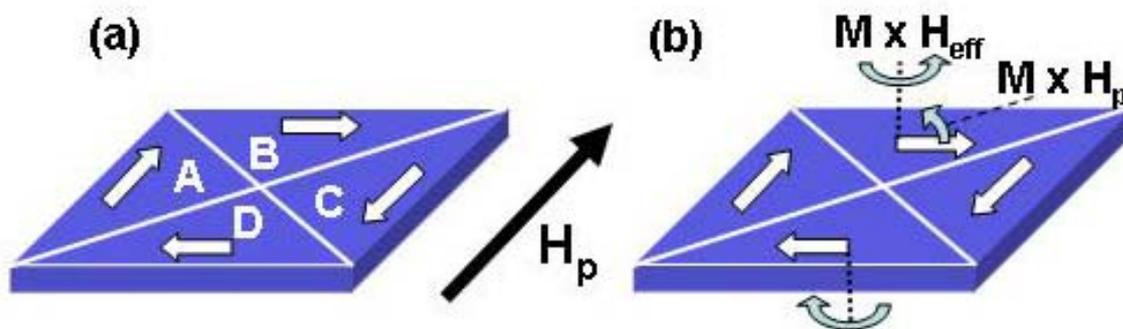


Abbildung 2.4: Drehmoment, welches auf die Magnetisierungsstruktur eines Dünnelementes in einem Landau-Lifshitz-Grundzustand wirkt. \mathbf{H}_p bezeichnet den Feldpuls, \mathbf{M} die lokale Magnetisierung.

Die zeitabhängige Response der Magnetisierung wird beschrieben durch die phänomenologische Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung, [TLG55] welche äquivalent zu einem Makrospin ist, der auf ein effektives magnetisches Feld reagiert:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \left(\mathbf{M} \times \frac{d}{dt} \mathbf{M} \right). \quad (2.3)$$

Die Präzession der Magnetisierung \mathbf{M} um das totale effektive Feld \mathbf{H}_{eff} wird durch den ersten Term beschrieben, wobei γ_0 das gyromagnetische Verhältnis ist, welches auch die

Präzessionsfrequenz $\omega_0 = \gamma_0 \cdot \mathbf{H}_{eff}$ bestimmt. Dieser Term hat die Form eines Drehmoments, welches zunächst die Magnetisierung durch den externen Feldpuls \mathbf{H}_p aus der Ebene dreht. Anschliessend präzediert die Magnetisierung um \mathbf{H}_{eff} . Dabei ist \mathbf{H}_{eff} die Summe von externem Feld, entmagnetisierendem Feld und Anisotropiefeldern. Im Regime der schnellen und ultraschnellen Magnetisierungsdynamik überwiegen die drehmoment-getriebenen Prozesse gewöhnlich über allen anderen Prozessen, die durch Energieminimalisierung getrieben sind. Das effektive Feld ist die partielle Ableitung der totalen Energiedichte:

$$\mathbf{H}_{eff} = \delta \mathcal{E}_{tot} / \delta \mathbf{M} \quad (2.4)$$

Der zweite Term in Gleichung (2.3) quantifiziert die Dämpfung (Relaxation) mittels des phänomenologischen Dämpfungsparameters α . In dieser Arbeit diskutieren wir die Wirkung von „starken“ Magnetfeldpulsen, welche nichtlineare Anregungen mit großen Amplituden (d. h. großen Präzessionswinkeln) hervorrufen.

Der Vortex-Zustand (Landau Grundzustand) in Abb. 2.4(a) hat eine inhomogene Magnetisierungsverteilung, charakterisiert durch Domänen und Domänenwände. Daher gibt es, unabhängig von der Richtung des externen Magnetfeldes, immer einen Bereich, in welchem eine Komponente des Magnetisierungsvektors senkrecht auf dem externen Feld steht. In der in Abb. 2.4(b) dargestellten Situation wirkt kein anfängliches Drehmoment auf die Magnetisierung in Domänen A und C. Domäne A hat eine verschwindende Suszeptibilität, weil \mathbf{M} parallel zu \mathbf{H}_p ausgerichtet ist, welches den energetisch günstigsten Zustand darstellt. Auch in der antiparallelen Domäne C wirkt kein anfängliches Drehmoment. Das maximale Drehmoment wirkt auf die Domänen mit $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_p$, d. h. B und D. Obwohl Domäne C die höchste Energie bezüglich des angelegten Feldes hat, d. h. sie ist energetisch am ungünstigsten, wirkt kein anfängliches Drehmoment auf diese Domäne, solange sie im Idealfall exakt antiparallel zum Pulsfeld magnetisiert ist. Durch die Reaktion der Domänen B und D entsteht in der Folge ein entmagnetisierendes Feld \mathbf{H}_e welches in der zeitlichen Entwicklung des Pulses auch ein Drehmoment auf Domäne C ausübt (siehe Kapitel 5.2.2).

3 Photoemissions Elektronenmikroskopie mit Synchrotronstrahlung

Seit den 1930er Jahren [MKN32a, MKN32b, BRÜ33a] dient die Emissions-Elektronenmikroskopie (EEM) als nützliche Methode für die Untersuchung von Oberflächen und später von Eigenschaften dünner Filme von verschiedenen Materialien. Eine historisch entwickelte Richtung der Methode ist die Photoemissions Elektronenmikroskopie (PEEM), die in der vorliegenden Arbeit für die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von mikrostrukturierten magnetischen Schichten erweitert wurde.

Für unsere Betrachtung ist es notwendig, die vorliegende Terminologie zu definieren. In der englischsprachigen Literatur benutzen mehrere Verfasser die Abkürzung „EEM“ und meinen gleichzeitig sowohl *die Emissions Elektronenmikroskopie* als auch *das Emissions Elektronenmikroskop*; dieselbe Situation ergibt sich für andere *Methoden* und *Geräte* (PEEM, LEEM usw.). Um Missverständnisse zu vermeiden, werden wir weiter auch an diesen etablierten Regeln festhalten. Alle benutzten Abkürzungen sind in einem Abkürzungsverzeichnis am Ende der Arbeit (Seite 85) zusammengefasst.

In diesem Kapitel werden die existierenden Potenziale von PEEM bei Anregung mit Röntgenstrahlung (X-PEEM) und die Grundlagen des zirkularen magnetischen Röntgendifferenzismus bezüglich der Erforschung von magnetischen dünnen Schichten geschildert.

3.1 Zirkularer magnetischer Röntgendifferenzismus

Der niederenergetische Röntgenbereich der Synchrotronstrahlung wird für vielfältige spektroskopische Untersuchungen angewandt [IFF92]. In diesem Energiebereich können sowohl die Elektronen als auch Phononen eines Festkörpers angeregt werden: Die elektronische Struktur, kollektive Anregungen und die Schwingungsmoden von Festkörpern und Adsorbaten lassen sich erforschen. Das Spektrum der elektronischen Anregungen bzw. die Information über die elektronische Struktur des Festkörpers und seiner Oberfläche kann direkt mit Photoemission, teilweise mit zusätzlicher Auflösung des Winkels und des Spins der emittierten Elektronen experimentell bestimmt werden. Unterschiedliche Absorption von links- und rechtszirkularpolarisierter Strahlung in magnetisierter Materie ermöglicht einen direkten Zugriff zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften. Dieser Effekt ist als zirkularer magnetischer Röntgendifferenzismus (die internationalen Bezeichnungen MCXD,

CMXD, XCMD oder **XMCD**: **X**-ray **M**agnetic **C**ircular **D**ichroism) benannt und wurde im Jahr 1987 experimentell entdeckt [GSC87, IFF93]. Die Abb. 3.1 zeigt ein mit dem X-PEEM aufgenommenes Absorptionsspektrum, das den XMCD-Effekt illustriert. Bei einer Abtastung der Photonenenergie beobachtet man eine starke Absorption in bestimmten Bereichen, die einem energetischen Abstand einer hohen besetzten Zustandsdichte eines Rumpfniveaus und einer hohen unbesetzten Zustandsdichte von Valenzelektronen entsprechen.

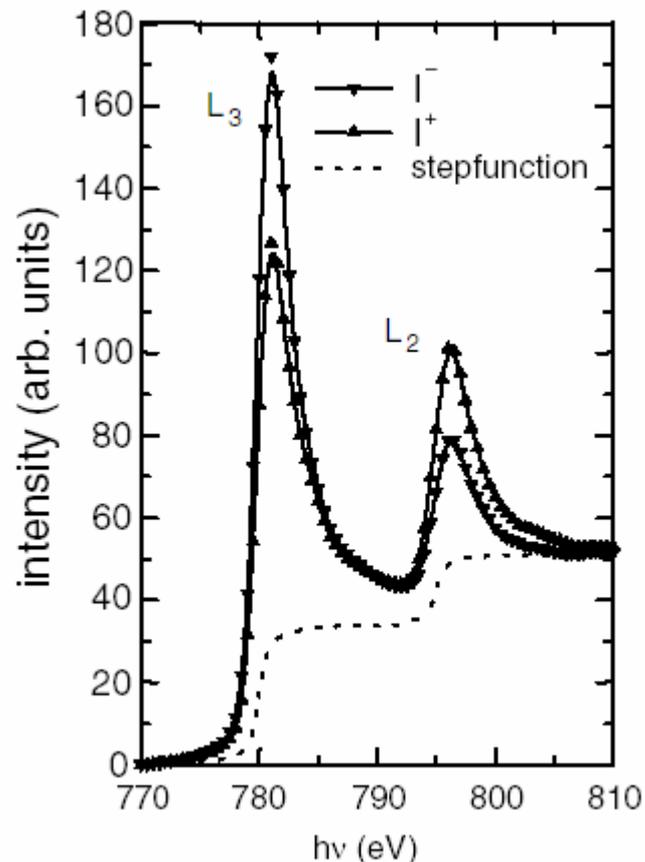


Abbildung 3.1: Ausgewähltes Spektrum zur Illustration des XMCD-Effektes. Aufgenommen mit X-PEEM aus einer $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ großen Region einer polykristallinen Co-Schicht. Die Magnetisierungsrichtung steht entgegengesetzt zur Lichtpolarisation. (nach [CMS02]).

Die Entstehung des Röntgenabsorptionsspektrums wird hier am Beispiel der 3d-Übergangsmetalle (wie z. B. Co, siehe Abb. 3.1) dargestellt. Die elektronische Struktur der Übergangsmetalle enthält die unbesetzten 3d-Zustände, die den Hauptanteil der magnetischen Momente ausmachen. In diesem Zusammenhang stehen die elektronischen $2p \rightarrow 3d$ -Übergänge im Mittelpunkt des Interesses. Die Absorptionskanten L_3 und L_2 werden durch die Übergänge von $2p_{3/2}$ - und $2p_{1/2}$ -Elektronen in unbesetzte 3d-Zustände erzeugt. Wichtig ist dabei die energetische Trennung von 10-20 eV zwischen $2p_{1/2}$ - und $2p_{3/2}$ -Rumpfniveaus aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung. Der Beitrag von Übergängen in s,p-artige Zustände wird

typischerweise durch eine Stufenfunktion (Abb. 3.1, gestrichelte Linie) angenähert und vom quantitativen Dichroismussignal abgezogen.

Wenn die Röntgenstrahlung zirkular polarisiert ist, sind die elektronischen Übergänge auch polarisiert, sowohl was den Spin als auch das Bahnmoment betrifft. Diese elektronischen Übergänge haben eine wahrscheinlichkeitstheoretische Charakteristik [WKU02] und ihre Spinpolarisation hängt von der Helizität der anregenden Strahlung ab. Andererseits ist die Spinpolarisation der unbesetzten 3d-Zustände von der Magnetisierungsrichtung in der Probe bestimmt. Und wenn beide Spinpolarisationen übereinstimmen, erhält man eine hohe Zahl von möglichen Übergängen, und in diesem Zusammenhag eine hohe Absorption. Dagegen erhält man eine geringere Absorption, wenn die durch die Zirkularität des Lichts induzierte Polarisationsrichtung der Übergänge nicht mit der Polarisation der unbesetzten Zustände übereinstimmt, was bei der Umdrehung entweder der Magnetisierungsrichtung oder der Lichthelizität der Fall ist, d.h. für die Absorptionsintensität gilt $I = I(\mathbf{M}, \xi)$.

In Abb. 3.2 sind XANES- und MCD-Spektren von Py/Cr(t_{Cr})/Py-Dreifachschichtsystemen, die für unsere Betrachtung interessant sind, dargestellt. Hier ist der erhöhende Beitrag von Spinmoment ($\mu_S(\text{Fe}) > \mu_S(\text{Ni})$) sichtbar gemacht, siehe MCD-Spektren. In Wirklichkeit besitzt der Festkörper im allgemeinen nicht nur das Spinmoment sondern auch das Bahnmoment. In diesem Zusammenhang kann man analog zu den oben beschriebenen Betrachtungen auch die Bahn polarisation in den unbesetzten 3d-Zuständen

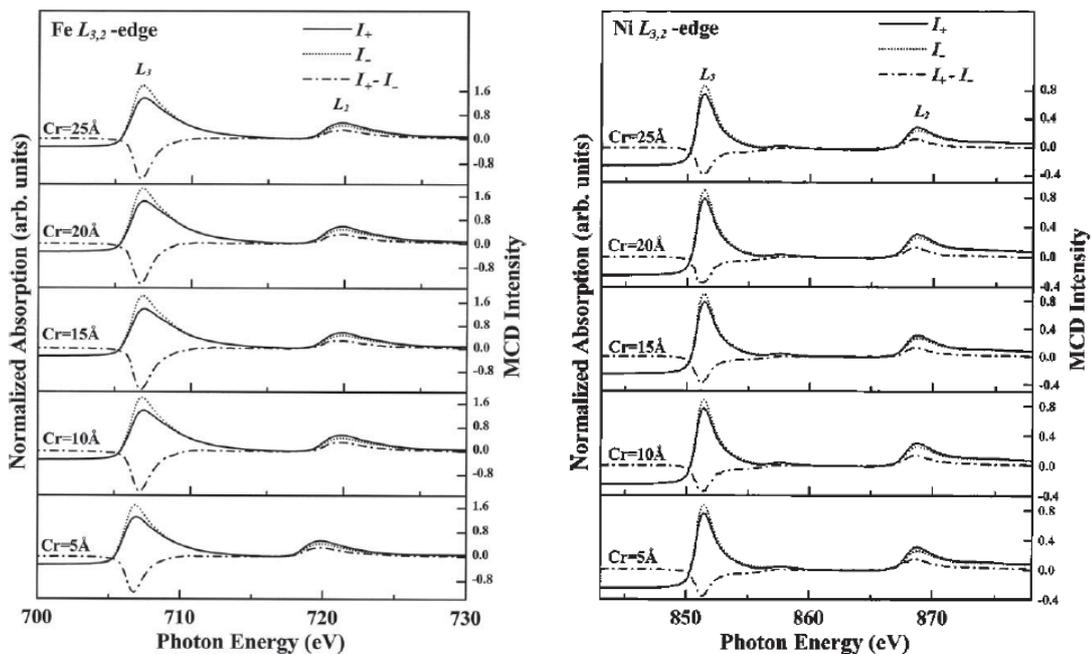


Abbildung 3.2: Normierte XANES- und MCD-Spektren von Py/Cr(t_{Cr})/Py-Dreifachschichtsystemen mit $t_{Cr}=5, 10, 15, 20,$ und 25 \AA (nach [IFL03]).

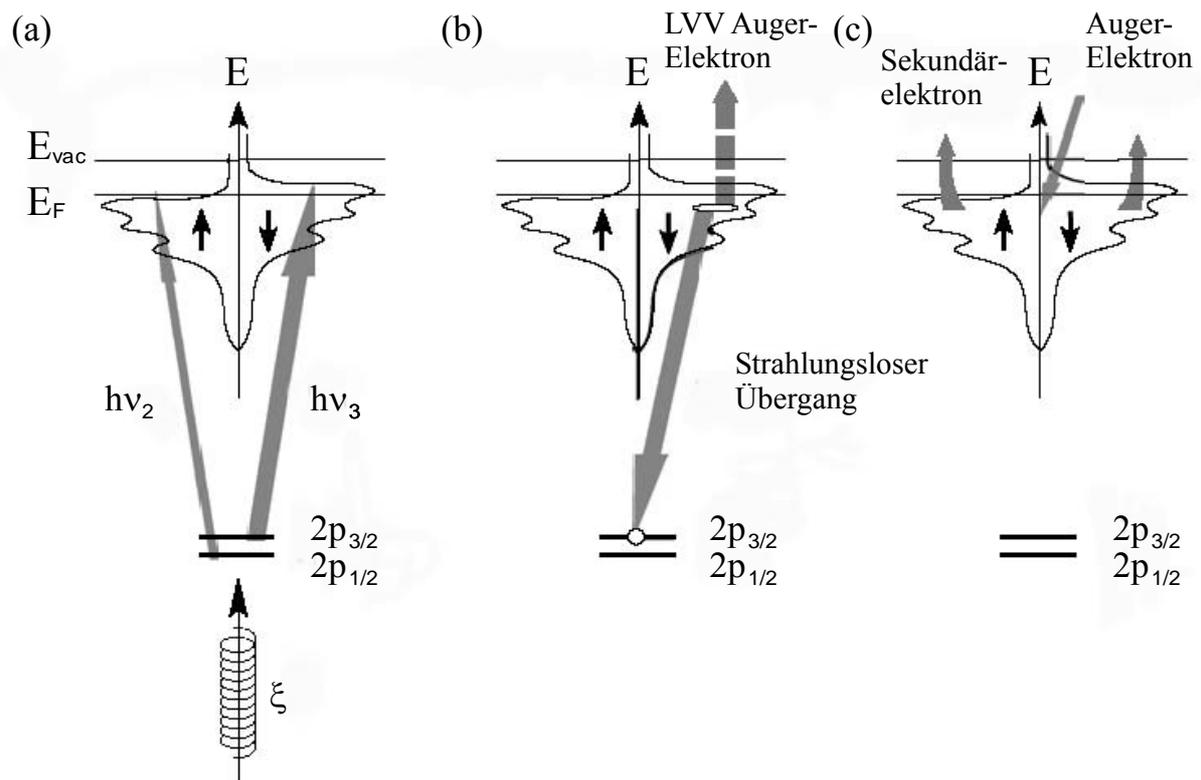


Abbildung 3.3: Dreistufenprozess der Entstehung des magnetischen Kontrasts auf der Basis des XMCDs. (a) Absorption der einfallenden Röntgenstrahlung und Entstehung des Elektronenlochs in den Rumpfniveaus ($L_{2,3}$); (b) Besetzung des entstandenen Elektronenlochs mit einem höherenergetischen Elektron per strahlungslosen Übergang (Auger-Effekt) (c) Auger-Elektron-Ausbeute generiert eine Kaskade der Sekundärelektronen (nach [CMS02]).

mit den polarisierten elektronischen Übergängen prüfen. Gemäß den Summenregeln können das Spin- und das Bahnmoment auf der Basis des gemessenen Absorptionsspektrums ausgewertet werden. Diese quantitative Analyse [WKU02] belegt die Tatsache, dass der Beitrag vom Spinnmoment deutlich größer als der Beitrag von Bahnmoment ist.

Der oben genannte Aspekt ($\mu_S(\text{Fe}) > \mu_S(\text{Ni})$) soll für Untersuchungen an magnetischen Legierungen (z.B. $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit XMCD-PEEM betrachtet werden, da den höheren XMCD-Kontrast die Absorptionskante des Elementes mit dem höheren Spinnmoment (Fe L_3 -Kante im Fall von Permalloy) liefert.

Die Abb. 3.3 schildert einen Dreistufenprozess, nämlich die Entstehung des XMCD-PEEM-Kontrasts bei Anregung mit zirkular polarisierter Synchrotronstrahlung. Bei Absorption der Photonen (Abb. 3.3(a)) durch p- Elektronen aus Rumpfniveaus (z.B. L_2 - oder L_3 -Kanten) sind Übergänge in unbesetzte d-Zustände oberhalb der Fermikante E_F möglich. Durch die Absorption des Photons wird ein Elektronenloch in den Rumpfniveaus erzeugt (Abb. 3.3(b)), das später von Elektronen aus höheren Zuständen aufgefüllt wird. Die Besetzung des primär entstandenen Elektronenlochs geschieht durch einen strahlungslosen

Übergang, da die überschüssige Energie ein äußeres, so genanntes Auger-Elektron herausschlägt. Die so entstandenen Auger-Elektronen generieren eine Kaskade aus Sekundärelektronen (Abb. 3.3(c)), die dann überwiegend zur Abbildung der Probe mit Hilfe des PEEMs beitragen. Die Zahl dieser emittierten niederenergetischen Elektronen ist in guter Näherung linear von der Stärke der Röntgenabsorption abhängig. Wichtig ist dabei, dass die Absorption an elementspezifischen Kanten von der relativen Orientierung der lokalen Magnetisierung bezüglich der Lichthelizität abhängt. Damit etabliert man XMCD-PEEM als abbildende magnetische Mikrospektroskopie (siehe Kap. 4.1) und ermöglicht die Untersuchungen magnetischer Domänen in dünnen mikrostrukturierten Filmen sowohl statisch als auch zeitaufgelöst.

3.2 Das Photoemissions Elektronenmikroskop

3.2.1 Technische Charakterisierung des Elektronenmikroskops

Eine Einführung in das Design des FOCUS IS-PEEM und dessen Anwendungsmöglichkeiten gibt die Dissertation von Christian Ziethen [CHZ99]. Fragen zur Kontrastübertragung und Auflösungsbegrenzung werden bei [CMS02] diskutiert. Wir werden uns hier hauptsächlich auf wichtige Aspekte der Funktionalität des PEEMs bezüglich der zeitaufgelösten Messungen für die Erforschung der Magnetisierungsdynamik konzentrieren. Dafür fangen wir mit einem prinzipiellen Schema des PEEMs (Abb. 3.4) an.

Das PEEM bildet die Emissionsverteilung der aus der Probe austretenden Elektronen ab und basiert auf einem elektronenoptischen Abbildungssystem. Für unsere Betrachtung nehmen wir zunächst den Fall der Schwellenemission an (UV-PEEM: Ultraviolett Photoemissions Elektronenmikroskop), d.h. die Anregung der Photoelektronen wird mittels UV- Licht (z.B. Hg-Laborlichtquelle; $h\nu = 4,9$ eV) durchgeführt.

Die Probe befindet sich in der Nähe der Extraktorelektrode der Objektivlinse, deren elektrostatisches Feld die austretenden Elektronen abzieht, beschleunigt und sie durch die elektronenoptische Säule des PEEMs zum Detektor fokussiert. Das endliche Abbild der lateralen Elektronen-Emissionsverteilung wird entweder mittels eines Leuchtschirms hinter einer Kanalplatte zur Intensitätsverstärkung und CCD-Kamera oder mittels eines Delayline-Detektors (DLD) [AOE01, AOE04] sichtbar gemacht. Das PEEM lässt sich in verschiedenen

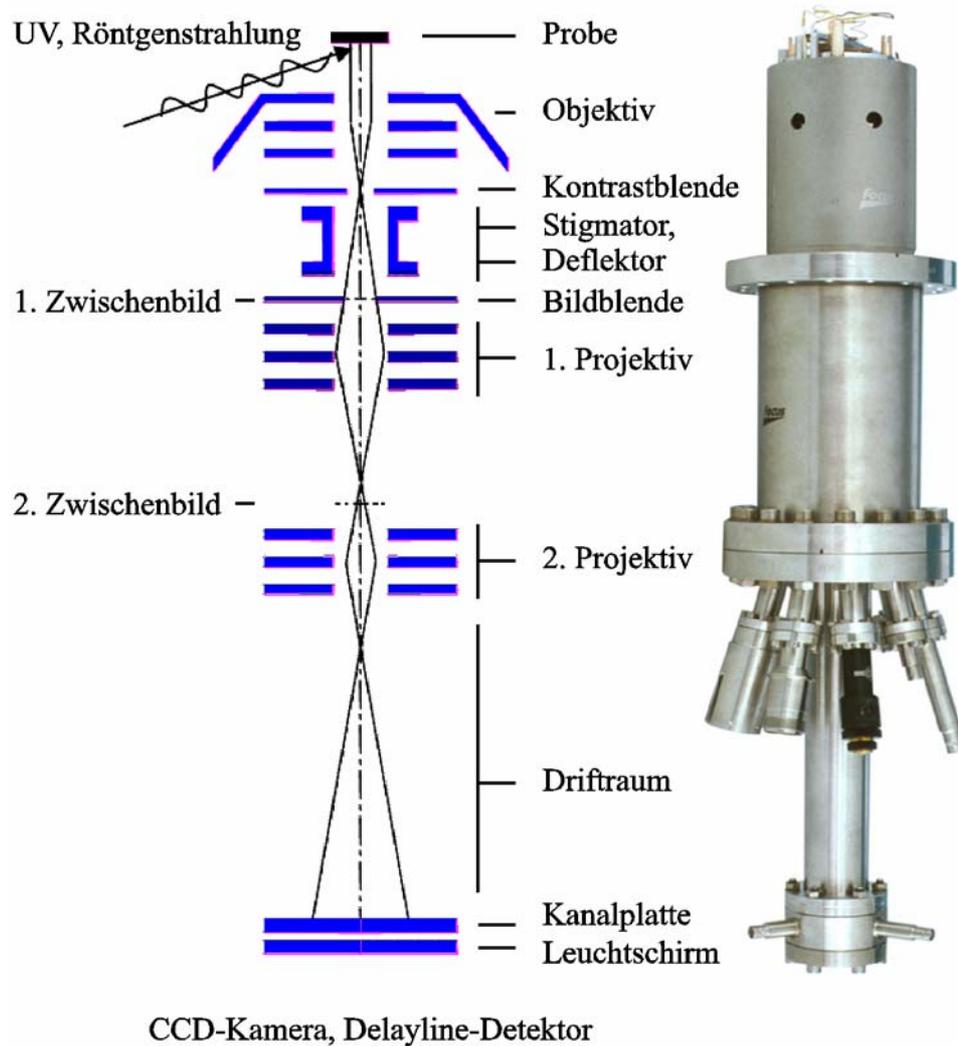


Abbildung 3.4: Grundkonfiguration des elektrostativen FOCUS-IS-PEEM

Modi betreiben [CHZ99], die später in Kap. 3.2.3 diskutiert werden. Die in der hinteren Objektivbrennebene stehende justierbare Kontrastblende (verwendete Durchmesser 1500, 500, 70, 30, 10 μm) und die in der ersten Zwischenbildebene stehende Irisblende ermöglichen es, die Bildauflösung und den Bildkontrast zu optimieren. Axialer Astigmatismus kann mit dem integrierten Oktupol-Stigmator/Deflektor korrigiert werden. Der mit 2D-Piezomotoren ausgerüstete Probenhalter garantiert die Justage der Probe hinsichtlich der elektronenoptischen Achse des PEEMs. Die Einstellung des gewünschten Gesichtsfelds der Probe während der Messung wird durch zwei Projektivlinsen ermöglicht. Das Mikroskop befindet sich in einer vollständigen Mumetallabschirmung. Das UV-PEEM kann ab einem Druck von $2 \cdot 10^{-7}$ mbar sicher in Betrieb genommen werden.

3.2.2 UHV-Anlage und Vakuumtechnik

Die von uns geplanten Experimente zur zeitauflösenden Magnetisierungsdynamik hatten strenge Anforderungen an die externen Magnetfelder, die die Resultate des Experiments verfälschen könnten. In diesem Zusammenhang wurde die Anlage aus Mumetall nach unseren Angaben zusammengebaut. Bei der Konstruktion mussten mehrere Parameter berücksichtigt werden. Die wichtigsten Vorgaben:

1. Die Umgebung, wo die zukünftige Anlage verwendet wird.

Das Synchrotronexperiment hat einige spezifische Randbedingungen, die damit verbunden sind, dass benachbarte Experimente oder Bestandteile der Strahlrohre das Experiment beeinflussen können. In der vorliegenden Situation war es wichtig, den Einfluss von Störungen solcher Art zu vermeiden. Die folgenden physikalischen Parameter wie Temperatur der Umgebung, Vibrationen und “magnetische“ Verschmutzung durch Streufelder (DC und AC) sollen in Betracht gezogen werden.

2. Die Dimensionierung

Am Anfang musste berücksichtigt werden, dass die Anlage in der Zukunft häufig transportiert wird. Daher sollte der Akzent auf Gesamtabmessungen, Gewicht und Schwerpunkt der Anlage bei der Projektierung gelegt werden, d.h. die Konstruktion sollte sehr flexibel sein, um durch Türen und Flure hindurchkommen zu können. Häufig wurde die Anlage per Kran an den Standort transportiert. Im vorliegenden Fall spielt das Gewicht und die Kenntnis des Schwerpunktes eine wichtige Rolle.

3. Die Anforderungen an das Vakuum

Wenn es um Synchrotronexperimente geht, müssen die Zeitverluste minimalisiert werden. Zeiten für die Installation der Anlage am Strahlrohr, die Öffnung der Anlage für erforderliche Reparaturen und nochmalige Herstellung des Ultrahochvakuums kann man reduzieren, wenn das Vakuumsystem der Anlage und das Ausheizzubehör optimiert werden. Zum Beispiel sollte die notwendige Zeit für die Herstellung des

nötigen Ultrahochvakuum (besser als 5×10^{-9} mbar) in der Anlage nicht länger als 20 Stunden dauern. Der Basisdruck der ausgeheizten Mikroskopsapparatur liegt im Bereich von typisch $2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Die Abbildung 3.5 zeigt das installierte „Picosekunden-PEEM“ Experiment am Strahlrohr UE46 PGM (BESSY, Berlin). Das Strahlrohr besteht aus verschiedenen röntgenoptischen Bestandteilen [IFF92], die sich unter Ultrahochvakuum (ca. 1×10^{-10} mbar) befinden. Das stellt eine Anforderung an das Vakuum in der Anlage (besser als 5×10^{-9} mbar), es soll immer während der Messung unterhalb dieses Grenzwerts bleiben.

Hier werfen wir einen besonderen Blick auf das realisierte Modell der Dreiachsenausführung, siehe Abb. 3.5 und 3.6. Die gefundene technische Lösung lässt es zu, die Anlage bequem in kurzer Zeit hinsichtlich des Strahls zu positionieren und folglich

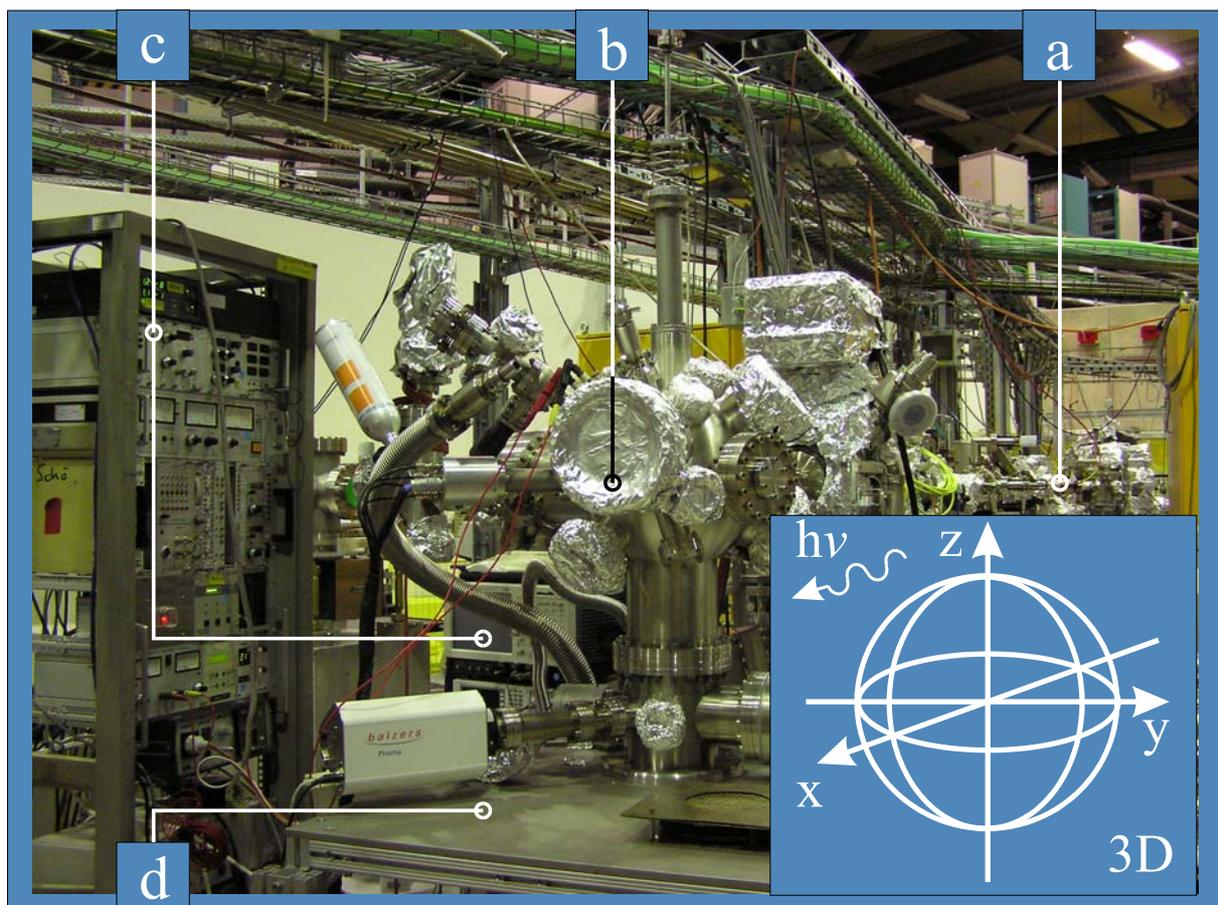


Abbildung 3.5: „Picosekunden-PEEM“-Anlage am Strahlrohr UE46-PGM bei BESSY II, Berlin. Hauptbestandteile des Experiments: (a) Das Strahlrohr; (b) die UHV-Mumetallkammer mit installierter Ausrüstung; (c) die Elektronik; (d) die flexible Dreiachsenausführung und gleichzeitig die Basis der Anlage.

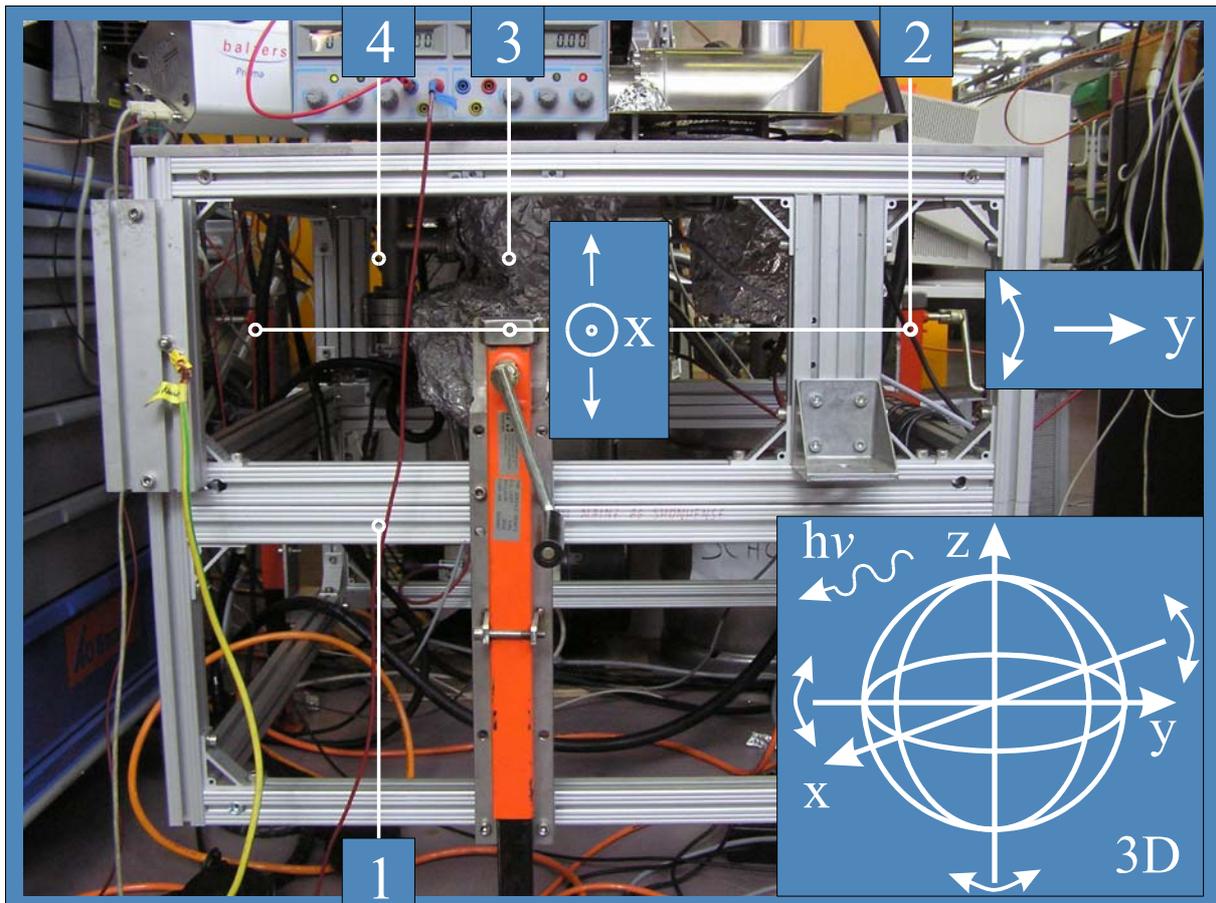


Abbildung 3.6: Die Dreiachsenausführung kann für verschiedene Strahlrohre von Synchrotronquellen (BESSY oder ESRF) angepasst werden. (1) Zweikomponenten-Trägerausführung; (2) drei installierte Füße mit den Kurbeln; (3) Dioden- Getterpumpe; (4) kleine Turbopumpe für den Probentransfer. Die Schleuse kann von atmosphärischem Druck auf Hochvakuum gebracht und die Proben können innerhalb der Kammer in einem Karussell gespeichert werden.

die Messzeit zu optimieren.

Die erarbeitete technische Lösung stellt die Abbildung 3.7 dar. Die Vakuumausrüstung besteht aus Vorvakuumssystem (mechanische ölfreie Vorvakuumpumpe, Vorvakuumfass, Ventile und Transferstab) und Ultrahochvakuumsystem (Ventile zwischen Turbopumpen und Ultrahochvakuum, Dioden-Getterpumpe, Titansublimator). Die Flansche der Anlage dienen entweder der Messtechnik oder als Fenster. Alle existierenden Konfigurationen der „Picosekunden-PEEM“-Anlage haben sehr gute Ergebnisse auf verschiedenen Synchrotronstrahlzeiten (BESSY II Berlin, ESRF Grenoble) geliefert. Die konstruktiven Lösungen, die in dieser Anlage realisiert sind, lassen auch zunächst unerfahrene Mitarbeiter schnell die Bedienung erlernen, was sehr wichtig bei Kollaborationen und Synchrotronexperimenten ist.

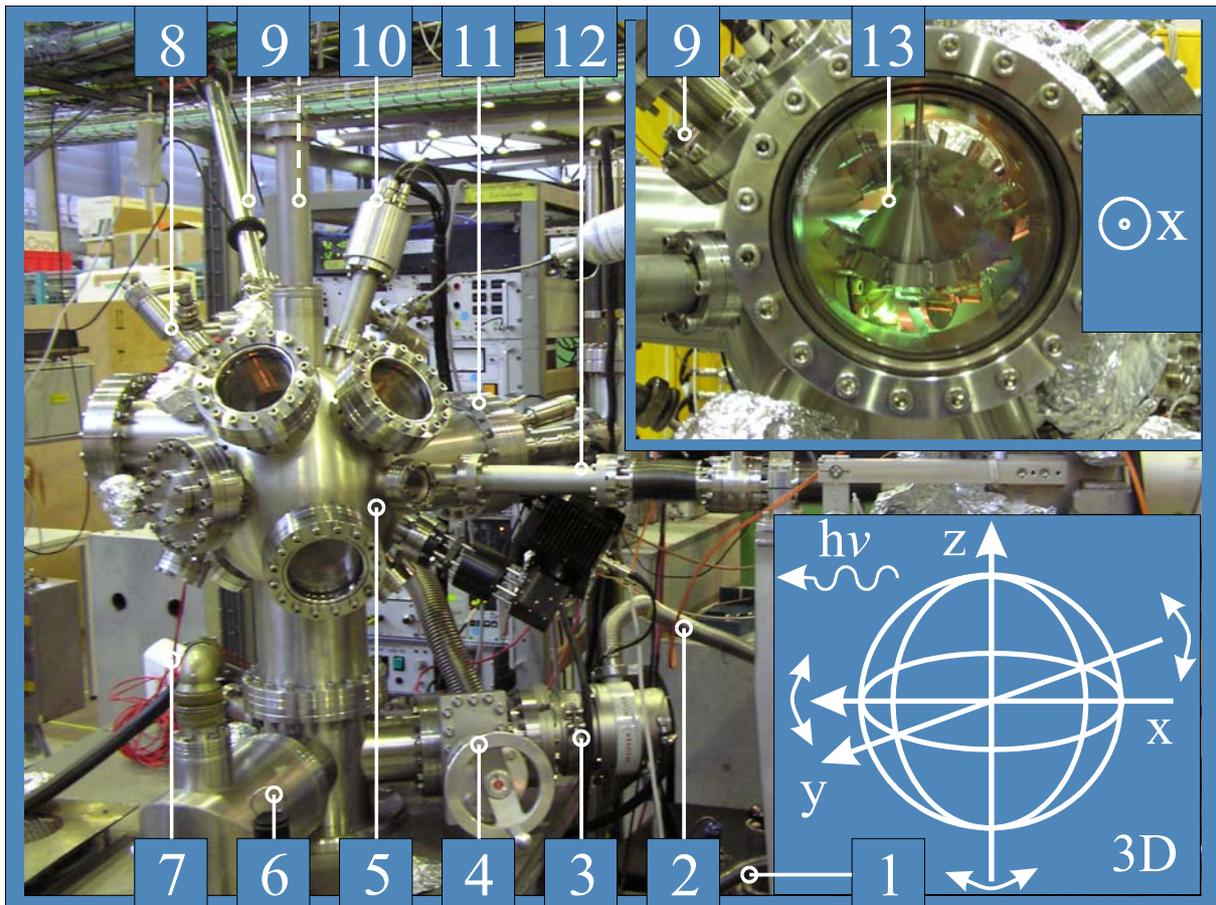


Abbildung 3.7: „Picosekunden-PEEM“-Anlage am Strahlrohr UE46-PGM BESSY II, Berlin. (1) Fass für Vorvakuum; (2) Vorvakuum-Schlauch; (3) Turbopumpe; (4) UHV-Ventil, (5) Mumetallkammer; (6) Titansublimator; (7) Massenspektrometer; (8) Drehführung für das Karussell; (9) Transferstäbe (volle Linie: atmosphärischer Druck- Ultrahochvakuum-Karussell für die Proben; gestrichelte Linie: Karussell für die Proben- PEEM); (10) Sputtergun; (11) installiertes PEEM; (12) Port zum Strahlrohr; (13) Karussell für die Proben.

3.2.3 Diskussion der Bildaufbereitung

Gute Überblicke über die laterale Auflösung des PEEMs findet man in [CHZ99, CMS02, SAN04, JFE05]. Dabei kommt es darauf an, welche Faktoren die laterale Auflösung limitieren. Für die abbildende magnetische Mikroskopie ist sowohl ein starker XMCD-Kontrast als auch hohe laterale Auflösung wichtig. In Wirklichkeit ist es keine triviale Aufgabe, diese zwei Aspekte anzupassen, da die Emissionsverteilung der aus der Probe austretenden Elektronen für X-PEEM ziemlich breit ist (Abb. 3.8), so dass die für die Abbildung verwendeten Elektronen keine wohldefinierte Startenergie besitzen. Idealerweise erhielte man die schärfste Abbildung durch monoenergetische Elektronen. Um eine gute Auflösung zu erzielen, sollte eine möglichst kleinste Kontrastblende (kreisförmig, $\varnothing 10 \mu\text{m}$

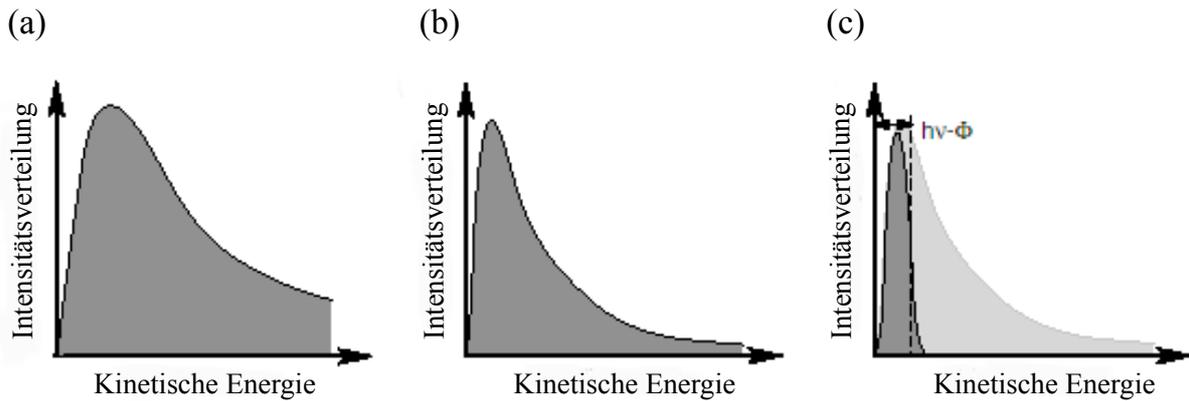


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Sekundärelektronenspektrums vor- (a) und nach (b) der Elektronenoptik des PEEMs. (c) Situation der Schwellenemission (UV-PEEM) im Vergleich zur hochenergetischen Anregung (X-PEEM) (nach [CMS02]).

technisch realisierbar) konzentrisch zur elektronenoptischen Achse des PEEMs in der hinteren Brennebene des Objektivs positioniert werden. In diesem Fall beschränkt die Kontrastblende die chromatischen Bildfehler durch Winkel- und Energieselektion. Ähnliche Reduzierung des chromatischen Fehlers (Abb. 3.9) bringt die Anwendung des Delayline-Detektors und der TOF-PEEM (*Time-Of-Flight-Photoemission Electron Microscopy*). Die dabei erzielte Verbesserung der Ortsauflösung entsteht auf Kosten der Intensität, was zur Erhöhung der Belichtungszeit des Einzelbilds führt. Denn nur eine hohe Statistik gewährleistet guten magnetischen Kontrast.

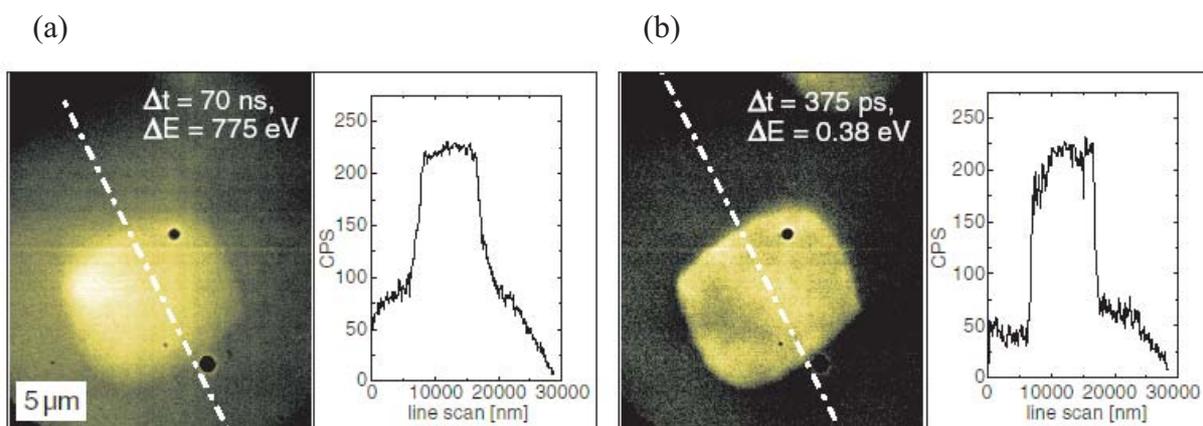


Abbildung 3.9: TOF-PEEM, die Reduzierung des chromatischen Fehlers für eine bessere Bildauflösung (nach [AOE04]). Ohne Zeitselektion (a) sind Kontrast und Auflösung stark reduziert, während der Selektion einer „Zeitscheibe“ von 375 ps die Bildqualität erheblich verbessert ist, siehe auch Linescan. Bilder wurden bei voll geöffneter Kontrastblende aufgenommen.

Alternativ existiert eine Möglichkeit, die Intensität nicht so stark zu reduzieren und gleichzeitig eine gute Auflösung beizubehalten. Es geht um die Nutzung einer asymmetrischen Position der großen Kontrastblende (kreisförmige Blende, $\varnothing 70 \mu\text{m}$). Die Abbildung 3.10 zeigt Co- und Py-Mikrostrukturen, die in relativ großen Gesichtsfeldern ($60 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$) aufgenommen wurden. Die Abbildung der Co-Mikrostrukturen (a) erforderte eine 5-fach längere Belichtungszeit im Vergleich zur Aufnahme der Py-Mikrostruktur (b). Der illustrierte magnetische Kontrast spricht dafür, dass die zwei betrachteten Modi für verschiedene Zwecke gebraucht wurden. Der Modus mit kleiner symmetrisch positionierter Kontrastblende steht für interessante Gebiete der Probe mit scharfer Abbildung zur Verfügung. Die schnelle Abbildung der Probe im großem Gesichtsfeld und gutem magnetischen Kontrast ist im Modus mit asymmetrisch platzierter

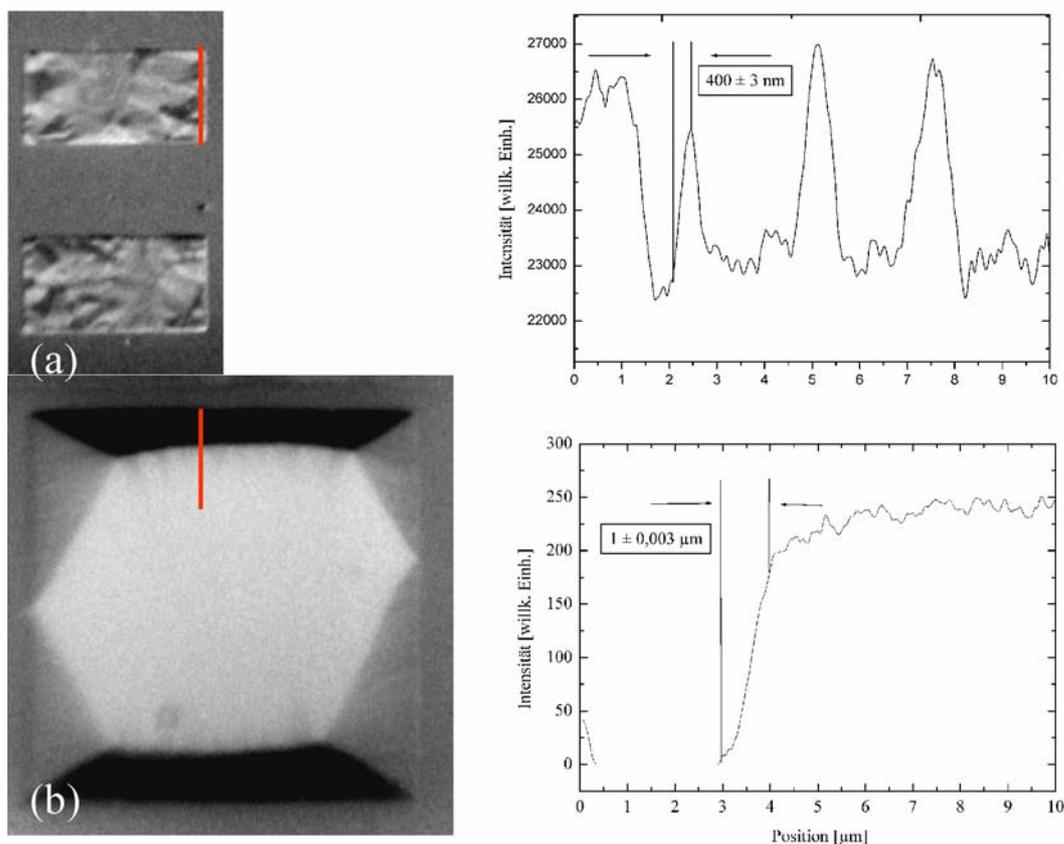


Abbildung 3.10: Der XMCD-PEEM-Kontrast. (a) Co-Mikrostrukturen ($10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, 30 nm dick), aufgenommen im symmetrischen Modus (kreisförmige Kontrastblende, $\varnothing 10 \mu\text{m}$) an der Co L_3 -Kante; (b) Permalloy-Mikrostruktur ($40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, 10 nm dick), aufgenommen im asymmetrischen Modus (kreisförmige Kontrastblende, $\varnothing 70 \mu\text{m}$) an der Fe L_3 -Kante.

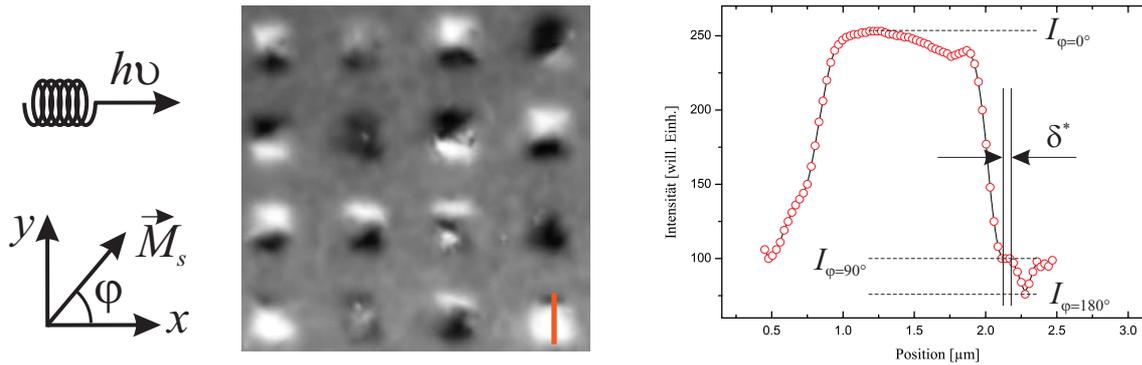


Abbildung 3.11: Die im symmetrischen Modus (kreisförmige Kontrastblende, $\varnothing 10 \mu\text{m}$) aufgenommenen Co-Mikrostrukturen ($2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$, 30 nm dick), XMCD-Kontrast an der Co L_3 -Kante. Es wurde eine Einbereichsbreite der Domänenwand von ca. $\delta^* = 55 \text{ nm}$ abgeschätzt.

großer Kontrastblende realisierbar. In diesem Zusammenhang findet sich immer ein Kompromiss bezüglich der zur Verfügung stehenden Zeit.

Diskussionen über die theoretisch mögliche Ortsauflösung (2-5 nm) findet man z.B. in Ref. [CMS04, SAN04, JFE05]. Für die beschriebene Messtechnik im Fall der X-PEEM wurde die magnetische Ortsauflösung mit symmetrischer Blendenpositionierung abgeschätzt, siehe Abb. 3.11. Die dargestellte Drehung der Magnetisierung um 90° innerhalb 180 nm und die aus dem Linienprofil aufgelöste Einbereichsbreite der Domänenwand von ca. 55 nm lassen es zu, die Ortsauflösung besser als 55 nm einzuschätzen.

Um eine hohe Qualität bei der Domänenabbildung magnetischer Mikrostrukturen zu erzielen, müssen markante Strukturen innerhalb des Gesichtsfeldes für die Fokussierung des PEEMs genutzt werden. Hierfür können die Mikrostrukturränder nur im begrenzten Maße dienen. Abb. 3.12. illustriert die ausgewertete Verschlechterung der lateralen Auflösung im Fall einer stufenartigen Oberfläche anhand einer Simulation (a), die Intensitätsverteilung entlang des Leuchtschirms (b) und die zu erwartende PEEM-Abbildung (c). Die Abb. 3.13 schildert die aus verschiedenen Oberflächenunregelmäßigkeiten resultierenden PEEM-Artefakte. Diese beiden Darstellungen zeichnen eine Art von unmagnetischen Kontrast – einen topographischen Kontrast, der durch lokale elektrostatische Mikrofelder entsteht. In diesem Zusammenhang wird klar, dass zusätzliche Anhaltspunkte für die gute Fokussierung des PEEMs auf die abzubildende magnetische Oberfläche notwendig werden. Wenn die untersuchten Mikrostrukturen mehrdomänig sind und gleichzeitig der magnetische Kontrast bei der Abbildung mit nur einer Helizität der Synchrotronstrahlung stark genug ist, können die Domänenwände für die Fokussierung herangezogen werden. Die Abb. 3.14 zeigt ein

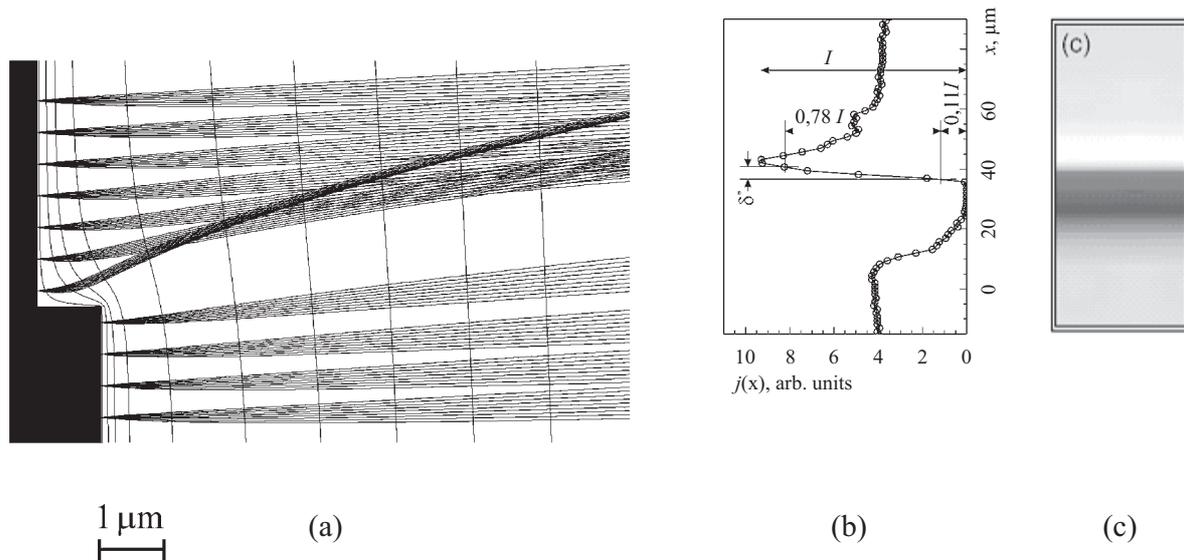


Abbildung 3.12: Verschlechterung der lateralen Auflösung in der Nähe einer geometrischen Stufe auf der Oberfläche im PEEM-Bild [nach SAN00]. (a) Verteilung der Elektronentrajektorien; (b) ausgewertete Intensitätsverteilung senkrecht zur Stufe; (c) resultierende Erscheinung der Stufe im PEEM-Bild.

solches mit einer Helizität aufgenommenes PEEM-Rohbild (a). Es enthält sowohl unmagnetischen (C_{NM}) als auch magnetischen Kontrast (C_M), wobei man das Domänenmuster bereits mit bloßem Auge erkennen kann (a). Der reine magnetische Kontrast wird durch Berechnung des Asymmetriebildes (b) sichtbar gemacht. Beim Wechsel der Helizität der einfallenden zirkular polarisierten Röntgenstrahlung ändert sich der magnetische Kontrast,

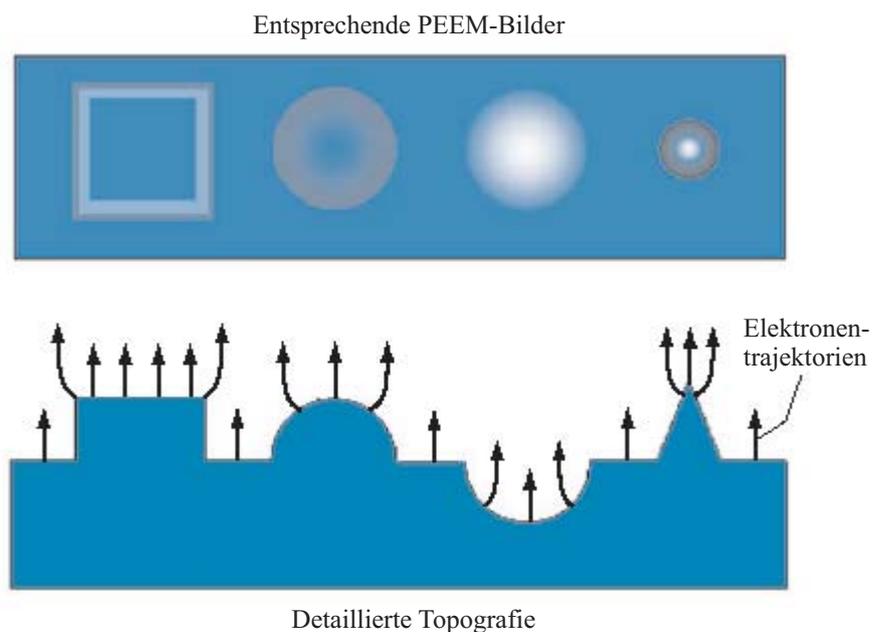


Abbildung 3.13: Topografischer Kontrast (nach [JST00]).

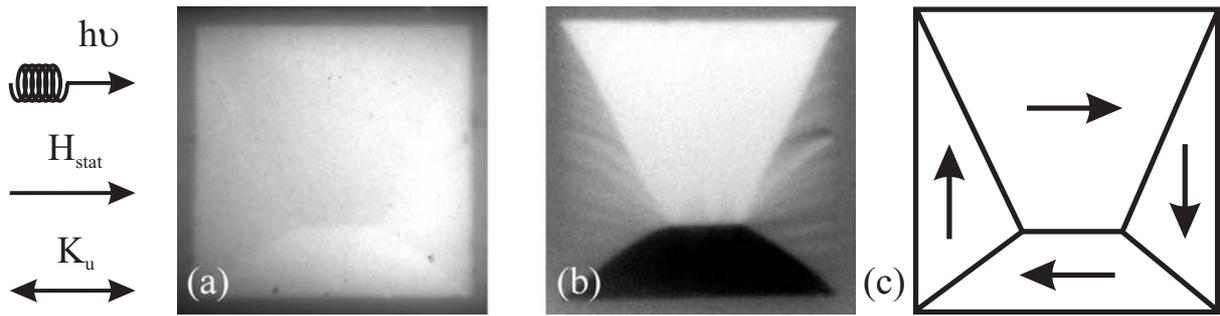


Abbildung 3.14: Permalloy-Mikrostruktur ($40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, 10 nm dick), angebildet im asymmetrischen Modus (kreisförmige Kontrastblende, $\varnothing 70 \mu\text{m}$) an der Fe L_3 -Kante. (a) PEEM-Rohbild; (b) ausgewertetes XMCD-Asymmetriebild schildert puren magnetischen Kontrast; (c) skizziertes Domänenmuster.

wobei der unmagnetische Kontrast invariabel bleibt, d.h.

$$C_M(\xi^-, x, y) = -C_M(\xi^+, x, y), \quad C_{\text{NM}}(\xi^-, x, y) = C_{\text{NM}}(\xi^+, x, y) \quad (3.1)$$

Die XMCD Asymmetriebilder werden dann aus zwei Rohbildern generiert, welche mit rechts (ξ^+) und links (ξ^-) zirkular polarisierten Photonen aufgenommen wurden. Durch pixelweise Berechnung der Asymmetrie:

$$A_{\text{XMCD}}(x, y) = \frac{I_{\xi^+}(x, y) - I_{\xi^-}(x, y)}{I_{\xi^+}(x, y) + I_{\xi^-}(x, y)} \cdot \frac{1}{P_{\text{circ}}} \quad (3.2)$$

wobei der zirkulare Polarisationsgrad P_{circ} der Synchrotronstrahlung in die Ebene der magnetischen Dünnschichtstruktur projiziert wird. Auf diese Weise (Abb. 3.15) werden alle unmagnetischen Kontrastmechanismen eliminiert, da diese nicht von der Lichtelizität abhängen. Da die Intensität der Synchrotronstrahlung zeitabhängig ist, werden die beiden Rohbilder zunächst bezüglich der Intensitätsvariation korrigiert, bevor sie in die Asymmetrieformel (3.2) eingesetzt werden.

Wie schon oben erwähnt, kann der XMCD-Kontrast durch Abschneiden der höherenergetischen Elektronen in asymmetrischer Blendenposition verbessert werden. In diesem Zusammenhang tragen die langsamen Elektronen den XMCD-Kontrast. Aufgrund dieser für die laterale Auflösung nicht optimalen PEEM-Justage besteht die Möglichkeit, die lokalen magnetischen Streufelder sowohl innerhalb (in der Nähe von den Domänenwänden) als auch am Rand der Mikrostruktur zu untersuchen.

Die Abb. 3.16 schildert den so genannten Lorentzkraft-Kontrast in PEEM, dabei beobachtet man den Einfluss der Lorentzkraft auf die Elektronentrajektorien, die mit der Kontrastblende selektiert werden, d.h. transmittiert oder abgeschnitten sein können. In

Kap. 5.1.1 wird gezeigt, dass die Lorentzkraft zur Bildverzerrung im Fall des zeitaufgelösten PEEM führen kann.

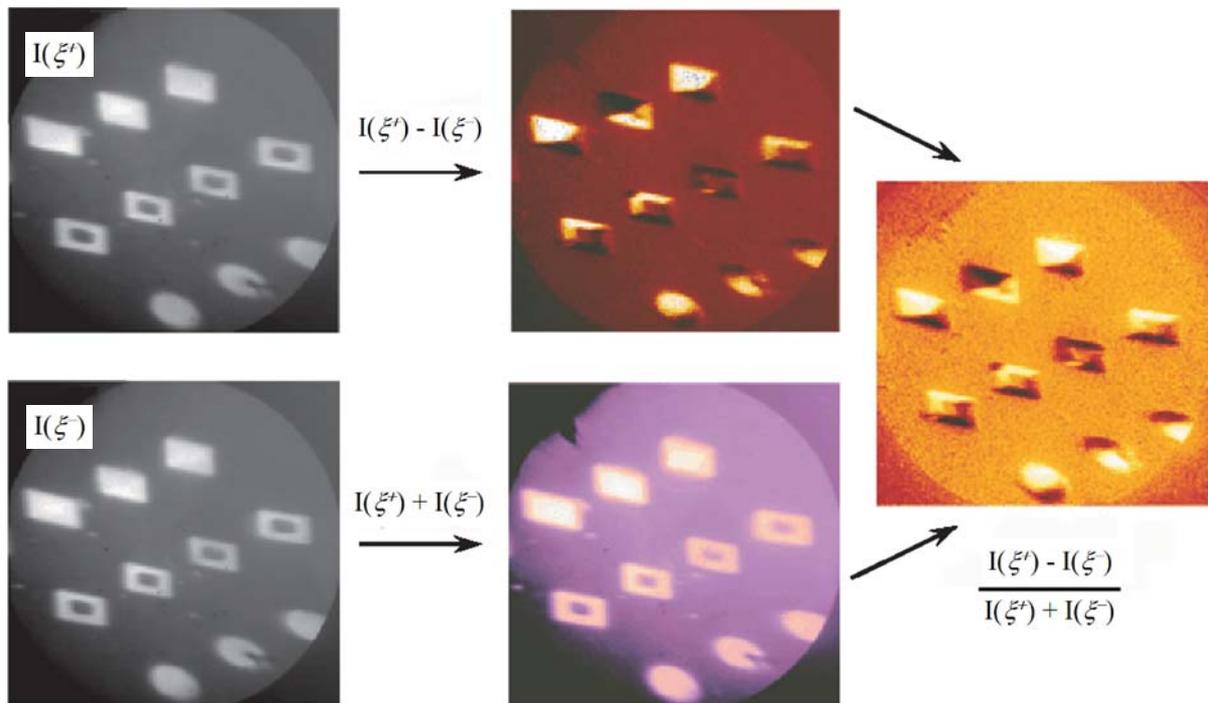


Abbildung 3.15: Darstellung der pixelweisen Berechnung des Asymmetriebildes. Hier sind Permalloy-Mikrostrukturen mit Außenabmessungen von $12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Bilder wurden an der Ni L_3 -Kante aufgenommen (nach [CMS02]).

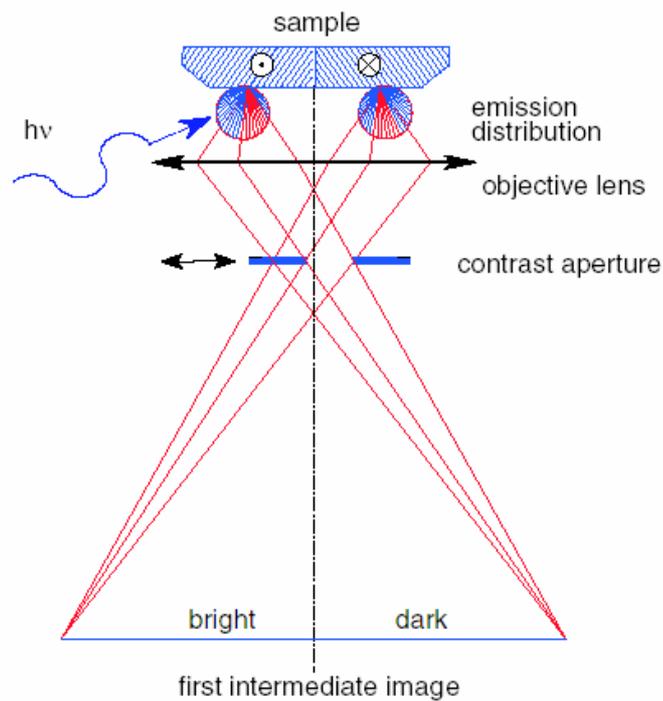


Abbildung 3.16: Lorentzkraft-Kontrast im PEEM [GKL01]

4 Zeitaufgelöste Messtechnik

Im Kapitel 3 wurden die Möglichkeiten der Photoemissions Elektronenmikroskopie (PEEM) und die Grundlagen des zirkularen magnetischen Röntgendiffraktionsmikroskops (XMCD) geschildert. Die Kombination XMCD-PEEM ermöglichte es, ein sehr breites Forschungsfeld zu eröffnen [IFF92]: Eine der existierenden heutzutage aktuellen Anwendungen ist die abbildende magnetische Mikrospektroskopie [WKU02], die für die Untersuchung der magnetisierten Materie geeignet ist.

Vielfältige Anwendungsmöglichkeiten der Synchrotronstrahlung basieren auf folgenden wichtigen Eigenschaften:

- kontinuierliche Spektralverteilung
- sehr hohe Brillianz
- die Strahlungsintensität ist ganz genau berechenbar
- hohe Langzeitstabilität
- gerichtet und polarisiert
- wohldefinierte Zeitstruktur im ps-Bereich

Die letztgenannte Eigenschaft der Synchrotronstrahlung – Zeitstruktur – stützt sich auf die synchronen Umlaufzeiten der Elektronenpakete und ermöglicht darüber hinaus den Zugriff auf dynamische Prozesse bis weit in den GHz Bereich hinein. Diese Eigenschaft haben wir benutzt und mit parallelabbildender XMCD-PEEM kombiniert.

4.1 Zeitaufgelöste Photoemissions Elektronenmikroskopie in Kombination mit dem zirkularen magnetischen Röntgendiffraktionsmikroskop

Die TR-XMCD-PEEM (*Time-Resolved-XMCD-PEEM*) hat erste erfolgreiche Ergebnisse im Jahr 2002 [AKR03] geliefert und war später ideal für die Beobachtung von schnellen Remagnetisierungsprozessen mit einer Zeitauflösung in ps-Bereich geeignet [JVO03, HST04, SBC04, WKU04, CMS04, AKR04, JRA05, DNE05, AKR05, GSC05]. Die Ortsauflösung war von der Größenordnung 80 nm (mit Potential für zukünftige weitere Verbesserungen) und die Zeitauflösung war weitgehend durch die Zeitstruktur des Photonenstrahls bestimmt. Die meisten Experimente wurden im stroboskopischen Abbildungsmodus durchgeführt, welcher in Abb. 4.1 dargestellt ist. In diesem Fall wird die Synchrotronstrahlungsquelle mit dem elektrischen Pulsgenerator synchronisiert. Der schnelle Magnetfeldpuls wird generiert, indem ein kurzer Strompuls durch einen koplanaren

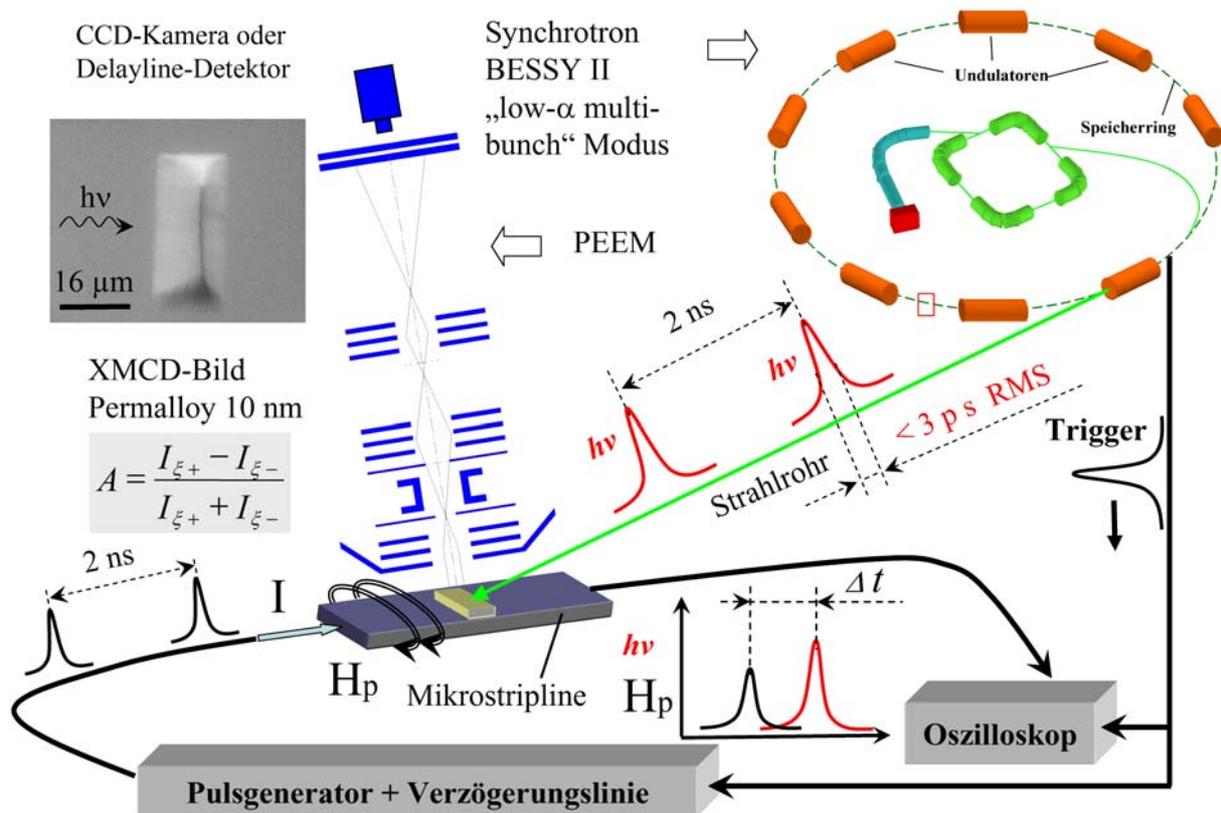


Abbildung 4.1: Prinzipielles Schema der zeitaufgelösten Photoemissions Elektronenmikroskopie.

Wellenleiter (Mikrostripline) geschickt wird. Der Strompuls erzeugt einen Magnetfeldpuls H_p . Das Feld verläuft in geschlossenen Linien um den zentralen Streifenleiter des Wellenleiters. Oberhalb des Streifenleiters liegt das Feld weitgehend parallel zur Oberfläche (siehe Abb. 4.2) mit einer zunehmenden senkrechten Komponente in Richtung der Kanten des Streifenleiters.

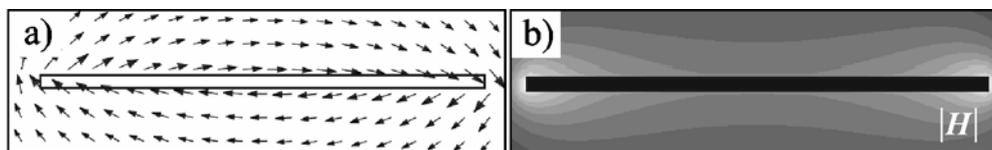


Abbildung 4.2: Querschnitt der Mikrostripline. (a) Mit der dargestellten Verteilung des Magnetfeld $H_p(r)$; (b) mit den entsprechenden Kraftlinien $|H_p(r)|$ (nach DNE05)

Schnelle elektrische Pulsgeneratoren sind kommerziell verfügbar. Alternativ können optische Schalter genutzt werden, welche insbesondere nützlich sind, wenn die Probe auf hohem Potential liegt [JRA05]. Wir werden sehen, dass die magnetische Response viel schneller ist, als die Breite des Magnetfeldpulses. Dies bedeutet, dass die Zeitauflösung in diesem Modus im wesentlichen durch die Breite der Photonenpulse der Synchrotronquelle

und durch den elektronischen Jitter des Aufbaus gegeben ist. In einer speziellen Betriebsart, genannt low- α Modus, (bei BESSY II, Berlin) werden Photonenpulse von < 3 ps RMS (Root Mean Square) durch ein spezielles Verfahren der Bunchkompression [MAB03] erzeugt. Dies führt zu einer gesamten Zeitauflösung von ca. 15 ps [AKR04].

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Zeitstrukturen verschiedener Synchrotronstrahlungsquellen. Die Daten wurden für die Speicherringe BESSY (Berlin) und die ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble) zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Gesammelte technische Charakteristik der verschiedenen Modi für zeitaufgelöste Experimente an den Synchrotronquellen BESSY und ESRF

	BESSY Singlebunch Standard	BESSY Multibunch Standard [KHO01]	BESSY Multibunch low- α [MAB3]	ESRF 16-Bunch	ESRF Multibunch Standard
Pulsbreite	~100 ps FHW ~45 ps bei 2 mA	~30 ps FHW	< 3 ps RMS	~48 ps RMS	~20 ps RMS
Periode	800 ns	2 ns	2 ns	176 ns	2,82 ns
N_{bunch}	1	350	350	16	992
I_{max}	20 mA	260 mA	40 mA	90 mA	200 mA

Die speziellen Modi für Zeitauflösungsexperimente, d. h. der Singlebunch Modus bei BESSY und der 16-Bunch Modus der ESRF sind durch eine niedrige Repetitionsrate der Lichtpulse charakterisiert. Diese Modi erlauben daher im allgemeinen eine vollständige magnetische Relaxation der Domänenstruktur. Andererseits wird bei diesen Modi ein relativ hoher Strom in einem einzigen Bunch oder wenige Bunches 'komprimiert', was in einer relativ langen Pulsbreite resultiert. Die Pulsbreite im normalen Multibunchbetrieb ist etwa einen Faktor 2 niedriger, jedoch hat der Multibunchbetrieb den wesentlichen Nachteil einer kleinen Repetitionszeit von der Größenordnung von 2 ns. Dies ist nicht ausreichend für eine volle Relaxation des magnetischen Systems, wie wir sehen werden. Dieser Betrieb kann jedoch für die Anregung von erzwungenen Moden genutzt werden (siehe Kap. 5.4).

4.2 Hochfrequenztechnik und Anwendungen

Wie schon oben erwähnt, lassen sich die für die Erzeugung des externen Magnetfeldes dienenden Strompulse in koplanaren Wellenleitern mit Hilfe eines auf die Frequenz der Röntgenlichtpulse getriggerten externen Pulsgenerators injizieren. Es wurde festgestellt, dass der Spannungspuls zu einer Veränderung der Trajektorien der Elektronen im PEEM führt und somit zu einer leicht vergrößerten Abbildung der Probe durch die erste elektronenoptische Linse. Dabei lässt sich die Pulsform aus der scheinbaren Größenveränderung des Objektes (siehe Abb. 4.3) auf der Probe ableiten und der Absolutwert des anliegenden magnetischen

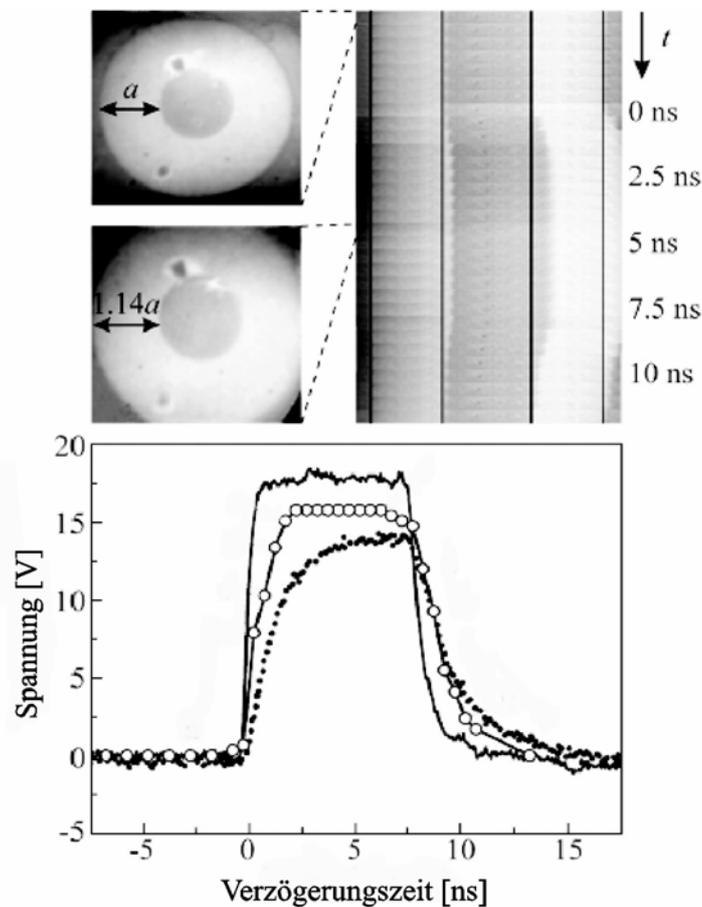


Abbildung 4.3: Einfluss des durch den Streifenleiter laufenden elektrischen Pulses auf die PEEM-Abbildung. Links oben: PEEM-Rohbilder vor dem und während des Strompulses. Rechts oben: Die mit dem Inkrement 500 ps aufgenommene Serie von Rohbilder in TR-PEEM-Modus zeichnet die Änderung der scheinbaren Vergrößerung der Strukturabbildung während des Magnetfeldpulses. Unten: Die Pulsprofile illustrieren den Verlauf des Strompulses. Aus den Größenverhältnissen ist das Pulsprofil auf dem Streifenleiter abschätzbar, das durch Kreise mit Verbindungskurve dargestellt ist. Die Vollinie zeichnet das gemessene Pulsprofil vor dem Streifenleiter. Die Punktlinie schildert das Pulsprofil hinter dem Streifenleiter.

Feldes anhand des Spannungspulses am Ausgang des Wellenleiters mit einem schnellen Oszilloskop bestimmen [DNE05]. Dieser Effekt hat eine entscheidende Rolle für die weiteren Messungen gespielt, da so die aufgenommenen Domänenmuster mit dem Absolutwert des anliegenden externen magnetischen Feldes ganz genau zeitlich korreliert werden konnten.

4.2.1 Charakterisierung der koplanaren Wellenleiter

Die verwendeten koplanaren Wellenleiter wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Festkörper- und Werkstoffforschung (IFW) in Dresden entworfen und hergestellt. Ein skizzierter Aufbau ist in Abbildung 4.4 gezeigt.

Auf oxidiertem Silizium-Substrat mit 110-Orientierung wurde photolithographisch ein koplanarer Wellenleiter aufgebracht. Im nächsten Schritt wurde ein magnetischer Film (hier: Permalloy $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit Hilfe einer Sputteranlage aufgetragen und durch Ätzen mit Argon-Ionen so strukturiert, dass dieser nur noch in Form von Mikrostrukturen verschiedener Form auf der Streifenleiter vorhanden ist. Das Ionenätzen (englisch: *ion milling*) geschieht, indem in Plasma ionisierte und beschleunigte Argonatome auf die Oberfläche der Probe gerichtet werden. Typischerweise werden mehrere 30minütige Zyklen bei einem Ionenstrom von $5\mu\text{A}$

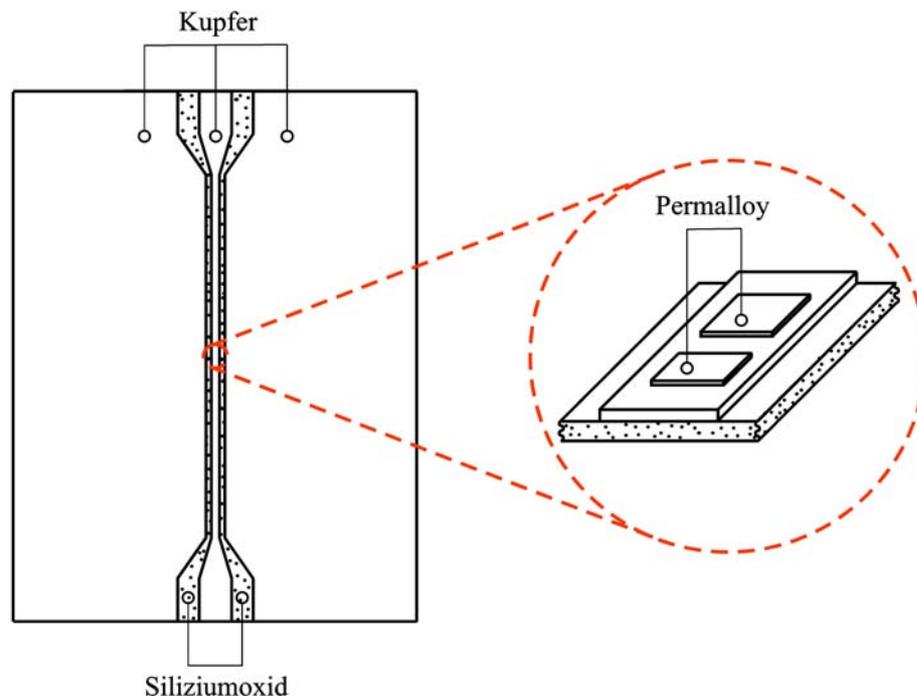


Abbildung 4.4: Skizzierter koplanarer Wellenleiter mit Magnetstruktur.

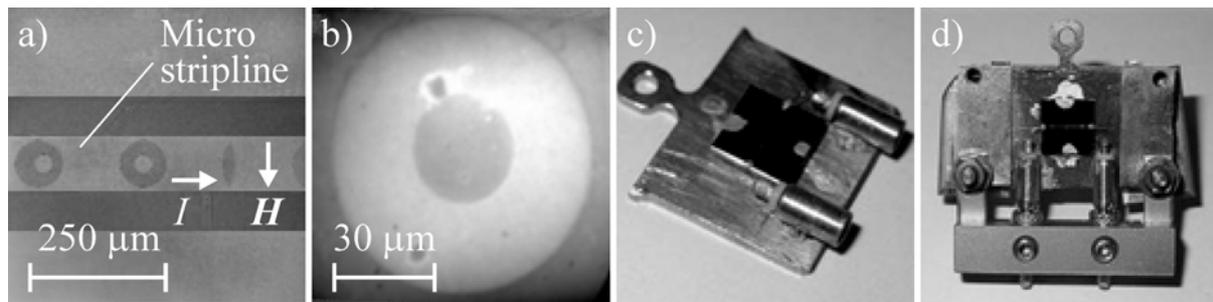


Abbildung 4.5: Koplanares Wellenleiter. (a) Lichtmikroskop-Aufnahme der Mikrostripline (Streifenleiter), auf welcher die Permalloy-Mikrostrukturen positioniert sind; (b) PEEM-Rohbild einer Permalloy-Ringmikrostruktur; (c) der installierte koplanares Wellenleiter auf dem Probenhalter des PEEMs mit den MMCX-Buchsen [ELS01]; (d) der Probenhalter befindet sich in der für zeitaufgelöste Messungen modifizierte PEEM-Dockstation (Probenaufhängung) mit MMCX-Hochfrequenz-Kabelzuführungen.

durchgeführt, bevor die gewünschte Strukturierung der 10 nm, 30 nm bzw. 40 nm dicker Schicht beendet ist.

Abbildung 4.5(a) zeigt die Lichtmikroskop-Aufnahme einer Probe, auf der die Mikrostrukturen zu erkennen sind; sie haben für diesen 100 μm breiten Streifenleiter die Abmessungen von 80 μm quer zum Streifenleiter und zwischen 20 und 80 μm entlang des Streifenleiters. Die anderen verwendeten Proben haben eine breite Palette von Abmessungen der Permalloy-Mikrostrukturen und verschiedene Breiten des Streifenleiters gehabt.

Um die Abbildung der Permalloy-Mikrostruktur mit Hilfe des PEEMs (siehe Abb. 4.5(b)) zu ermöglichen, soll der koplanares Wellenleiter zuerst während der Vorbereitungsarbeiten vor der Messung auf den Probenhalter des PEEMs (siehe Abb. 4.5(c)) installiert werden. Dieser Probenhalter wurde zusammen mit der PEEM-Dockstation (siehe Abb. 4.5(d)) für die entwickelte TR-PEEM entworfen (siehe nächsten Abschnitt).

4.2.2 Pulsgeneratoren und Hochfrequenzzuführungen

Das elektrische Schema der HF-Verbindung für die TR-PEEM wurde in mehreren Schritten optimiert, die letztendliche Version für das im Kap. 5.4 beschriebene TR-PEEM-Experiment ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der Strompuls des Pulsgenerators (*Agilent 81134A Pulse Pattern Generator 3,35 GHz dual-channel* [AGI01]) wird über ein langes HF-Koaxialkabel vom Typ SS 402 der Firma *Elspec* [ELS01] mit dem Trigger-Signal von Synchrotron synchronisiert. Der benutzte Pulsgenerator hat zwei Kanäle, welche für verschiedene Zwecke benutzt wurden. Der Strompuls von dem ersten Kanal (CH1) wurde für die Kontrolle der Position des Bunchmarkers vom Synchrotron genutzt. Der zweite Kanal

(CH2) wurde über ein Koaxialkabel vom Typ WHU18-3636-024 der Firma *Tensolite* [TEN01] mit dem Verstärker von Typ „Picosecond Pulse Labs Model 5865“ [PIC01] gekoppelt. Der Ausgang der letzteren wurde über ein Koaxialkabel vom Typ WHU18-3636-024 weiter durch eine doppelseitige SMA-Durchführung von Typ SMAD-C16 der Firma *Caburn* in die Vakuumkammer eingeschleust. Die Weiterleitung des Pulses bis zur PEEM-Dockstation erfolgte durch ein leichtes hochvakuumtaugliches HF-Subminiatur-Koaxialkabel der Firma *Elspec* mit der Bezeichnung MK5001 [ELS01]. Das MK5001-Kabel hat auf einer Seite den SMA-11MMK-Konnektor und auf der anderen Seite den MMCX-11005-Konnektor [ELS01], welcher in der PEEM-Dockstation (siehe Abb. 4.5(d)) fest installiert war.

Die Notwendigkeit, die Proben mit HF-Kontaktierung im Vakuum problemlos zu tauschen, wurde durch die gezeigte Ausführung der PEEM-Dockstation und des Probenhalters realisiert. Als HF-Kontaktierung zwischen der Koaxialzuleitung an der PEEM-Dockstation und dem koplanaren Wellenleiter wurde eine MMCX-Verbindung verwendet. Die auf dem Probenhalter fest installierte MMCX-Buchse [ELS01] wurde über das genannte HF-Subminiatur-Koaxialkabel MMK5001 [ELS01] mit dem koplanaren Wellenleiter gekoppelt.

Weiterhin wurde der Puls in diesem Aufbau über eine identische MMCX- SMA-Verbindung abgeführt, so dass das Pulsprofil hinter dem koplanaren Wellenleiter nach einer zweiten SMA-Durchführung und einem Koaxialkabel vom Typ WHU18-3636-024 auf einem Oszilloskop (TDS 7404 der Firma *Tektronix* [TEK01]) abgebildet werden konnte. Somit

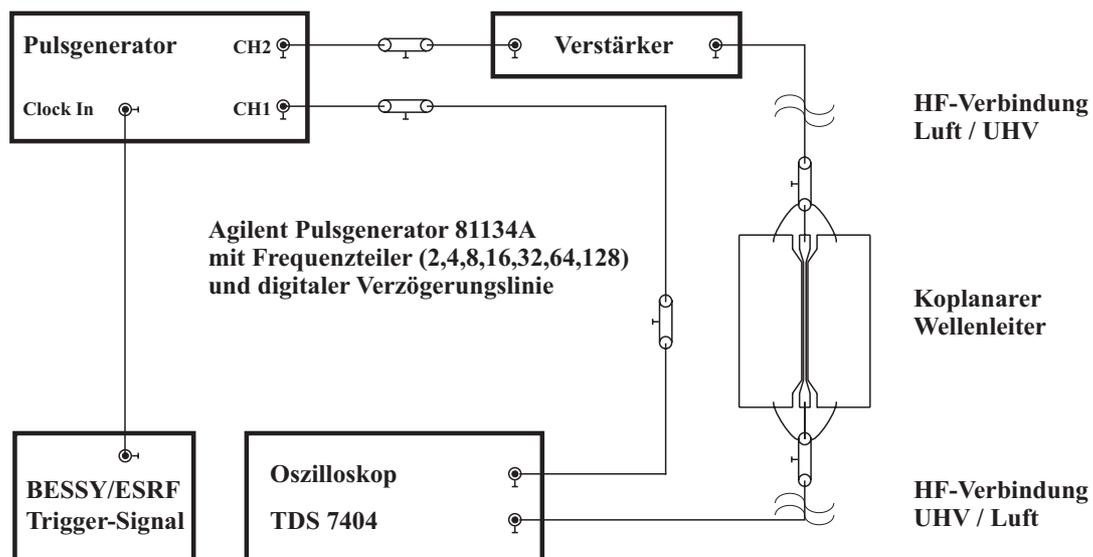


Abbildung 4.6: Prinzipielles elektrisches Schema der HF-Verbindungen des TR-PEEM-Experiments.

waren erstmals Aussagen sowohl über die zeitliche Position des Röntgenlichtpulses aus dem ersten Kanal (CH1) und zeitliche Position des durchlaufenden Strompulses (CH2) als auch die Qualität des Pulses nach bzw. auf dem Streifenleiter möglich. Die im Pulsgenerator integrierte variable Verzögerungslinie pro Kanal ermöglichte die zeitliche Verschiebung des Strompulses hinsichtlich des Röntgenlichtpulses (siehe Abb. 4.1) mit einer Präzision von 1 ps.

Mit diesem Aufbau wurden die zeitaufgelösten Messungen der Ummagnetisierungsdynamik mit einer Zeitauflösung von 15 ps erfolgreich durchgeführt (siehe Kap. 5.4).

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Zeitaufgelöste Beobachtung magnetischer Felder

5.1.1 Einfluss der Lorentzkraft auf die Domänenabbildung

Lorentzkraft-Kontrast in PEEM

Die Abb. 5.1(a) zeigt ein lichtmikroskopisches Bild, (b) das Domänenmuster der untersuchten Co-Mikrostrukturen vor dem durch den Streifenleiter propagierenden Magnetfeldpuls. Das angelegte externe Magnetfeld war zwar nicht ausreichend für eine komplette Ummagnetisierung der Probe, aber ausreichend für die Untersuchungen der Anfangsvorgänge der Magnetisierungsdynamik. Die Serie von abgebildeten Domänenmustern zeigte, dass die ursprüngliche Domänenzahl in den Co-Mikrostrukturen erhalten blieb, wobei der Kontrast und die Position der Domänenwände jedoch variabel war.

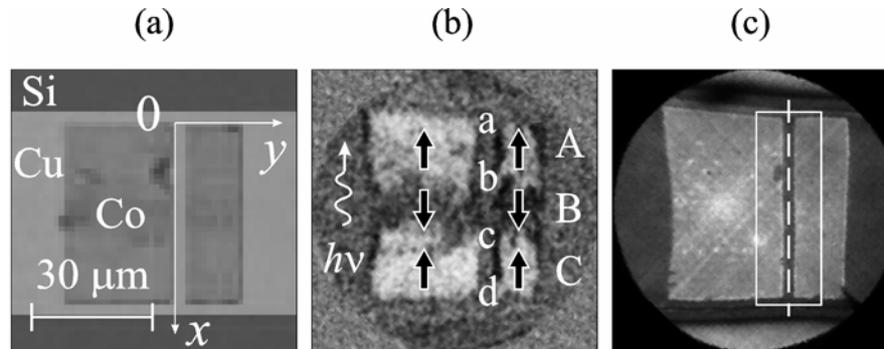


Abbildung 5.1: Verschiedene Darstellungen der Co-Mikrostrukturen ($45 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ und $45 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, 30 nm dick), die auf einem Cu-Streifenleiter positioniert sind. (a) Lichtmikroskop-Aufnahme; (b) PEEM-Differenzbild $I_{\xi^+}(x, y) - I_{\xi^-}(x, y)$, aufgenommen an der Co L_3 -Kante; (c) PEEM-Summenbild $I_{\xi^+}(x, y) + I_{\xi^-}(x, y)$.

Die Summenbilder (Abb. 5.2) zeigen die Deformationsdynamik des Bildes der Co-Mikrostrukturen während des Pulses. Der für die Untersuchung interessierende Bereich ist in der Abb. 5.1(c) durch ein weißes Rechteck markiert. Zur besseren Betrachtung sind die Summenbilder (Abb. 5.2) in Horizontalrichtung um den Faktor 3 gestreckt. Man erkennt, dass der Spalt zwischen den beiden Mikrostrukturen im Bild für die Zeit $t = 1 \text{ ns}$ eine fast rechteckige d. h. nicht deformierte Form hat. Eine in verschiedene Richtungen stark

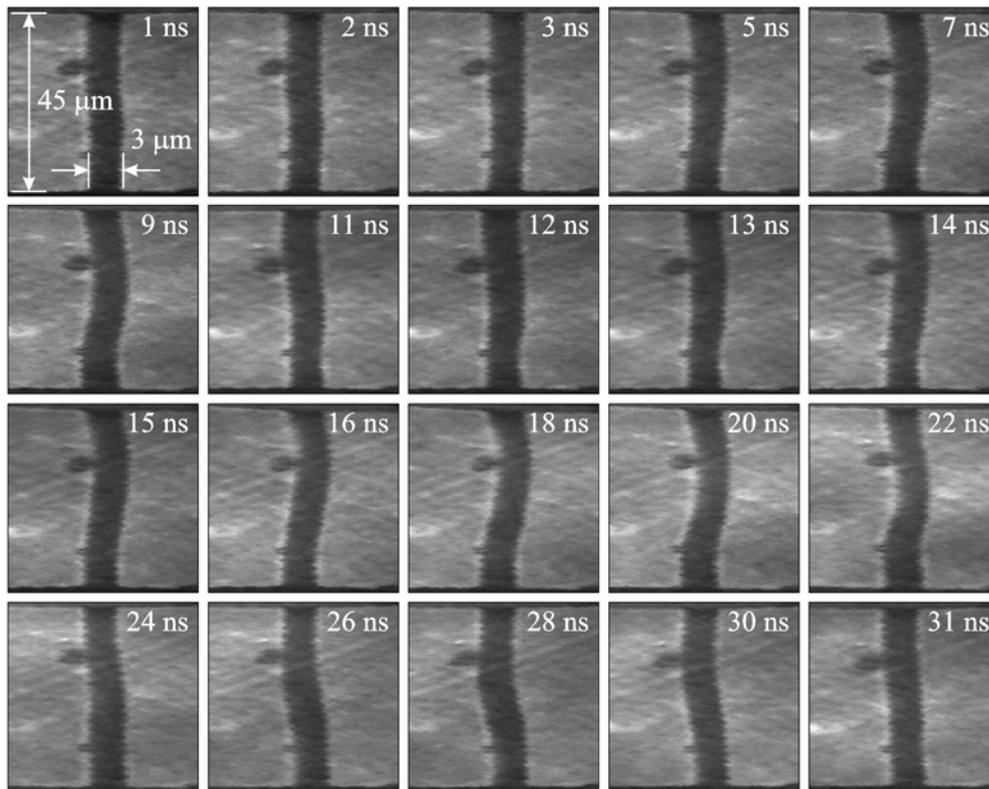


Abbildung 5.2: Bildverzerrung des Spalts zwischen zwei Co-Mikrostrukturen während des Magnetfeldpulses in der Zeit von $t = 1$ ns bis $t = 31$ ns. Geometrie siehe Abb. 5.1.

deformierte Form des Bildes des Spalts beobachtet man für die Zeiten $t = 22$ ns und $t = 28$ ns. Diese Deformation ist mit dem zeitlichen Profil des durch den Streifenleiter Magnetfeldpulses verbunden [AKR03]. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Magnetfeldpuls bipolar ist.

5.1.2 Quantitative Bestimmung der Streufelder von Co-Mikrostrukturen mittels Lorentz-PEEM

Für die Auswertung der Streufelder der magnetischen Domänen in den Co-Mikrostrukturen wurde das folgende (zweidimensionale) Modell vorgeschlagen. Das Koordinatensystem ist so ausgewählt, dass die x,y -Ebene parallel zur Oberfläche der Mikrostruktur liegt und die z -Achse senkrecht zur Oberfläche orientiert ist. Die x -Achse stimmt mit der rechten Seite der linken Co-Mikrostruktur überein und ist von oben nach unten gerichtet (siehe Abb. 5.1(a)). Diese Mikrostruktur hat demnach die Randkoordinaten $a = 0$ μm und $d = 45$ μm entlang der x -Achse. Das tangentielle magnetische Streufeld (B_{0x}) liege auf der Oberfläche der Mikrostruktur. Im Raum existiert das mit der Entfernung abfallende zweidimensionale Feld, welches die Trajektorien der Photoelektronen deformiert. Dieses Feld kann mit folgenden Gleichungen beschrieben werden:

$$B_x(x, z) = \frac{B_{0x}}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{x-a_1}{z}\right) - \arctan\left(\frac{x-a_2}{z}\right) \right) \quad (5.1)$$

$$B_z(x, z) = \frac{B_{0x}}{2\pi} \ln \frac{z^2 + (x-a_2)^2}{z^2 + (x-a_1)^2} \quad (5.2)$$

wobei a_1 und a_2 die Domänengrenzen der eindomänigen Mikrostrukturen sind. Die empirischen Gleichungen (5.1) und (5.2) beschreiben das Magnetfeld auf und über der Oberfläche der Mikrostruktur. Wenn die Feldverteilung laut den genannten Gleichungen konstruiert ist, ist die tangentielle Komponente des Feldes $B_x(x, 0)$ konstant und entspricht dem Wert B_{0x} auf der Oberfläche der Mikrostruktur ($a_1 \leq x \leq a_2$). Diese Komponente besitzt den Wert Null, außer im Bereich der Mikrostruktur ($x < a_1$, $x > a_2$). Die senkrechte Komponente $B_z(x, 0)$ nähert sich dem Wert Null für $a_1 \leq x \leq a_2$. Über der Oberfläche der Mikrostruktur erfüllt dieses Feld die Anforderung $\text{div}\mathbf{B}=0$.

Prinzipiell kann die Magnetisierung der Mikrostruktur auch eine senkrechte Komponente besitzen. In diesem Fall hat das Streufeld eine andere Form und andere Werte für die senkrechte Komponente als im Fall reiner „in-plane“ Magnetisierung. Wie schon in Kap. 3.2.1 beschrieben, werden die aus der Oberfläche austretenden bildgebenden Elektronen in die Richtung des PEEMs aufgrund des starken elektrostatischen Felds der Objektivlinse beschleunigt. Dabei hat die senkrechte Komponente des Streufeldes keine Wechselwirkung mit den Elektronen und nur die tangentialen Komponenten des Mikrofeldes lösen die Bildverzerrung aus. Durch die vorliegende Geometrie des Experiments lässt sich daher nur die Komponente B_x auswerten.

Wie aus den Maxwellschen Gleichungen bekannt ist, bleiben die senkrechte Komponente der Induktion und tangentielle Komponente der magnetischen Feldstärke an der Grenze zwischen zwei magnetischen Medien erhalten, z.B. vom Ferromagnet zum Vakuum. Die Induktion innerhalb des Ferromagneten stimmt fast mit der Richtung seiner Magnetisierung überein. Die tangentielle Komponenten dieser Magnetisierung und die entsprechenden Richtungen der tangentialen Komponente der resultierenden Induktion innerhalb der magnetischen Domänen sind aus den XMCD-PEEM-Asymmetrie-Bildern bekannt (siehe Abb. 5.1(b)). Außerhalb des Ferromagneten stimmen die Richtungen der Induktion und der magnetischen Feldstärke überein, da diese über die Beziehung $\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{H}$ miteinander verknüpft sind. Die tangentielle Komponente der magnetischen Feldstärke innerhalb der Domänen kann anhand der Richtung der Induktion jedoch nicht bestimmt werden. Es ist gut bekannt, dass in Ferromagneten ein internes gegen die Induktion

orientiertes Entmagnetisierungsfeld wirkt. In diesem Zusammenhang stimmt die tangentielle Komponente des magnetischen Streufelds mit der Richtung und mit der Größe der Magnetisierung innerhalb der Domänen im allgemeinen nicht überein. Die tangentielle Komponente des magnetischen Streufelds hängt von dem externen Feld ab und kann auf den lokalen Bereichen sowohl entgegengesetzt als auch parallel zur Magnetisierungsrichtung sein.

Im mehrdomänigen Zustand nehmen die drei Bereiche A, B, C (siehe Abb. 5.1(b)) verschiedene Werte und Richtungen der tangentialen Komponente des magnetischen Streufelds an. Wir bezeichnen die Grenzen von diesen Bereichen als a , b , c und d entlang der x -Komponente, und entsprechende Werte des tangentialen Feldes auf der Oberfläche als B_{01} , B_{02} und B_{03} . In diesem Fall kann das Gesamtfeld über der Mikrostruktur als die Superposition der Felder der verschiedenen Bereiche beschrieben werden. Infolgedessen bekommen wir analog zu Gl. (5.1) und Gl. (5.2) die folgenden Gleichungen die für drei Bereiche:

$$B_x(x, z) = \frac{B_{01}}{\pi} \arctan \frac{x-a}{z} + \left(\frac{B_{02} - B_{01}}{\pi} \right) \arctan \frac{x-b}{z} + \left(\frac{B_{03} - B_{04}}{\pi} \right) \arctan \frac{x-c}{z} - \frac{B_{03}}{\pi} \arctan \frac{x-d}{z} \quad (5.3)$$

$$B_z(x, z) = \frac{B_{01}}{2\pi} \ln \frac{z^2 + (x-b)^2}{z^2 + (x-a)^2} + \frac{B_{02}}{2\pi} \ln \frac{z^2 + (x-c)^2}{z^2 + (x-b)^2} + \frac{B_{03}}{2\pi} \ln \frac{z^2 + (x-d)^2}{z^2 + (x-c)^2} \quad (5.4)$$

Die Streufelder der Co-Mikrostruktur wurden auf Basis dieser Gleichungen abgeschätzt. Der abgebildete Spalt zwischen zwei Mikrostrukturen (Abb. 5.2) lieferte die Information über die Verschiebungskurven der rechten Seite der linken Co-Mikrostruktur in die transversale Richtung $S_y(x)$. Diese Bildverzerrung kommt aufgrund der x -Komponente des Streufeldes der Mikrostruktur auf dem ganzen Weg der Elektronen von der Probenoberfläche bis zur Anode des PEEMs zustande (Integralwirkung des magnetischen Streufeldes, d. h. der Lorentzkraft). Deswegen ist die Bildverschiebung auf dem Schirm senkrecht bezüglich der tangentialen Komponente des Magnetfelds über der Probe orientiert.

Die zahlenmäßige Auswertung der Elektronenbahnverschiebung - auf dem Weg von der Probe bis zur Anode unter der Wirkung des starken elektrischen Beschleunigungsfeldes und bei Anwesenheit des ablenkenden magnetischen Streufeldes wurde mittels der Gleichungen (5.3 und 5.4) durchgeführt. Die Größen der Feldinduktionen B_{01} , B_{02} und B_{03} auf der Probenoberfläche und die Koordinaten der Bereiche mit diesen Werten der Felder wurden

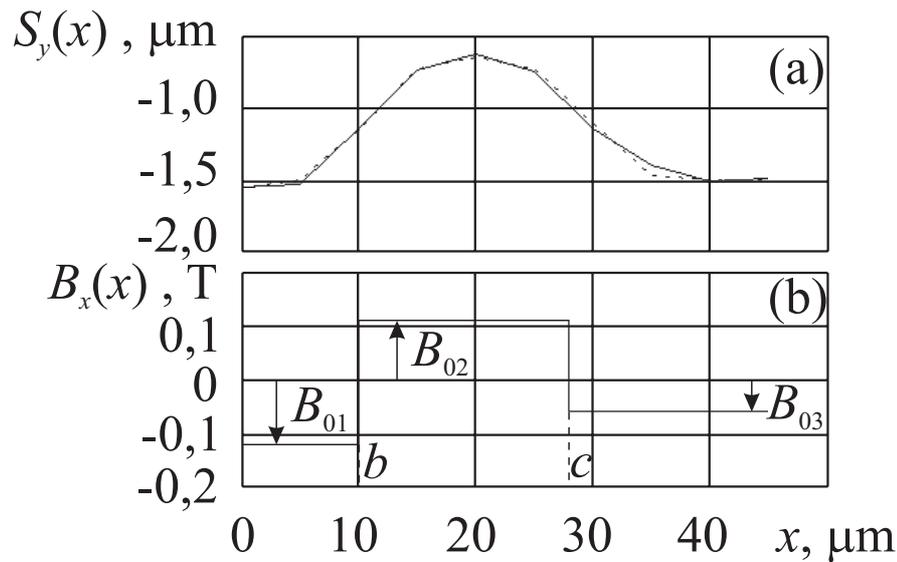


Abbildung 5.3: Experimentelle (durchgezogene Linie) und berechnete (gepunktete Linie) Funktion der Bildverschiebung $S_y(x)$ des rechten Rands der Co-Mikrostruktur (a) für die Zeit $t = 22$ ns in Abb. 5.2 unter der Wirkung des magnetischen Streufeldes (b).

so angepasst, dass die theoretisch abgeschätzte Ablenkungskurve so nah wie möglich zur experimentellen Kurve $S_y(x)$ zu liegen kam. Ein solches Beispiel ist in Abb. 5.3 für die Zeit $t = 22$ ns illustriert. Die gleichen Auswertungen wurden auch für andere Zeitpunkte zwischen $t = 1$ ns und $t = 31$ ns mit dem Inkrement 1 ns durchgeführt. Die Berechnung der Bildverschiebung unter dem Einfluss des Magnetfeldpulses wurde auf die folgende Weise durchgeführt. Es ist bekannt, dass die Objektivlinse im PEEM bei der Fokussierung des Bildes auf die imaginäre Bildebene des Beschleunigungsfeldes fokussiert wird. Diese imaginäre Ebene befindet sich hinter der Objektebene in einer Entfernung, die der Entfernung zwischen dem Objekt und der Anode gleichwertig ist [SAN02], siehe Abb. 5.4. Deswegen wurden die Elektronenbahnen im Gesamtfeld, das aus dem magnetischen Streufeld und dem Beschleunigungsfeld zwischen Probe (= Kathode) und Anode des PEEMs besteht, auf der ganzen Strecke der Bewegung des Elektrons zur Anode ausgewertet. Dann berechnet sich die Größe der Verschiebung des Bildes laut der Gleichung:

$$S_y(x) = y_1 - y_0 - \frac{2lv_y}{v_z} \quad (5.4)$$

wobei y_0 die Ausgangskordinate des Elektrons, y_1 die Koordinate des Elektrons in der Ebene der Anode, l die Entfernung zwischen dem Objekt und der Anode, v_y und v_z die Komponenten der Geschwindigkeit des Elektrons in die Richtungen y und z in der Ebene

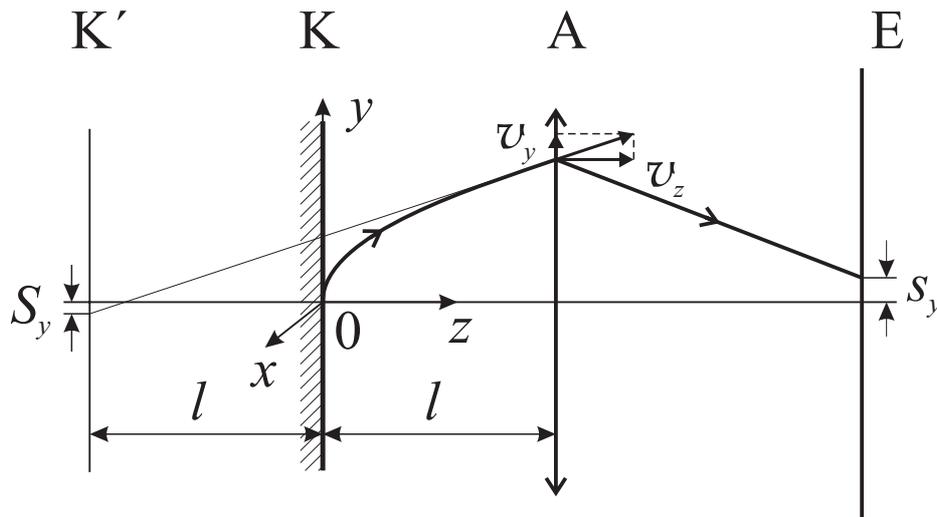


Abbildung 5.4: Schematisch dargestellte Elektronenbahnen in PEEM für die Berechnung der Größe der Bildverschiebung S_y unter dem Einfluss der lokalen Felder über dem Objekt. Reale und virtuelle Probenoberfläche (Kathode), Anode und Bildebene sind als K, K', A und E bezeichnet.

der Anode bezeichnen. Das ergibt die Koordinate S_y der Verlängerung der Bahntangente des Elektrons in die genannte virtuelle Ebene K'. Die Feldstärke des elektrischen Beschleunigungsfeldes der Anode beträgt $E_0 = V_0/l$, hier ist V_0 die Anodenspannung des PEEMs. In unserem Fall war $V_0 = 8,3$ kV und $l = 1,8$ mm. Alle Berechnungen wurden mit Mathcad 6.0 durchgeführt. Die Objektivlinse ist in Abb. 5.4 als dünne Linse in der Ebene A angenommen.

Die durchgeführten Bildverzerrungsexperimente und Berechnungen ermöglichen die Untersuchung der Dynamik der Änderung sowohl der Größe der tangentialen Komponente des magnetischen Streufeldes B_{0x} über der Mikrostruktur als auch der Grenzpositionen der oben genannten Bereiche in der o. g. Zeitskala mit dem Inkrement 1 ns. Die Abbildung 5.5(a) zeigt die graphische Darstellung der Feldstärken der Streufelder als Funktion der Zeit über die drei Bereiche der Mikrostruktur. Diese welligen Kurven sind mit dem zeitlichen Charakter des Magnetisierungsstroms im Cu-Streifenleiter verbunden. Hierbei ist zu bemerken, dass die Kurven fast die Vollperiode einer Sinuskurve auf den zwei Randbereichen der Mikrostruktur, wo die Magnetisierungsrichtung der Domänen entgegengesetzt dem externen Magnetfeld des Primärpulses im Streifenleiter war, beschreiben (B_{01} , B_{03}). Gleichzeitig stellt die Änderung des Streufeldes in dem Mittelbereich der Mikrostruktur, wo die Magnetisierungsrichtung mit dem externen Magnetfeld des Primärpulses übereinstimmt, eine Kurve dar, die ähnlich wie eine Halbperiode der Sinuskurve aussieht (B_{02}).

Die entsprechenden Kurven, die die Änderung der Koordinaten der Grenzen der

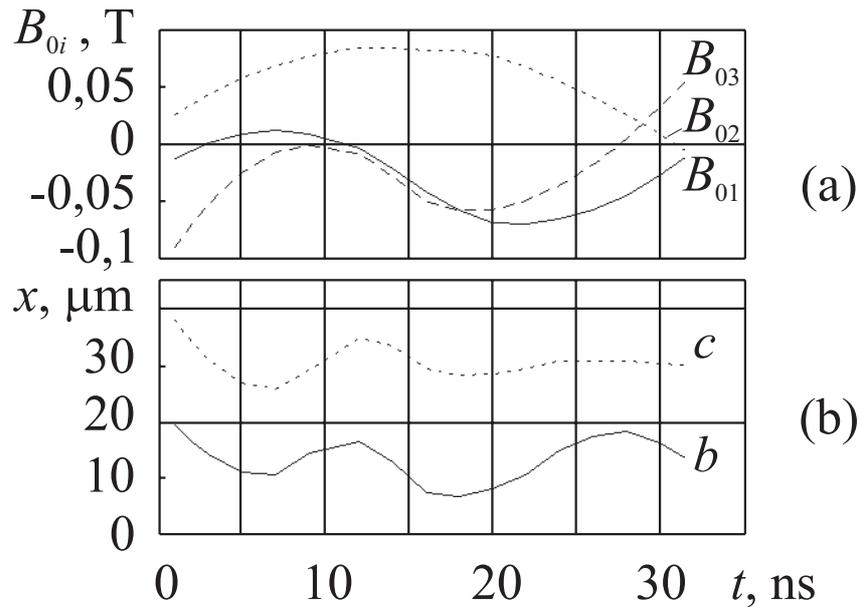


Abbildung 5.5: Dynamik der Streufelder in drei Bereichen der Co-Mikrostruktur $B_{01}(t)$, $B_{02}(t)$ und $B_{03}(t)$ (a) und die Zeitabhängigkeit der Grenzpositionen (b).

Bereiche in der Zeit beschreiben, sind in Abb. 5.5(b) dargestellt. Die Koordinate des oberen Rands der oberen Domäne a ist null, die Koordinate des unteren Rands der unteren Domäne d ist $45 \mu\text{m}$. Die Koordinaten der Sprünge des Streufeldes in dem Mittelbereich der Mikrostruktur sind als b (Grenze zwischen der oberen und mittleren Domäne) und c (Grenze zwischen der mittleren und unteren Domäne) bezeichnet (vgl. Abb. 5.1(b)). Diese Kurven $b(t)$ und $c(t)$ stellen ebenfalls wellige Linien dar, die unter dem Einfluss des externen Magnetfeldes entstehen.

Um die abgebildete Bildverzerrung der Co-Mikrostruktur (Abb. 5.2) zu begründen, schlagen wir das in Abb. 5.6 skizzierte Modell vor. Diese graphische Darstellung zeigt das vereinfachte Schema der drei-domänigen Mikrostruktur, der entsprechende tatsächliche XMCD-Kontrast ist in Abb. 5.1(b) dargestellt. Die Magnetisierungsrichtung der benachbarten Domänen ist antiparallel. Die Domänenwände b und c sind tatsächlich auf einer kleinen Längenskala in einem Zicksackmuster strukturiert, bei a und d liegen Abschlussdomänen vor, sodass sich insgesamt eine streufeldfreie Struktur ergibt, siehe Abb. 5.6(a). Wie schon oben erwähnt, ist die zu Oberfläche senkrechte Komponente in unserem Experiment unsichtbar, da die Lorentzkraft verschwindet. Die Abbildung 5.6 zeigt die parallel zum langen Mikrostrukturrand stehende Orientierung der tangentialen Komponenten der Domänenmagnetisierung, die der Abb. 5.1(b) entspricht. Das vorliegende Domänenmuster versucht, im feldfreien Zustand die Streufelder zu minimalisieren. Diesen Fall schildert die Abb. 5.1(c), wo der rechte Rand der linken Mikrostruktur im Bild eine gerade Linie zeigt.

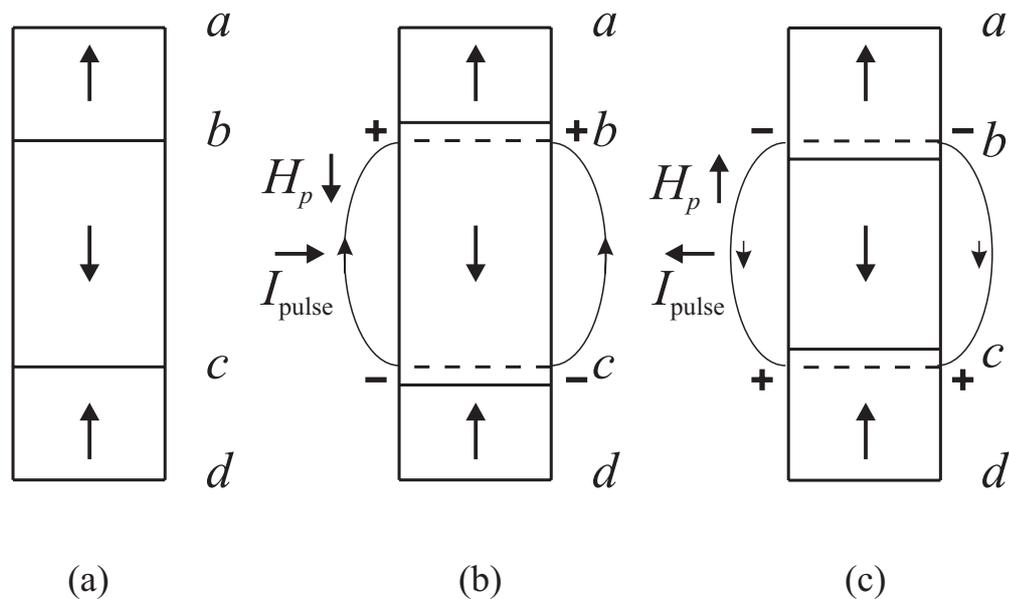


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Feldlinien des magnetischen Streufeldes der rechteckigen ferromagnetischen drei-domänigen Mikrostruktur unter dem Einfluss des Magnetfeldpulses. Diese Linien stehen in Beziehung zu den hinsichtlich der Mikrostruktur parallel orientierten Komponenten der Domänenmagnetisierung. Die parallel zur langen Achse der Mikrostruktur stehenden tangentialen Komponenten der Magnetisierung sind wie in Abb. 5.1(b) gerichtet. Die Pfeile zeigen die Richtung des magnetischen Flusses. (a) feldfreier Zustand. Der das magnetische Feld H_p erzeugende Strompuls läuft von links nach rechts (b) und von rechts nach links (c). + und – kennzeichnen magnetische Ladungen.

Dieselbe Situation trifft man in Abb. 5.2 für $t = 1$ ns. Jetzt betrachten wir den Fall des durchlaufenden Magnetfeldpulses. Wenn der Strompuls von links nach rechts läuft, ist das entstehende magnetische Feld H_p abwärts orientiert, siehe Abb. 5.6(b). Da die Magnetisierungsrichtung der mittleren Domäne mit der Richtung des angelegten externen Magnetfeldes übereinstimmt, vergrößert sich diese Domäne auf Kosten der anderen. Dabei ist der magnetische Fluss unkompenziert und bildet magnetische Ladungen aus, die mit + und – bezeichnet sind. Der durch die Ladungen erzeugte zusätzliche Fluss der mittleren Domäne schließt sich durch das Vakuum. Die schematische Darstellung der Feldlinien des magnetischen Flusses, welche mit den zusätzlichen magnetischen Ladungen der mittleren Domäne verbunden sind, wird durch volle Linien gekennzeichnet. Als Ergebnis hat das magnetische Streufeld am rechten und linken Mikrostrukturrand eine asymmetrische Erscheinung. Die Abb. 5.6(c) entspricht dem Fall, wenn der Strompuls von rechts nach links läuft. Das magnetische Feld H_p ist jetzt aufwärts orientiert. In diesem Fall vergrößert sich die obere und untere Domäne auf Kosten der mittleren Domäne. Die magnetischen Ladungen haben jetzt die umgekehrte Polarität. Der magnetische Fluss schließt sich über die gezeichneten Feldlinien über das Vakuum. In diesem Fall kann man sehen, dass der Charakter

des magnetischen Streufeldes entlang der Mikrostrukturänderungen in Abb. 5.6(b) anders ist, als in (c). Es erklärt die Bildverzerrung des rechten Randes der Co-Mikrostruktur (siehe Abb. 5.2) in die entgegengesetzte Richtung für die Zeiten $t = 22$ ns und $t = 28$ ns.

Abschließend ist zu bemerken, dass die berechneten magnetischen Streufelder den Wert von 100 mT erreichen, siehe Abb. 5.3(b), während das angelegte externe Magnetfeld um eine Größenordnung kleiner ist. Dies belegt, dass die Bildverzerrung vom Streufeld der Domänenstruktur und nicht vom Pulsfeld H_p herrührt.

5.2 Beobachtungen von transienten raumzeitlichen Domänenmustern in Permalloy-Mikrostrukturen

Für Multidomänenkonfigurationen von magnetischen Mikrostrukturen und für langsame Feldpulse ist Domänenwandbewegung der dominante Responsemechanismus. Da typische Domänenwandgeschwindigkeiten in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit liegen (einige 100 m/s bis 1000 m/s), wird eine Domänenwand während der Anstiegsflanke eines schnellen magnetischen Feldpulses nur um einige 100 nm verschoben. Für die starken Pulse der Messungen dieses Kapitels ist die Anstiegsflanke etwa 500 ps breit (Ausgang des Pulsers). Für die kürzeren Pulse des Kapitels 5.4 ist die Flanke etwa einen Faktor 5 kürzer. Eine magnetische Mikrostruktur mit einer lateralen Ausdehnung von mehreren Mikrometern wird daher nicht in der Lage sein, auf den schnellen Feldpuls durch merkliche Domänenwandverschiebungen (wie im quasi-statischen Fall) zu reagieren. Stattdessen wird die Remagnetisierung durch präzessionale Bewegung des Magnetisierungsvektors verlaufen.

Um das spatio-temporale Muster der präzessionalen Remagnetisierung zu untersuchen, wurden stroboskopische Serien von XMCD-PEEM Bildern für Permalloy-Mikrostrukturen von verschiedenen Formen und Größen durchgeführt. Die Pulswiederholfrequenz war hier 5,7 MHz (16-Bunch Modus der ESRF, siehe Tab. 4.1), d. h. die Zeitintervalle von 176 ns zwischen benachbarten Pulsen erlauben eine vollständige Relaxierung der Magnetisierung der Probe nach jedem Puls. Die Zeitauflösung dieser Messung lag in der Größenordnung von 125 ps, die Amplitude des Pulsfeldes war $\mu_0 \cdot H = 2$ mT. In allen Experimenten dieses Kapitels wurden die Permalloy-Mikrostrukturen durch Sputterdeposition auf einem lithographisch strukturierten Cu Streifenleiter präpariert. Die Permalloyschicht wurde nach dem Aufbringen durch Ionenstrahlätzen mikrostrukturiert (für Details, siehe [CMS04]).

5.2.1 Verbreiterung von Domänenwänden infolge von präzessionaler Remagnetisierung

Die Abb. 5.7 zeigt die magnetische Response einer Landau-Lifshitz Struktur auf einen Magnetfeldpuls mit dem in Abb. 5.8(a) dargestellten Profil. Wie schon oben erwähnt, wurde das Profil des Feldpulses durch Änderung des Vergrößerungsfaktors der Mikroskopoptik beim Durchlaufen des Spannungspulses durch das Gesichtsfeld bestimmt. Die Mikrostruktur ($20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 40 \text{nm}$) ist der obere Teil einer größeren rechteckigen Struktur ($20 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m} \times 40 \text{nm}$), welche in Abb. 5.9 gezeigt ist (Mikrostruktur mit dem Aspektverhältnis 1:4). Die obere Reihe von Abb. 5.7 zeigt die XMCD Asymmetriebilder aus einer Sequenz mit 125 ps Inkrement der zeitlichen Verzögerung t zwischen Einsatz des Feldpulses (Fußpunkt $t=0$ ps) und Lichtblitz. Die untere Reihe zeigt die zugehörigen Differenzbilder, welche jeweils durch Abzug des Bildes bei $t=0$ ps (Landau-Lifshitz Gleichgewichtszustand) gewonnen wurde.

Wie in Kap. 2 (siehe Abb. 2.4) erläutert wirkt das maximale anfängliche Drehmoment auf die Domänen B und D mit $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_p$. Wir untersuchen nun zunächst die Frage, ob diese Domänen kohärent auf den Feldpuls reagieren. Die Bildsequenz in Abb. 5.7 beantwortet diese Frage: Der Grauwert in Domänen B und D ändert sich inhomogen, d.h. die Präzessionsbewegung der Magnetisierung ist nicht kohärent in der gesamten jeweiligen Dömäne. Der lokale quantitative Grauwert eines XMCD Bildes ist proportional zu dem Skalarprodukt:

$$A_{\text{XMCD}} \propto \hat{\mathbf{P}}_{\text{circ}} \cdot \hat{\mathbf{M}}(\mathbf{r}) \propto \cos \varphi \quad (5.6)$$

wobei $\hat{\mathbf{P}}_{\text{circ}}$ und $\hat{\mathbf{M}}(\mathbf{r})$ die Einheitsvektoren der Photonenhelizität und der Magnetisierung, und φ den Winkel zwischen $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ und der Projektion von \mathbf{P}_{circ} auf die Probenoberfläche kennzeichnen. Die Grauwerte im XMCD-Asymmetriebild erlauben damit einen direkten Zugriff auf den lokalen Winkel der Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ bezüglich der Helizitätsrichtung der Röntgenstrahlung. Der Vektor $\hat{\mathbf{P}}_{\text{circ}}$ zeigt von links nach rechts in allen Bildern. Die XMCD-Asymmetrie in den Bereichen E und F (siehe Schemaskizze in Abb. 5.7 unten) wurde für die gesamte Serie bestimmt. Die Asymmetriewerte wurden mittels Gl. (5.6) in Drehwinkel φ übersetzt und sind in Abb. 5.8(b) gegen die Zeit aufgetragen.

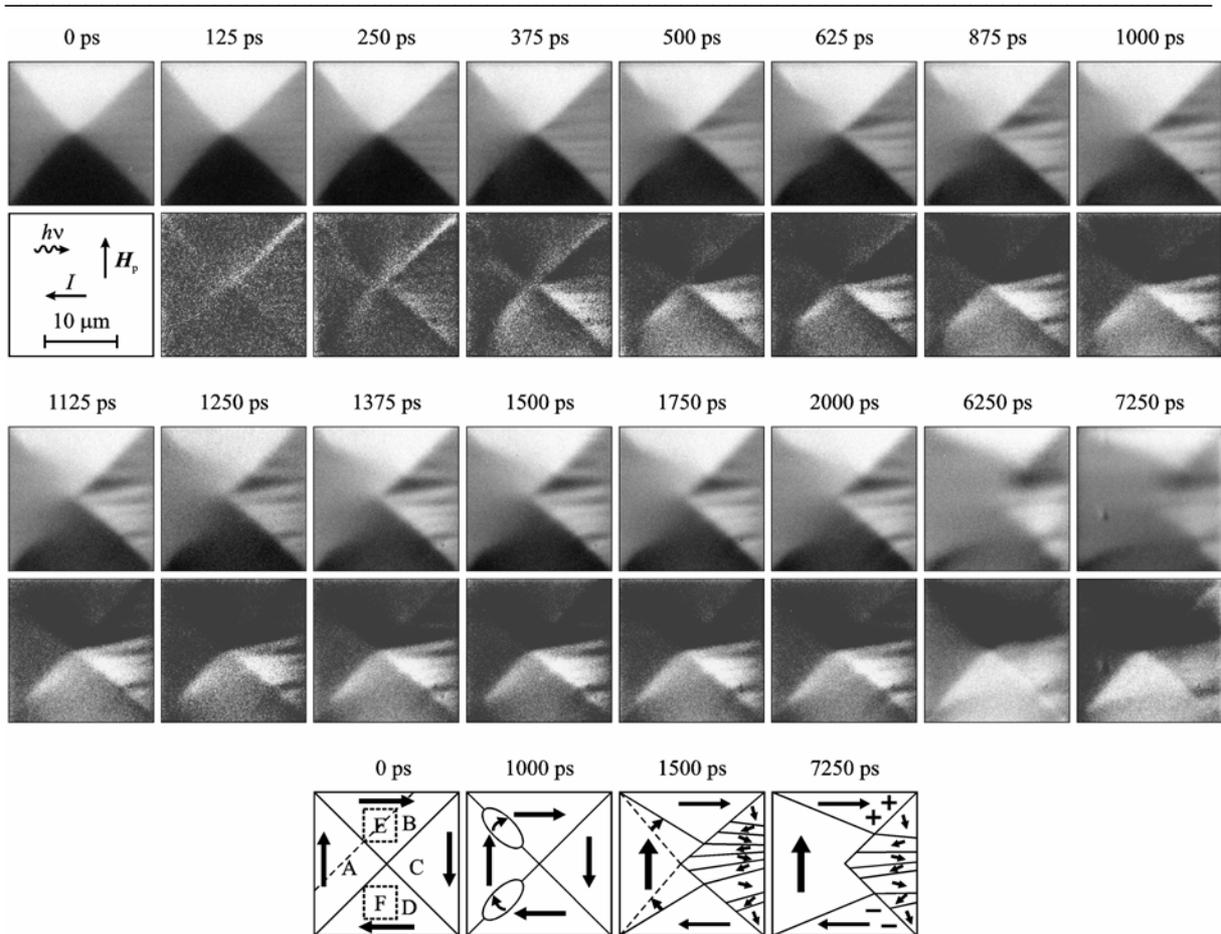


Abbildung 5.7: Serie von XMCD-PEEM Schnappschüssen (erste und dritte Reihe) und zugehörige Differenzbilder (zweite und vierte Reihe) des Domänenmusters einer Permalloy-Mikrostruktur (40 nm dick) aus einer Sequenz mit 125 ps Inkrement. Nur der obere Teil der $20 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ Mikrostruktur ist gezeigt. Der magnetische Kontrast basiert auf dem XMCD, hier an der Ni L_3 -Kante. Die schematischen Bilder (unten) kennzeichnen die Domänen A-D, die daraus entstehenden transienten Strukturen (schematisch), die Mikrobereiche E und F, sowie die Position des Linienprofils (gestrichelte Linie im Schema unten links). Die Vorzeichen + und – bezeichnen magnetische „Ladungen“.

In der Anstiegsflanke des Feldpulses wird die Präzessionsbewegung angeregt. Das Fourier-Spektrum des Pulses enthält Hochfrequenzbeiträge, welche diese präzessionalen Moden effektiv anregen. Der steilste Bereich der Anstiegsflanke ist mit den höchsten Fourieramplituden korreliert und liegt zwischen $t = 0$ und etwa 250 ps (Pfeil in Abb. 5.8(a)). D. h., diese Region „triggert“ die Hochfrequenzresponse. Diese präzessionalen Moden, die etwa mit den Moden (center modes) vergleichbar sind, welche in [JPP03, JRA05] diskutiert werden, treten in Domänen B und D auf. Mit zunehmender Zeit t zwischen Magnetfeldpuls und Lichtpuls erkennen wir, dass die Magnetisierung in diesen Domänen aus ihrer Gleichgewichtsrichtung verdreht wird. In den Differenzbildern in Abb. 5.7 zeigt sich dieser Effekt derart, dass die Domäne B zunehmend dunkler und die Domäne D zunehmend heller erscheint.

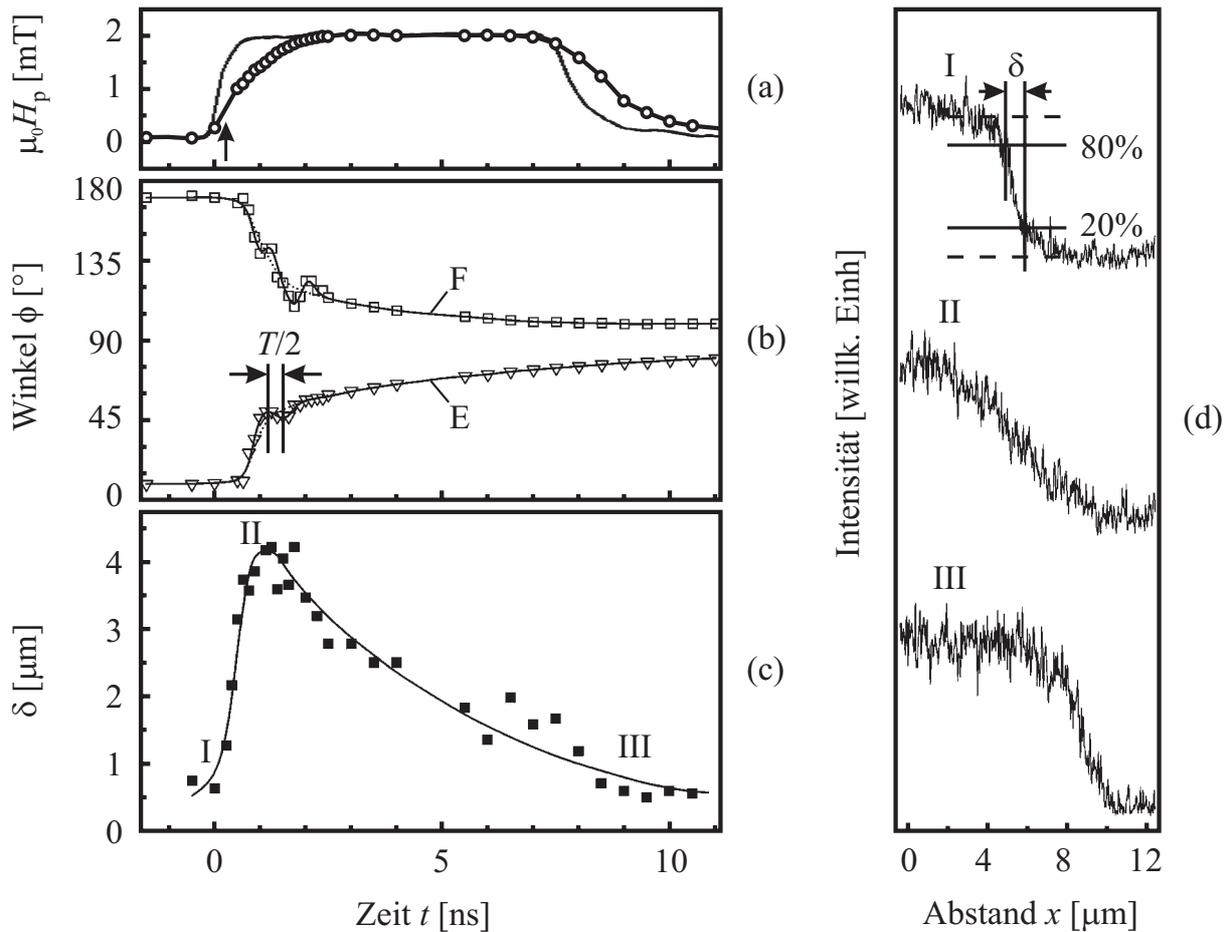


Abbildung 5.8: Feldpulsprofil (a) wie in Abb. 4.3, mikromagnetische Response, d.h. lokaler Rotationswinkel ϕ in Regionen E und F (definiert in Abb. 5.7) (b) und scheinbare Domänenwandbreite δ (c). Letztere Größe resultiert aus Linienprofilen wie in (d) entlang der gestrichelten Linie in Abb. 5.7 unten.

Die untere Kurve in Abb. 5.8(b), aufgenommen für den Bereich E, zeigt eine gedämpfte Oszillation des Winkels ϕ mit einer Periode von etwa 800 ps, entsprechend einer Frequenz von 1,25 GHz. Dieser Wert korrespondiert zu einem Zustand mit nichtverschwindendem externen Feld, was durch Vergleich mit dem Feldpulsprofil in Abb. 5.8(a) klar wird. Der Oszillation überlagert ist eine allmähliche Änderung des Winkels ϕ (gestrichelte Kurve), welche den eigentlichen Remagnetisierungsprozess widerspiegelt. Die obere Kurve in Abb. 5.8(b) ist nicht das Spiegelbild der unteren Kurve, was man zunächst erwarten würde. Stattdessen sieht sie komplizierter aus und zeigt mehrere Extremwerte. Dies zeigt, dass wir hier die Koexistenz von mehr als einer magnetischen Mode sehen, in Übereinstimmung mit den Resultaten in [JPP03, JRA05]. Diese Dissymmetrie ist höchstwahrscheinlich damit verbunden, dass die in Abb. 5.7 gezeigte Mikrostruktur tatsächlich den oberen Teil einer größeren Struktur darstellt (Abb. 5.9 rechte Mikrostruktur) und von dieser größeren Struktur beeinflusst wird. Region E liegt in einer dreiecksförmigen Randidomäne (C), während Region F in einer rechteckigen Domäne (in

„Diamantorientierung“) liegt. Aus demselben Grund ist die Magnetisierung in Domänen B und D bereits in dem $t = 0$ ps Bild verkippt. Die Abweichung beträgt etwa 10° bezogen auf die idealen Gleichgewichtsrichtungen 0° und 180° . Die Mikrostruktur weist entweder eine geringe Remanenz auf, oder eine Streufeldwechselwirkung mit der benachbarten großen Mikrostruktur auf dem Cu-Streifenleiter führt zu dieser leichten Verkipfung, siehe Abb. 5.9.

Die initiale Phase des Remagnetisierungsprozesses wird durch die Charakteristik der präzessionalen Bewegung dominiert, welche die lokale Magnetisierungsrichtung in den Bereichen E und F innerhalb der ersten zwei ns um etwa 50° verdreht, siehe Abb. 5.8(b). Die anfängliche Drehung in Region E zwischen 125 und 625 ps beträgt bereits mehr als 40° . Ein damit in Zusammenhang stehender Befund ist, dass die 90° -Néelwände A/B und A/D für $t = 250$ ps und darüber „diffus“ erscheinen. In den Differenzbildern zeigt sich dieser Effekt in einem ausgeprägten dunkel/hell-Muster, antisymmetrisch zu den Domänenwänden A/B und A/D. Dieser Effekt beginnt im Zentrum der Domänenwände und lässt das äußere Ende an den Ecken und das innere Ende in der Nähe der Vortex zunächst unbeeinflusst. Die Domänenwände werden in der Mitte durch die Vortex gepinnt, während in den Ecken ein hohes entmagnetisierendes Feld die Wandposition stabilisiert.

In der Mitte der Wände A/B und A/D entsteht eine Region, welche eine kontinuierliche Variation der lokalen Magnetisierungsrichtung aufweist. Dies ist im zweiten Teilbild der schematischen Domänenstrukturen der unteren Reihe in Abb. 5.7 skizziert. Diese Regionen verbreitern sich während des Feldpulsplateaus und bilden danach einen neuen dreiecksförmigen Bereich, welcher in dem 1500 ps Bild sichtbar ist und im dritten Bild der unteren Reihe skizziert ist. Zum Schluss vereinigen sich diese neuen dreiecksförmigen Domänen mit der anfänglichen Domäne A und formen eine W-förmige Domäne mit weitgehend homogener Magnetisierung entlang der Richtung des Feldpulses, siehe die Bilder bei 6250 und 7250 ps und das Schema unten rechts. Die ursprünglichen Wände A/B und A/C, die im Zentrum der Mikrostruktur endeten, sind vollständig verschwunden. Dieser W-förmige Zustand hat ein großes magnetisches Moment, angedeutet durch die magnetischen „Ladungen“ am oberen und unteren Ende der Struktur. In Übereinstimmung z. B. mit Chikazumi [SCH68], verwenden wir das Konzept von magnetischen Ladungen, gekennzeichnet durch + und - (obwohl magnetische Monopole bekannterweise nicht existieren). Ein sehr auffälliges Phänomen ist die Erscheinung eines streifenförmigen Domänenmusters in Domäne C, welches im Abschnitt 5.2.3 ausführlicher beschrieben wird.

Der Bereich der kontinuierlichen Drehung der Magnetisierung kann auch als stark verbreiterte 90° -Néelwand aufgefasst werden. Dies ist in Abb. 5.8(c) illustriert, in dem die

zeitliche Entwicklung der scheinbaren Wandbreite δ (Anstieg von 20 % auf 80 %), der 90°-Néelwand dargestellt ist. Die Größe δ wurde aus Linienprofilen entlang der gestrichelten Linie im Schema in Abb. 5.7 unten gewonnen. Die Beispiele I, II und III des resultierenden Linienprofils sind in Abb. 5.8(d) gezeigt. Während der Anstiegsflanke verbreitert die Néelwand sich sehr schnell bis auf etwa 4 μm und während des Pulsplateaus wird die Wand wieder schmaler bis sie ihre anfängliche Breite am Ende des Pulses wieder erreicht hat. Die wirkliche Breite von 140 nm im ungestörten Zustand kann bei diesen Experimenten nicht aufgelöst werden.

An dieser Stelle ist es wichtig zu berücksichtigen, dass die Bilder in einem stroboskopischen Modus aufgenommen wurden, d. h. jedes Einzelbild repräsentiert den Mittelwert von über 10^9 Magnetisierungszyklen. Dies bedeutet, dass der Grauwert in den XMCD-Asymmetriebildern die mittlere in-plane Komponente von \mathbf{M} wiedergibt, welche eine gedämpfte Präzession um die Richtung des effektiven Feldes \mathbf{H}_{eff} durchführt. Letzteres ist nicht konstant, sondern variiert mit der Zeit. Ohne die Dämpfung im Präzessionsterm würde sich keine Änderung der Richtung von \mathbf{H}_{eff} ergeben. Während der Anstiegsflanke des Feldpulses folgt die Magnetisierung der zunehmenden Pulsamplitude sehr schnell in Form der gedämpften präzessionalen Bewegung in den Domänen, deren Magnetisierung anfänglich senkrecht zum Pulsfeld liegt. Das Remagnetisierungsverhalten wird durch die hohe Präzessionsfrequenz im Bereich von 1,25 GHz getrieben. Dies entspricht einer Rotation von 90° in etwa 200 ps. Die Zeitauflösung dieser Messungen von etwa 125 ps erlaubt es daher nicht, scharfe Schnappschüsse der präzessionalen Bewegung aufzunehmen. Stattdessen beobachten wir den mittleren Rotationswinkel in einem Zeitintervall von 125 ps.

Abb. 5.9 zeigt eine Sequenz von Schnappschüssen während des Anlegens desselben unipolaren Feldpulses an ein größeres rechteckiges Element mit $40 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ (links) und an dasselbe $20 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ Element (rechts). Die Serie startet von einem etwas deformierten Landau Zustand (a) als „jungfräulichem“ Zustand bevor der erste Feldpuls angelegt wurde. Der Pulszug treibt das größere Rechteck vom 7-domänigen Grundzustand (a) in den 13-domänigen Zustand (b), welcher durch 3 zusätzliche 180°-Néelwände charakterisiert ist. Diese Wände verlaufen horizontal, was auf eine uniaxiale Anisotropie in dieser Richtung hindeutet. Bild (b) wurde im stroboskopischen Modus bei einer Zeit aufgenommen, die dem Einsatzpunkt des Feldpulses entspricht ($t = 0$ ns, siehe Abb. 5.8(a)). Während der Wirkung des ca. 8 ns langen Feldpulses entwickelt sich das Domänenmuster über einen Zwischenzustand (c) in einen Zustand mit einem sehr großen Nettomoment (d). Der mittlere Grauwert in diesem Bild belegt, dass in den meisten Bereichen des Rechtecks die lokale

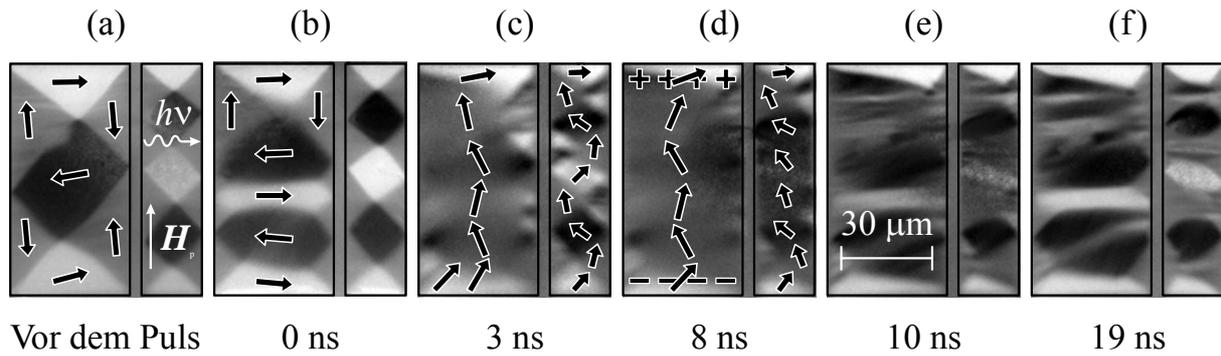


Abbildung 5.9: Serie von Schnappschüssen der transienten Domänenmuster von 2 Permalloy-Mikrostrukturen ($40 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$, 40 nm dick). Ein starker unipolarer Feldpuls treibt die Struktur von dem „jungfräulichen“ Zustand (a) durch einen Zwischenzustand (c) in einen nahezu gesättigten Zustand (d), welcher mit relativ großer Zeitkonstante relaxiert (e, f) und bei $t = 0 \text{ ns} = 176 \text{ ns}$ hinter dem vorangegangenen Feldpuls den Endzustand (b) erreicht. Das Pulsprofil ist identisch mit Abb. 5.8(a). Pfeile bezeichnen die lokale Magnetisierungsrichtung, welche aus dem quantitativen XMCD Kontrast berechnet wurde. Zeichen + und – stellen magnetische Ladungen dar.

Magnetisierung aufwärts weist, was durch die Pfeile angedeutet ist. Nur an den oberen und unteren Kanten sind helle Abschlussdomänen sichtbar. An den linken und rechten Kanten sind schwache abschluss-domänenartige Strukturen zu sehen, welche offensichtlich mit entsprechenden Strukturen in dem zweiten Rechteck parallel zum ersten über einen Zwischenraum von nur $6 \mu\text{m}$ verknüpft sind. Eine dipolare Kopplung über das Streufeld stabilisiert diese restlichen Randdomänen. Das große Nettomoment ist wieder verbunden mit magnetischen „Ladungen“ am oberen und unteren Ende des Teilchens, angedeutet durch Plus- und Minuszeichen. Diese erzeugen ein beträchtliches entmagnetisierendes Feld, welches das Pulsfeld kompensiert, sobald die Sättigung erreicht ist, Bild (d). Während und hinter der abfallenden Flanke (e) erscheint das Domänenmuster sehr stark gestört. Horizontale Streifen sind sichtbar, welche im Abschnitt 5.2.3 erklärt werden. Selbst bei $t = 19 \text{ ns}$ ist die Struktur immer noch nicht relaxiert (f) im Vergleich mit dem $t = 0 \text{ ns}$ Bild (b). Die Zeit $t = 0 \text{ ns}$ ist äquivalent zu $t = 176 \text{ ns}$ nach dem vorangegangenen Puls. Anders als die schnelle präzessionale Remagnetisierung während der Anstiegsflanke des Feldpulses verläuft die Relaxation während und nach der abfallenden Flanke wesentlich langsamer. Auch dies wird im Abschnitt 5.2.3 weiter diskutiert.

5.2.2 Bildung von transienten Domänenwänden und transienten Vortizes

Die nicht-gleichförmige präzessionale Bewegung kann „dynamische“ Domänenwände erzeugen, welche sich während des Magnetisierungsprozesses bilden und wieder

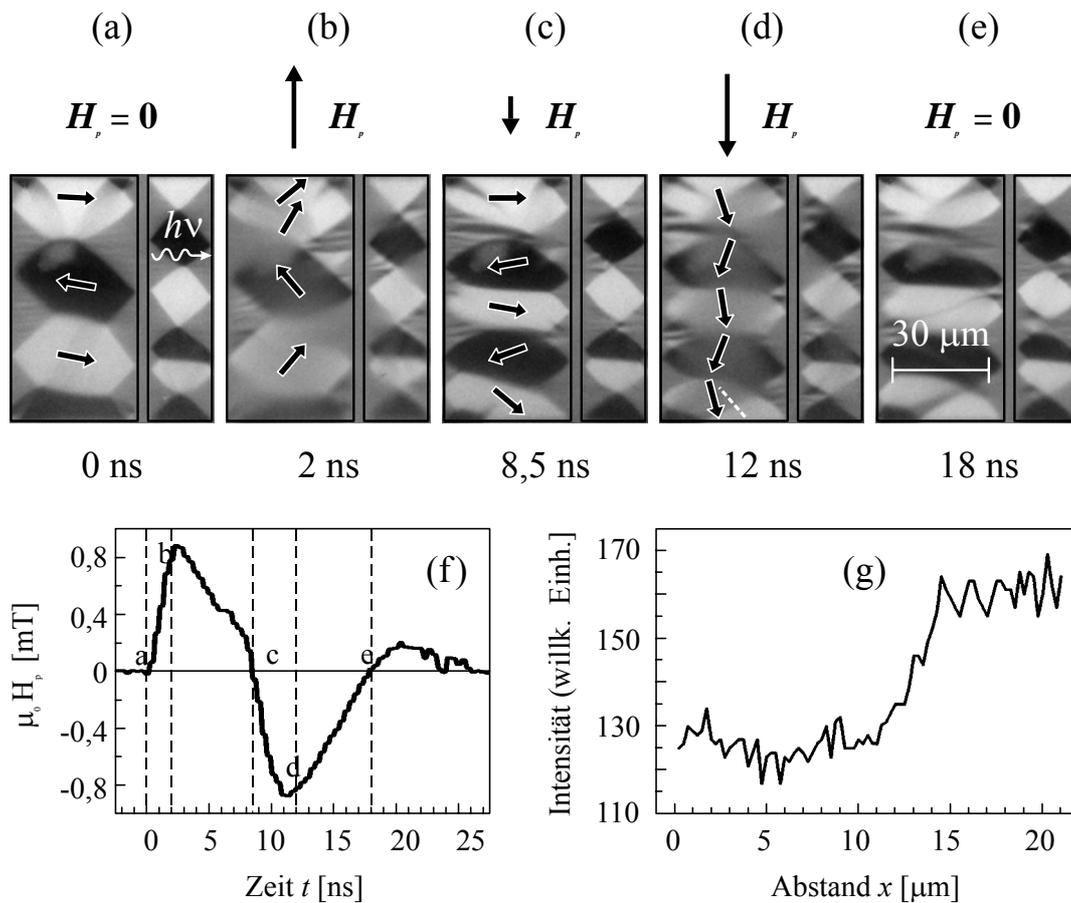


Abbildung 5.10: Schnappschüsse derselben Mikrostrukturen wie in Abb. 5.9, jedoch für einen bipolaren Feldpuls, siehe unteres Panel (f). Dieser Puls genügt nicht zum Erreichen der Sättigungsmagnetisierung, er erzeugt jedoch eine hohe Nettomagnetisierung in der positiven (b) und negativen (d) Halbwelle des Wechselfeldes. Das Linienprofil durch die transiente Domänenwand entlang der gestrichelten Linie in (d) ist in (g) dargestellt.

verschwinden (oder sich zumindest in Kleinwinkel-Wände rückentwickeln). Ein Beispiel ist in Abb. 5.10(a-e) gezeigt. Hier ist dieselbe Struktur wie in Abb. 5.9 einem bipolaren Feldpuls (f) ausgesetzt. Durch nähere Betrachtung der Serie erkennt man, dass in bestimmten Domänen ein Teil einer präzessionalen Remagnetisierung durchläuft, während ein anderer Teil derselben Domäne unverändert bleibt. Dieser Effekt ist z. B. in der unteren weißen Domäne im 12ns-Bild sichtbar. Das Intensitätsprofil entlang der gestrichelten Linie zeigt, dass die Grenze zwischen dem präzedierenden und nicht-präzedierenden Bereich relativ scharf ist. D. h. eine transiente Domänenwand wird in der dynamischen Bildsequenz sichtbar. Die Lage der Wand ist durch die Stetigkeit der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Wand (Erhaltung des magnetischen Flusses im Material) bestimmt, siehe Lage der Pfeile. Während dieser bipolaren Anregung entwickelt die Mikrostruktur die so genannten „spike-domains“ in den Ecken des großen Elementes. Diese wurden bei ähnlichen Strukturen auch mittels zeitaufgelöster Kerr-Mikroskopie von Chumakov et al. beobachtet [DCH05]. Der magnetische Fluss penetriert die Mikrostruktur von der unteren Kante zur oberen linken Ecke

für den positiven Feldpuls (b) und von der oberen rechten Ecke zur unteren linken Ecke in dem negativen Feldpuls (d). Die Pfeile geben die lokale Magnetisierungsrichtung an. In der Nähe des Nulldurchgangs zwischen positiver und negativer Polarität dreht sich die Magnetisierung in Richtungen nahezu senkrecht zu \mathbf{H}_p (c). Die Richtung der Magnetisierung in den Eckdomänen ändert sich infolge des stark reduzierten effektiven Drehmomentes nicht. Die Reduzierung des Drehmomentes rührt von dem großen lokalen entmagnetisierenden Feld im Bereich der Ecken her.

Abb. 5.11(a-c) zeigt Schnappschüsse einer anderen Domänenstruktur bei $t = 0$, 250 und 500 ps bezogen auf den Fußpunkt des Feldpulses. Dieses einer Landau-Struktur ähnelnde Muster trat in einem Permalloyring auf und wurde im Detail von Neeb et al. [DNE05] diskutiert. Wir erkennen, dass die Magnetisierung von Domäne C sich bei $t = 250$ und 500 ps in die Richtung senkrecht zu \mathbf{H}_p dreht. Offensichtlich wirkt das Drehmoment im Uhrzeigersinn für die obere Hälfte und gegen den Uhrzeiger sinn für die untere Hälfte der Domäne, siehe Bild (b). Dies Verhalten wird durch das Wechselspiel zwischen entmagnetisierendem Feld und externem Pulsfeld verursacht. Zur Aufklärung des Phänomens wurde eine Simulation mittels des Programmcodes OOMMF [OOM01] durchgeführt. Das Resultat ist in Abb. 5.11(d-e) dargestellt. Die Berechnung wurde für eine kleine quadratische Mikrostruktur mit einer Kantenlänge von nur 1 μm und 18 nm Dicke durchgeführt. Ausgehend von einer idealen Landau-Struktur (d) erzeugt der externe Feldpuls mit einer Amplitude von 5 mT mit einer Anstiegsflanke von 100 ps ein Paar von antiparallel orientierten Domänen bei einer Zeit von $t = 340$ ps (e). Die Domänen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den im Experiment beobachteten Domänen. Magnetische Ladungen (gekennzeichnet mit + und -) an der oberen und unteren rechten Ecke der gestörten Landau-Struktur bilden sich in der frühen Phase des Feldpulses (b). Das entmagnetisierende Feld dieser Ladungen wird zu dem externen Feld hinzuaddiert und bildet das gesamte effektive Feld \mathbf{H}_{eff} . Dieses ist offenbar gegenüber der Richtung des anfänglichen Feldpulses \mathbf{H}_p deutlich gekippt.

In der Folge resultiert diese Verkippung in einem Drehmoment auf die Magnetisierung in Domäne C. Auf Grund der Lage von B und D dreht dieses Drehmoment die Magnetisierung in der oberen Hälfte von Domäne C im Uhrzeigersinn und in der unteren Hälfte entgegen dem Uhrzeigersinn. Dadurch bildet sich ein Paar von antiparallel orientierten Domänen mit $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_p$. Diese Domänenstruktur ist mit zwei neuen Vortizes verbunden, die in Abb. 5.11(c) durch Kreise gekennzeichnet sind. Beide Strukturen, d.h. das neue Paar von

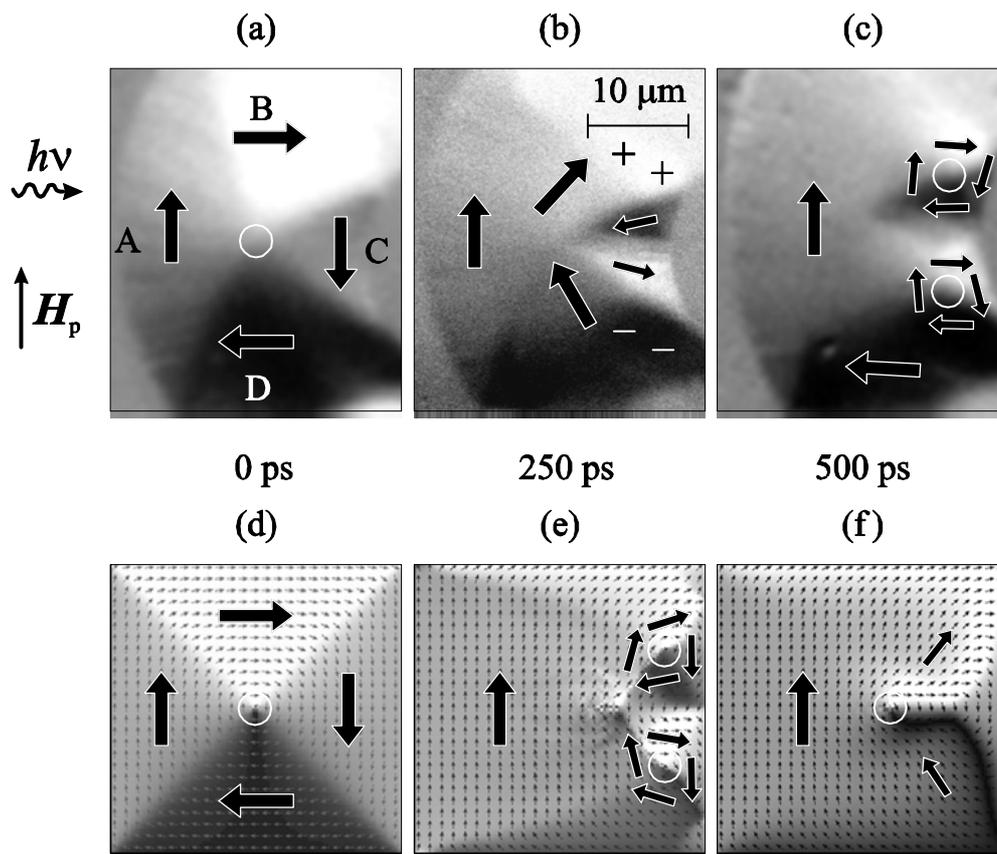


Abbildung 5.11: XMCD Asymmetriebilder, aufgenommen während der Anstiegsflanke eines unipolaren Feldpulses mit Amplitude ca. 2 mT an der Ni L_3 -Kante. Die Bildsequenz zeigt, wie das Landau-Struktur ähnliche Muster (a) in einen transienten Doppelvortezustand getrieben wird (b, c). Die Vortexpositionen sind durch Kreise gekennzeichnet. Eine mikromagnetische Simulation ($1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$, 18 nm Dicke, 5 mT Feldpuls), welche von einem Landau-Zustand gestartet ist (d) reproduziert diesen Doppelvortezustand und zeigt, dass die zentrale Vortex um etwa $0,3 \mu\text{m}$ verschoben ist (bei $t = 0,34 \text{ ns}$), was mit starker Spinwellenentwicklung verbunden ist (e). Eine Simulation mit geänderten Parametern (gleiche Strukturgröße, jedoch 3 nm Dicke und 0,8 mT Feldpuls) zeigt, dass der Doppelvortezustand in diesem Falle fehlt (f). (b, c, e) geben einen transienten Zustand wieder, welcher während der quasi-statischen Remagnetisierung nicht auftritt.

Domänen und die transienten Vortizes wurden durch die Simulation bestätigt (e). Ein weiterer transienter Vortex ist in Abb. 5.12(b) sichtbar (durch Kreis gekennzeichnet).

Die Bedeutung der Streufeldenergie für diese transienten Domänenmuster wurde durch eine Simulation für ein Rechteck mit den gleichen lateralen Abmessungen aber einer Dicke von nur 3 nm bestätigt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.11(f) dargestellt. Der Doppelvortezustand und die antiparallelen Domänen in der früheren Domäne C treten bei dieser dünnen Struktur nicht auf. In diesem Fall ist der Feldpuls genügend groß, so dass das entmagnetisierende Feld, welches sich durch die magnetischen Ladungen an den Kanten der Domäne C ausbildet, die Richtung des effektiven Feldes nicht signifikant ändert. Der

ursprüngliche einzelne Vortex in der Mitte des Quadrates ist daher erhalten und wird durch den Feldpuls nur deformiert und etwas verschoben.

5.2.3 Schnelle Ausbildung eines gestreiften Domänenmusters (inkohärente Drehung)

Der vorige Abschnitt hat gezeigt, dass das lokale entmagnetisierende Feld zu einem gedrehten lokalen effektiven Feld \mathbf{H}_{eff} führt, welches auch in der Domäne C ein Drehmoment ausübt. Aufgrund dieses entmagnetisierenden Feldes ist die Response der Domänen A bis C nicht unabhängig voneinander. Die Momentaufnahmen in Abb. 5.12 zeigen, dass hier die anfänglich antiparallele Domäne C, siehe Bild (a), sehr schnell ein charakteristisches Streifenmuster entwickelt (b). Die Magnetisierung innerhalb der Streifen hat eine signifikante Komponente senkrecht zur anfänglichen Magnetisierung, was sich in dem hell-dunkel Kontrast widerspiegelt. Während des Pulsplateaus vergrößert sich das Streifenmuster, siehe Bild (c). Im Folgenden werden wir Mechanismen diskutieren, welche so ein Domänenmuster generieren können.

Mittels zeitaufgelöster Kerr-Mikroskopie und mikromagnetischen Simulationen haben Freeman und Mitarbeiter [WKH97, MRF98, WKH02, BHI02] das Entstehen solcher komplexer Streifenmuster in Permalloy-Mikrostrukturen ähnlicher Größe beobachtet. Diese Experimente starteten von einem anfänglich gesättigten Zustand und die Response auf einen Feldpuls antiparallel zum anfänglichen statischen Feld wurde untersucht. Oberhalb einer gewissen Feldstärke beobachteten die Autoren das Erscheinen der komplexen, streifenartigen Domänenphase. Dieses Verhalten wurde als inkohärente Drehung der Magnetisierung bezeichnet, das Streifenmuster wird auch blocking pattern genannt. Die homogene Magnetisierung bricht auf in ein System von gestreiften Bereichen, in denen der lokale Magnetisierungsvektor in eine Richtung hin zu $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_p$ verdreht wird. Während der dynamischen Response wird \mathbf{M} auch aus der Filmebene herausgedreht (vgl. Diskussion zu Abb. 2.4). Die Autoren diskutieren die Existenz einer magnetischen Restwelligkeit im Anfangszustand als Ursprung der gestreiften Domänenphase. Solch eine Restwelligkeit entsteht durch Inhomogenitäten oder lokale Anisotropien im Film. Auch kleine strukturelle Defekte, wie. z. B. Kantenrauigkeit der Mikrostruktur, werden als Ursprung des Streifenmusters diskutiert. Die Bilderserie in Abb. 5.7 ($t = 250$ ps und darüber) zeigt jedoch, dass die Streifen nicht am äußeren Rand nukleieren, sondern eher in der Nähe der 90° -Néelwände B/C

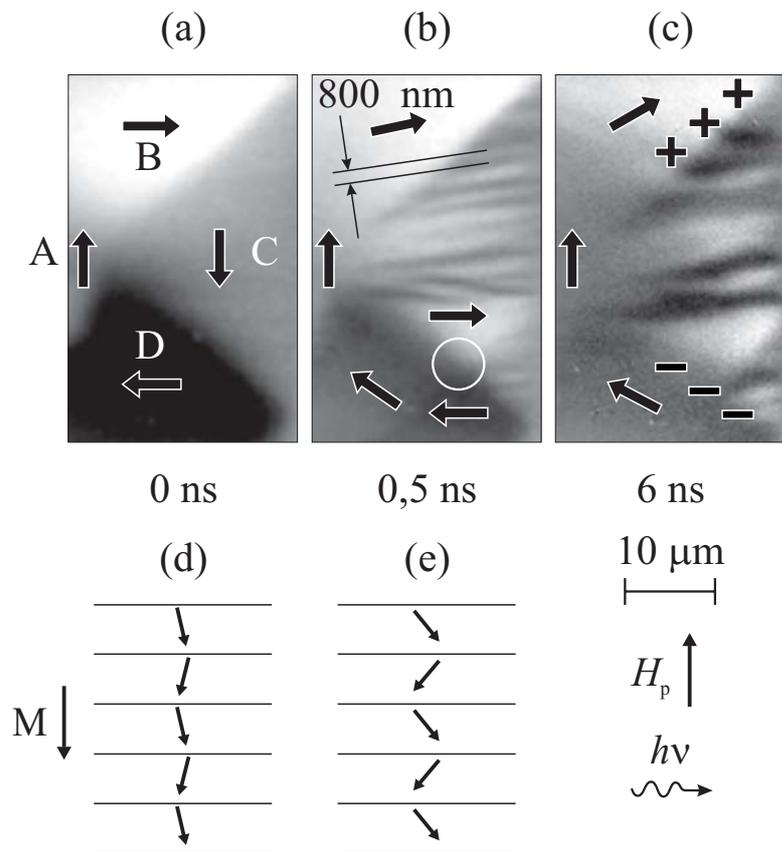


Abbildung 5.12: Übergang einer Landau-Struktur (a) in ein gestreiftes Domänenmuster (b) während des Einsatzes des Feldpulses. Die betreffende Domäne C war ursprünglich umgekehrt zum Feldpuls magnetisiert. Zusätzlich entsteht ein transients Vortex in einer Domänenwand (gekennzeichnet durch einen Kreis). Der Mechanismus ist in (d) und (e) skizziert, für Details siehe Text.

und C/D. Dies belegt, dass für unsere Messungen die Kantenrauigkeit als Hauptmechanismus ausscheidet.

Die Muster zeigen Ähnlichkeiten mit statischen van-den-Berg Konzertina Mustern, auch blocking pattern oder buckling states genannt [HVD82, SKD80]. Hubert und Schäfer [AHU98] haben gezeigt, dass diese statischen Strukturen durch ein System von wechselwirkenden Kleinwinkel- Néelwänden gebildet werden, welche sich gegenseitig durch dipolare Felder stabilisieren. Die Muster entstehen aufgrund des Wechselspiels zwischen Streufeldenergie und demselben Mechanismus, welcher die magnetische Restwelligkeit erzeugt. Letztere ist für Permalloy sehr gut bekannt, siehe z. B. [HHO68]. Statische Konzertina-Muster sind „hochgradig wiederholbar“, wie von Chumakov et al. [DCH05] angemerkt wurde. Regionen mit stärkerer und schwächerer Drehung erscheinen als domänenartige Flächen, getrennt durch Domänengrenzen. Abb. 5.7 zeigt, dass das Streifenmuster mit zunehmender Zeit im Kontrast zunimmt. Dies ist ein Hinweis auf die abwechselnd im Urzeigersinn und gegen den Uhrzeigersinn gerichtete Drehung von $\mathbf{M}(r)$

trotz der Formanisotropie, welche eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zu den Kanten der Struktur begünstigt.

Sobald sich dieser Multidomänenzustand gebildet hat, sind die Magnetisierungsumkehr sowie die spätere Relaxation stark verzögert. Dies wird sichtbar in der Bildserie in Abb. 5.7. Ein Beitrag ist sicher die geringe Mobilität des Domänenwandnetzwerks [DCH05]. Zusätzlich kompensieren die magnetischen Ladungen am oberen und unteren Ende der Streifendomäne C (gekennzeichnet durch + und – in Abb. 5.7, rechts unten) teilweise das effektive Feld. Die Struktur ähnelt einem Hufeisenmagneten, dessen entmagnetisierendes Feld umgekehrt zur Richtung des externen Feldpulses liegt, wodurch der Feldpuls effektiv abgeschirmt wird.

Die magnetische Restwelligkeit besteht aus einer kleinen Magnetisierungskomponente senkrecht zur mittleren Magnetisierung \mathbf{M} , dargestellt in Abb. 5.12(d). Das Verkanten der lokalen Magnetisierungsrichtung führt zu $\mathbf{M} \times \mathbf{H} \neq 0$ und das Drehmoment ist so gerichtet, dass die Verkippung verstärkt wird, wodurch sich in der Folge die gestreifte Phase ausbildet, skizziert in Abb. 5.12(e). Die Abb. 5.12(b) zeigt, dass der typische Abstand des anfänglichen Streifenmusters in der Größenordnung von 800 nm liegt. Während der Plateaus des Feldpulses vergrößert sich das Streifenmuster, d.h. die feinen Streifen vereinigen sich teilweise, sichtbar in Abb. 5.12(c). In der Serie der kleineren Mikrostruktur in Abb. 5.7 (bei $t = 6250$ ps) lässt sich erkennen, dass ähnlich zu Abb. 5.11(b-c) das Domänenmuster in der Tendenz sich zu zwei antiparallelen Domänen entwickelt. Diese reduzieren das entmagnetisierende Feld der magnetischen Ladungen am Ende der Struktur, wie im Zusammenhang mit den transienten Vortizes im vorigen Abschnitt diskutiert wurde. Dies ist ein weiterer Mechanismus, welcher eine lokale Magnetisierung senkrecht zum Pulsfeld in Domäne C erzeugt.

Im Feldpulsplateau erzeugen die magnetischen Ladungen ein entmagnetisierendes Feld \mathbf{H}_{demag} , welches idealerweise das externe Pulsfeld \mathbf{H}_p im statischen Limit kompensiert. Dann ist

$$\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M} = \mathbf{0} \quad (5.7)$$

d.h. es wirkt kein Drehmoment auf den Magnetisierungsvektor nachdem die gedämpfte Präzession bei anliegendem Pulsfeld zum Stillstand gekommen ist. Innerhalb mehrerer ns während des Feldpulsplateaus ändert sich das Magnetisierungsmuster daher nicht signifikant, abgesehen von der Vergrößerung des Streifenmusters. Die Situation ändert sich am Einsatz

der abfallenden Flanke, wo der schnelle Abfall des externen Pulsfeldes zu einer Störung von Gleichung (5.7) führt, so dass die Komponente H_{eff} senkrecht zu \mathbf{M} von Null verschieden ist. Die magnetischen Ladungen können dem schnellen Abfall des externen Feldes nicht instantan folgen. In der Anstiegsflanke war die wirksame Komponente des effektiven Feldes aufwärts gerichtet und erzeugte das Streifenmuster in Abb. 5.7 und Abb. 5.9(c) am rechten Rand. In der abfallenden Flanke ist diese Komponente nach unten gerichtet. Das Bild in Abb. 5.9(e) zeigt, dass wieder die Struktur mit der Magnetisierungsrichtung antiparallel zur wirksamen Komponente von H_{eff} durch Ausbildung einer gestreiften Phase reagiert. Hier erfasst dieser Effekt praktisch die gesamte Struktur, welche vor dem Abfall des Pulsfeldes magnetisch nahezu gesättigt war.

Nach dem Abfallen des Feldes bei $t = 19$ ns (siehe Abb. 5.9(f)) liegt offenbar die Situation vor, dass das entmagnetisierende Feld immer noch von Null verschieden ist. Die Relaxation der Struktur benötigt einen Zeitraum von mehreren 10 ns, was durch Simulationen bestätigt wird. Die Bildserie zeigt, dass die lokalen Magnetisierungsprozesse durch das Streifenmuster stark verzögert werden. Chumakov et al. [DCH05] beobachteten, dass für ähnliche Permalloy-Mikrostrukturen der anfängliche Landau-Grundzustand erst nach etwa 40 ns erreicht wird. Im Gegensatz zu Chumakov et al. beobachten wir jedoch die gestreifte Domänenphase auch während der Anstiegsflanke des Feldpulses. Es ist bekannt, dass dieser Verzögerungsprozess (blocking) auch für die Stabilität von van-den Berg Konzertina Mustern während quasi-statischer Magnetisierungsprozesse verantwortlich ist. Der Multidomänenzustand verzögert die Relaxation in den Landau-Grundzustand erheblich infolge der komplizierten Wand- und Vortex-Struktur und ihrer niedrigen Mobilität.

5.3 Metastabile Zustände

In mehreren Fällen ließ sich beobachten, dass die Mikrostruktur überhaupt nicht zurück in den Landau-Grundzustand relaxierte. Stattdessen wurden metastabile Zustände für makroskopische Zeiten von bis zu mehreren Stunden beobachtet. Da die Relaxation ein thermisch aktivierter Prozess bei zufälligen Zeiten ist, ist die stroboskopische Abbildungsmethode in diesem Fall nicht geeignet, die Magnetisierungsdynamik zu beobachten. Zwei typische Beispiele sind in Abb. 5.13 und in 5.14 dargestellt.

Das Verhalten eines Permalloy Quadrates ($40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, 40 nm dick) in der so genannten „Diamant“-Orientierung ist in Abb. 5.13(a–d) gezeigt. Ein unipolarer Pulszug

mit positiver Polarität treibt die Struktur vom anfänglichen 4-domänigen Landau-Grundzustand (a) zu einem 7-domänigen Zustand (b), welcher durch zwei 180°-Stachelwände (cross-tie-walls) gekennzeichnet ist. Abschlussdomänen mit 90°-Wänden sind an der oberen rechten und unteren linken Kante der Struktur sichtbar. Für einen Pulszug von umgekehrter Polarität wird diese metastabile Domänenstruktur umgedreht (c). Erst nach mehreren Stunden wurde die Struktur wieder im Landau-Grundzustand (d) beobachtet, welche praktisch identisch mit dem Anfangszustand (a) ist. Die 180°-Wände deuten auf die Existenz einer uniaxialen Anisotropie K_u hin. Die 180°-Wände bilden sich weitgehend parallel zu K_u aus. Offensichtlich ist der Gewinn an Anisotropieenergie in den Mustern (b, c) groß genug, um diese Muster über makroskopische Zeiten zu stabilisieren, obwohl die Wandenergie in diesem Zustand zugenommen hat. Die deutliche Verzerrung der 7-domänigen Struktur (Stachelwände sind nicht parallel zu den Kanten) deutet darauf hin, dass K_u nahe zu horizontal verläuft.

Ein Beispiel mit einem unterschiedlichen Verhalten ist in Abb. 5.14 dargestellt. Hier wurden zwei rechteckige Permalloy Mikrostrukturen mit unterschiedlichem Aspektverhältnis untersucht. Das chemische Bild, aufgenommen an der Ni L_3 -Kante ist in Abb. 5.14(a) dargestellt. In diesem Fall treibt der Pulszug des Magnetfelds die Struktur in ein Konzertina-Muster, welches über mehrere Stunden nicht relaxierte. Wieder führt die uniaxiale Anisotropie K_u zu einem Gewinn an Anisotropieenergie, wenn alle Domänen entlang K_u magnetisiert sind. Hier ist jedoch nicht nur die Wandenergie vergrößert, sondern zusätzlich treten beträchtliche Streufeldenergien durch die magnetischen Ladungen an den beiden langen Kanten der Struktur auf. Das Konzertina-Muster ist für die engere Mikrostruktur feiner (geringere Periodizität). Dies resultiert daher, dass der Demagnetisierungsfaktor der engeren

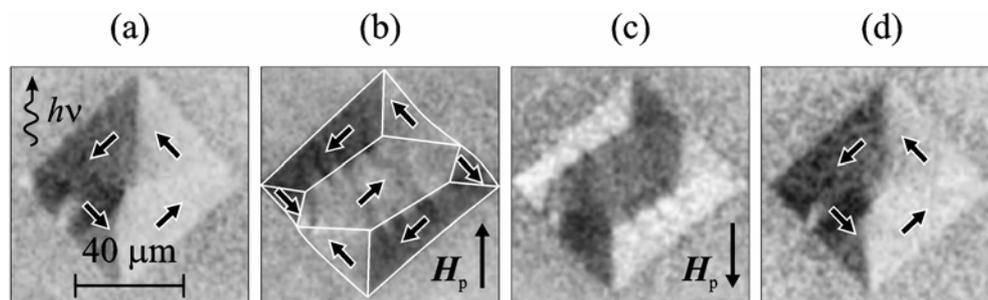


Abbildung 5.13: Nicht-periodisches Schalten in metastabile Zustände. Der anfängliche Landau-Zustand (a) eines Permalloy-Quadrates ($40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$, $40\ \text{nm}$ dick) wird durch einen kurzen Pulszug in einen metastabilen 7-domänigen Zustand geschaltet (b, c für umgekehrte Feldrichtung). Dieser relaxiert thermisch innerhalb von Stunden zurück in den Landau-Grundzustand (d). Diese Bildsequenz wurde an der Ni L_3 -Kante mittels des Delayline-Detektors aufgenommen.

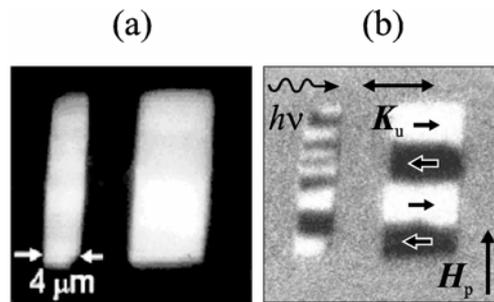


Abbildung 5.14: Zwei rechteckige Permalloy-Mikrostrukturen ($4 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$, 20 nm dick) werden in ein langlebiges Konzertina-Muster geschaltet. Dieses hat eine signifikante Wand- und Streufeldenergie, jedoch vermutlich eine günstigere Anisotropieenergie infolge der uniaxialen Anisotropie K_u des Films. (a) chemisches Bild, (b) XMCD-Kontrast an der Ni L_3 -Kante.

Mikrostruktur größer ist und somit die Streufeldenergie für eine gegebene Domänenstruktur erhöht. Durch das feinere Domänenmuster wird die Streufeldenergie auf Kosten zusätzlicher Wandenergie reduziert.

5.4 Beobachtung von erzwungenen Schwingungen in der Nähe von stehenden Spinwellen-Eigenmoden

Das Hochfrequenzverhalten mesoskopischer magnetischer Elemente wird maßgeblich durch Eigenmoden von Spinwellen geprägt, die sich beispielsweise durch Brillouin-Lichtstreuung sichtbar machen lassen [SOD01, KPE05]. Bisher standen eindomänige Zustände im Fokus des Interesses [SOD01, TMC03]. In größeren Strukturen kommt es jedoch aufgrund der energetischen Minimierung von Streufeldern zur Ausbildung von mehrdomänigen Magnetisierungsconfigurationen. Wie bereits erwähnt, weisen dünne rechteckige Permalloy-Mikrostrukturen häufig die Landau-Konfiguration mit geschlossenem magnetischen Fluss auf, in deren Mitte sich die für diesen Zustand charakteristische Néel-Wand ausbildet. Das Wissen über das dynamische Verhalten durch magnetische Anregung in diesen Mikrostrukturen ist bislang spärlich. Quantitativ lässt sich das dynamische Verhalten der Magnetisierung durch die Landau–Lifschitz-Gilbert-Gleichung (siehe Kap. 2.3) beschreiben. Diese ähnelt der Bewegungsgleichung eines Kreisels, da das magnetische Moment stets mit einem Drehimpuls verknüpft ist. Im ultra-schnellen Zeitregime dominiert der Term für das Drehmoment, das auf die lokale Magnetisierung \mathbf{M} wirkt und somit zu einer beobachtbaren Präzessionsbewegung der Magnetisierung führt. Das Fourier-Spektrum des anregenden Magnetfeldes muss dafür signifikante Anteile der Präzessionseigenfrequenz des Systems enthalten. Ohne die lokale Wirkung eines Drehmoments sollte der Magnetisierungsvektor unverändert bleiben.

Beobachtet wurde ein nichtlinearer Charakter der Magnetisierungsdynamik bei magnetisch geschlossenen Landau-Konfigurationen auf einer rechteckigen Permalloy-Mikrostruktur, die mit einer leicht von der Resonanz abweichenden Frequenz angeregt wurden. Es wurde ein induziertes magnetisches Moment in dieser zum periodischen Anregungsfeld senkrecht orientierten Mikrostruktur gefunden. Dies Phänomen wurde durch selbstadaptierende oder „selbstfangende“ (self-trapping) Spinwellenmoden verstanden.

Die laterale Anordnung magnetischer Domänen wurde mittels XMCD-PEEM an der Ni L_3 -Kante abgebildet (siehe Kap. 3.2.3). Wie in Kap. 3.2.3 beschrieben, wurde also aus jedem Bildpaar die XMCD-Asymmetrie der Intensität für jedes Pixel des Bildes gebildet, um magnetische Domänen sichtbar zu machen. Schnappschüsse der Magnetisierungsstruktur sind in Abb. 5.15 (obere Reihe) dargestellt.

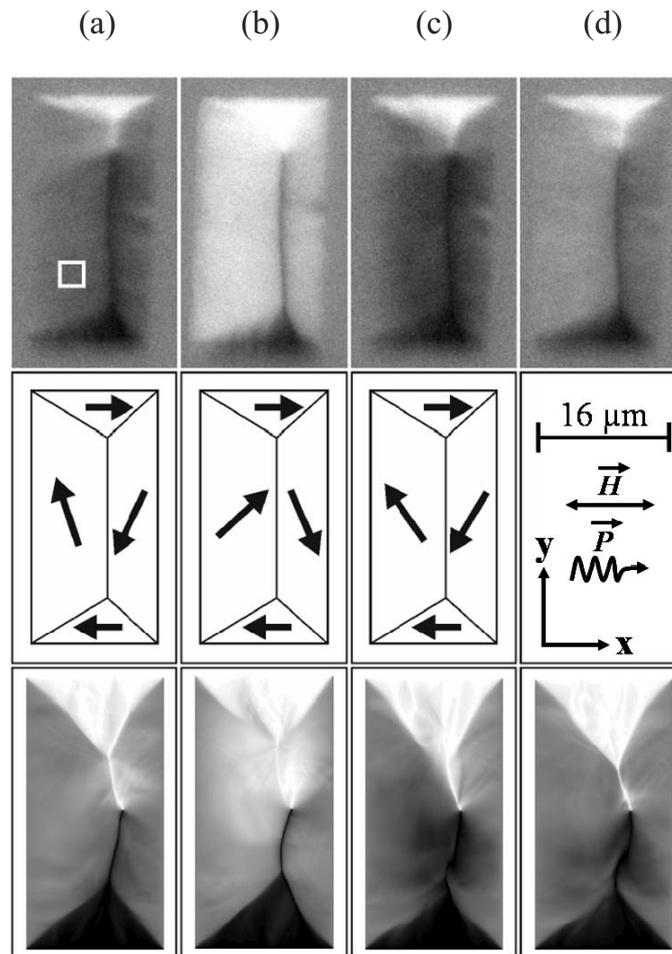


Abbildung 5.15: Ausgewählte XMCD-PEEM-Bilder, aufgenommen an der Ni L_3 -Kante zeigen die zeitliche Entwicklung der x-Komponente der Magnetisierung (helles Teilgebiet ist nach rechts magnetisiert, schwarzes ist nach links magnetisiert) in einer Permalloy-Mikrostruktur ($16 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m} \times 10 \text{nm}$) für die Verzögerungszeit $t = 0 \text{ps}$ (a), 600ps (b), 1100ps (c) und 1500ps (d) (siehe Abb. 5.16). Die Orientierung des angelegten AC-Feldes \vec{H} und die Polarisation der Röntgenstrahlung \vec{P} sind im mittleren rechten Bild skizziert. Die Skizze der entsprechenden Domänenmuster ist in der zweiten Reihe dargestellt. In der dritten Reihe sind die Ergebnisse der mikromagnetischen Simulation [OOM01] für eine Permalloy-Mikrostruktur ($8 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m} \times 5 \text{nm}$, Zellgröße 10nm , Rechnung von M. Bolte, Uni Hamburg) gezeigt.

Untersucht wurde eine $16 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$ große Permalloy-Mikrostruktur ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit einer Dicke von 10nm , die auf einem $50 \mu\text{m}$ breiten koplanaren Cu-Wellenleiter (Dicke 200nm auf SiO_x) längsseits aufgebracht wurde. Der Wellenleiter war senkrecht zur Lichteinfallsebene, entlang der y-Achse orientiert, wobei das Röntgenlicht unter 65° auf die Probe traf. Damit liegt das durch den Wellenleiter erzeugte magnetische Anregungsfeld in der Lichteinfallsebene, entlang der x-Achse, siehe Geometrieskizze in Abb. 5.15. Durch den streifenden Einfall des Röntgenlichts auf die Probe ist eine hohe Sensitivität für die in der Filmebene liegende Magnetisierungskomponente gewährleistet.

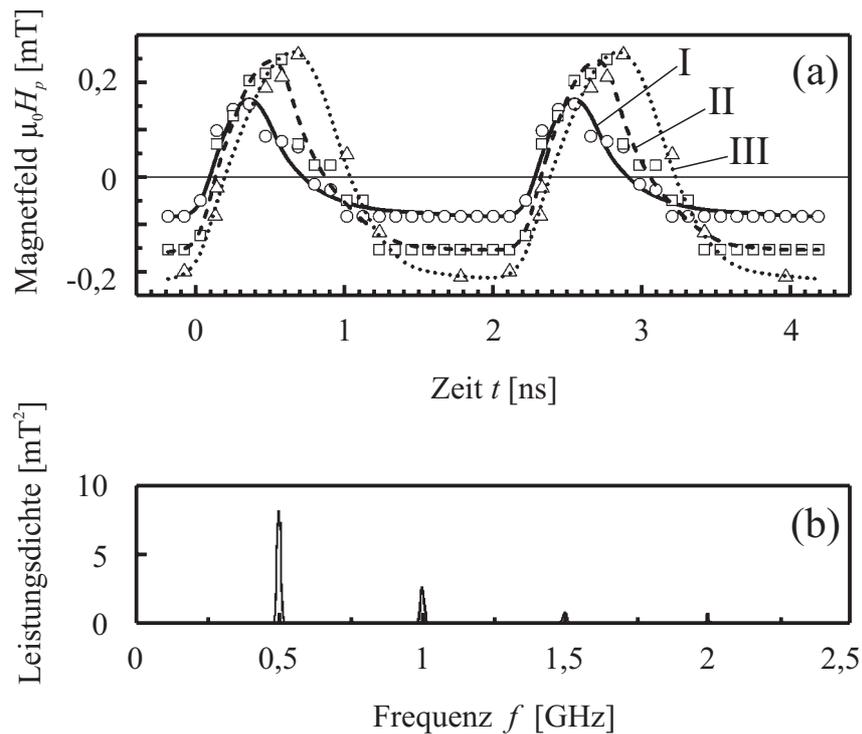


Abbildung 5.16: (a) Zeitabhängiges externes Magnetfeld $H_{px}(t)$. Es werden zwei Perioden dargestellt, um die Wiederholfrequenz herauszustellen. (b) Fourier-Transformation von 50-Perioden der Amplitude I in den Frequenzraum.

Mit Hilfe eines auf die Frequenz der Röntgenlichtpulse getriggerten externen Pulsgenerators lassen sich Strompulse in koplanaren Wellenleiter injizieren, die der Erzeugung des externen Magnetfeldes dienen. Die Pulsform lässt sich aus der scheinbaren Größenveränderung des Objektes auf der Probe ableiten, die entsteht, wenn der Strompuls durch das Gesichtsfeld läuft. Der zugehörige Spannungspuls führt zu einer Veränderung der Trajektorien der Elektronen und somit zu einer leichten vergrößerten Abbildung durch die erste elektronenoptische Linse [DNE05]. Der Absolutwert des anliegenden magnetischen Feldes lässt sich anhand des Spannungspulses am Ausgang des Wellenleiters mit einem schnellen Oszilloskop bestimmen. Die maximalen Felder, die sich mit diesem Modus erreichen lassen, liegen bei 0,25 mT, siehe Abb. 5.16 (a). Die koaxiale Abschirmung am Ausgang des Pulsgenerators wurde auf floatendes Massepotential gelegt. Dadurch verbleibt der mittlere Strom durch den Wellenleiter null während das zu der Frequenz der Röntgenpulse synchronisierte 500 MHz AC-Signal lediglich mit höheren harmonischen Komponenten beiträgt, siehe Abb. 5.16 (b).

Die zeitaufgelösten Messungen wurden unter stroboskopischer Beleuchtung der Probe (500 MHz) mit Röntgenpulsen durchgeführt, die durch die im Speicherring umlaufenden Elektronenpakete in Undulatoren entstehen. In diesem Betriebsmodus des Speicherrings beträgt die Breite der Photonenpulse $t_{FWHM} = 3$ ps rms (low-alpha mode [MAB03]). Die Phasen

des feldgenerierenden Wechselstroms und der Röntgenpulse sind synchronisiert, lassen sich aber über eine variable Verzögerungslinie digital um die Zeit t gegeneinander verschieben. Demnach wird die Probe während der stroboskopischen Beleuchtung alle 2 ns dem magnetischen Puls ausgesetzt und anschließend abgebildet. Zur Akquisition eines Bildes wird üblicherweise ca. 30 s belichtet, was 1.5×10^{10} Pump-Probe-Zyklen entspricht. Abb. 5.15 zeigt Schnappschüsse der Magnetisierung in einer Permalloy-Mikrostruktur bei geschlossenem Feldlinienfluss im Landau-Zustand für den kleinsten Feldpuls. Mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen [OOM01] lassen sich experimentelle Daten verifizieren und systemeigene Energien sowie Spinwelleneigenfrequenzen berechnen.

Die parallel bzw. antiparallel zu Lichtpolarisation \mathbf{P} orientierten Domänen treten in der Asymmetrie schwarz bzw. weiß hervor, während die beiden senkrecht zu \mathbf{P} ausgerichteten Domänen grau erscheinen. Die 180° -Néel-Wand entlang der y -Achse der Struktur teilt diese in zwei große Domänen, in denen \mathbf{M} nach oben (linke Domäne) und unten (rechte Domäne) zeigt. In der Néel-Wand selbst zeigt die Magnetisierung nach links, wodurch diese schwarz erscheint. Obwohl das Bild, das zurzeit $t = 0$ ps aufgenommen wurde, dem Punkt vor dem Ansatz des Feldpulses entspricht, befindet sich das System aufgrund der hohen Anregungsfrequenz von 500 MHz (mit signifikanten Oberwellen) nicht im Gleichgewichtszustand. Das System verfügt nicht über genug Zeit, um in den Gleichgewichtszustand zu relaxieren, bevor der nächste Puls das System erneut anregt. Stattdessen zeigt dieses Bild bereits einen dynamischen Zustand der Magnetisierung.

Für $t = 600$ ps hat die Grauwertintensität sowohl in der linken, als auch in der rechten Domäne zugenommen, was auf eine Drehung des Magnetisierungsvektors in Richtung des angelegten Feldes schließen lässt. Die Drehung verläuft im Uhrzeigersinn innerhalb der linken und entgegen dem Uhrzeigersinn in der rechten Hälfte der Struktur. Für $t = 1100$ ps erscheinen linke und rechte Domäne dunkel, da sich \mathbf{M} in die entgegengesetzte Richtung gedreht hat. Eine zweite Oszillation wird anhand des Schnappschusses sichtbar, der bei einer Verzögerungszeit von $t = 1500$ ps aufgenommen wurde.

In diesem Experiment äußert sich der vorherrschende Anregungsmodus in der Präzession der Magnetisierung innerhalb der beiden großen Domänen. Die Anregung erfolgt senkrecht zum Magnetisierungsvektor \mathbf{M} in diesen Bereichen, wodurch ein Drehmoment auf diesen entsteht. Unsere Beobachtung, dass nämlich genau zwei Intensitätsmaxima für die parallel zum Feld liegende Komponente der Magnetisierung auftreten, bestätigt die dynamische Drehbewegung von \mathbf{M} . Anders als für einen einzelnen Feldpuls trägt das periodische Anregungsfeld in unserem Experiment signifikant zur Ausbildung von Obertönen

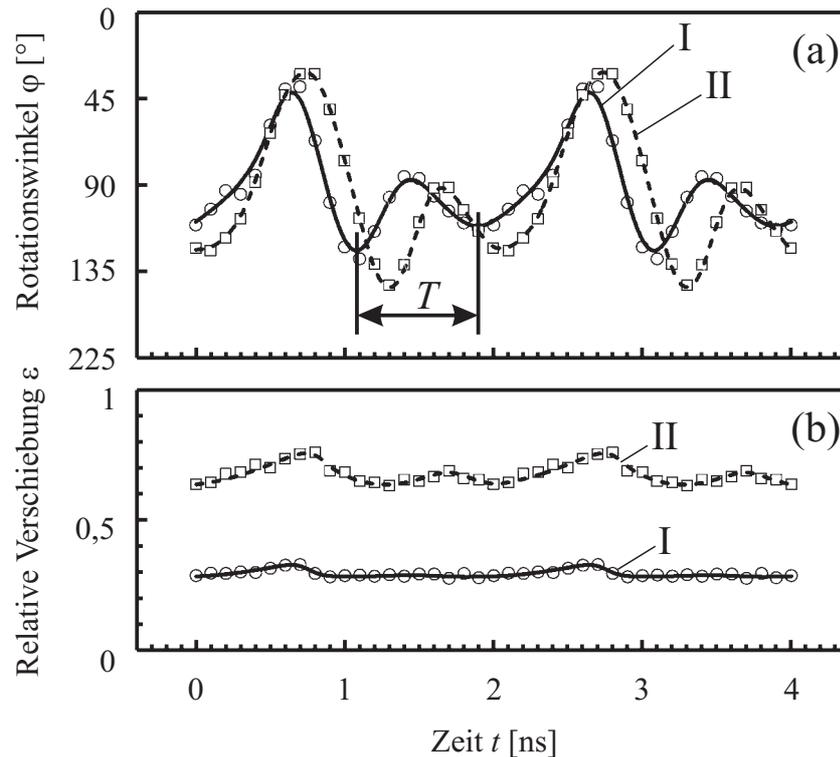


Abbildung 5.17: Zeitabhängigkeit der Magnetisierungskomponente M_x umgerechnet in den Rotationswinkel φ . Die Daten wurden aus der in Abb. 5.15 zum Teil abgebildeten Sequenz (Pulsamplitude I) und einer zweiten Sequenz mit Pulsamplitude II extrahiert. (b) Zeitabhängigkeit der Verschiebung der Néel-Wand.

bei. Demnach entspricht unser System eher einem periodisch angeregten Oszillator, dessen dynamische Antwort wir beobachten, als eine Relaxation aus einem angeregten Zustand ins Gleichgewicht, die sich in Form einer gedämpften Oszillation äußern würde. Um Frequenz und Amplitude der Oszillation anhand der Daten zu bestimmen, wie sie in Abb. 5.15(a-d) dargestellt sind, wird zunächst der Rotationswinkel $\varphi(t) = \pm \arccos(M_x/M)$ bestimmt, in dem die Grauwertintensität über einen rechteckigen Bereich (siehe in Abb. 5.15(a)) gemittelt wird. Die Intensität der kleineren Abschlussdomänen wurde als Referenz herangezogen, da anfänglich kein Drehmoment auf diese wirkt. Die Rotation innerhalb der linken großen Domäne weist Extrema bei $t = 600$ ps, 1100 ps, 1450 ps and 1900 ps auf, siehe Abb. 5.17(a). Die Eigenfrequenz lässt sich anhand der zweiten Oszillation von \mathbf{M} (angedeutet durch die eingezeichnete Periode T) grob abschätzen, denn für diesen Fall ist die kleinste Abweichung von der wahren Eigenfrequenz zu erwarten. Für die linke Domäne wird entsprechend eine Frequenz von 1.25 GHz abgeleitet.

Die Domänenwände und insbesondere die 180° -Néel-Wand bewegen sich kaum während der gesamten Serie, siehe Abb. 5.15(a-d). Nahe des Feldmaximums bei $t = 600$ ps wächst die obere weiße Dreiecksdomäne ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}(t)$) auf Kosten unteren schwarzen Domäne. Dieser Vorgang wird begleitet durch 90° -Domänenwände, die sich abwärts bewegen. Dieses

wulstartige Verhalten ist aus Beobachtungen in quadratischen Mikrostrukturen bekannt [JRA05]. Die Bewegung der 180° -Néel-Wand steht in engem Zusammenhang zu den Oszillationen in den beiden großen Domänen und ist in Abb. 5.17(b) dargestellt. Ihre Geschwindigkeit überschreitet, in Übereinstimmung mit [JRA05], 10^3 ms^{-1} nicht. Eine signifikante Bewegung des Vortex wird nicht beobachtet, was keinen Widerspruch zu früheren Beobachtungen von Vortextbewegungen parallel [SBC04] oder senkrecht [JRA05] zum angelegten Feld bedeutet, da in unserem Fall die Anregungsfrequenz die Eigenfrequenz der langsamen Vortextbewegung bei weitem übersteigt.

Das interessanteste Phänomen ist jedoch die *mittlere* Verschiebung der 180° -Néel-Wand aus ihrer symmetrischen Position im Zentrum der Mikrostruktur heraus nach rechts, siehe Abb. 5.18(b-d). Diese Translation erhöht sich mit der Amplitude des Anregungsfeldes. Die beobachtete Verschiebung kann nicht durch das externe Feld direkt verursacht worden sein, denn das Feld ist parallel zur Magnetisierung in der Néel-Wand orientiert und es entsteht deshalb kein Drehmoment. Außerdem oszilliert das Feld periodisch und verschwindet gemittelt über eine Periode. Natürlich keine Domänenwandbewegung durch ein magnetisches Feld entlang der y -Achse verursacht werden. Da sich die Wände unserer Probe mit niedriger

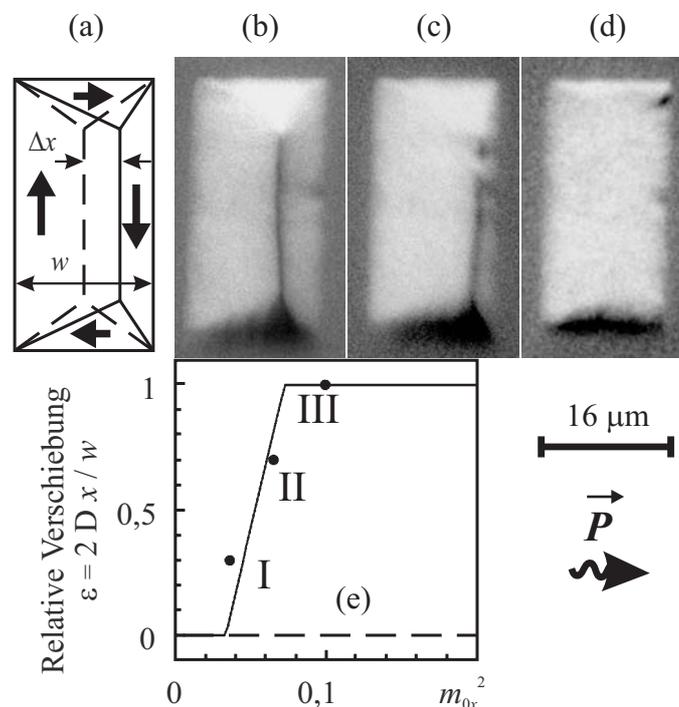


Abbildung 5.18: XMCD-PEEM Schnappschüsse der Permalloy-Mikrostruktur (b-d) und Skizze des Domänenmusters (a) für die Zeit $t=0$ ps in dem oszillierenden Feld mit ansteigender Amplitude (siehe Abb. 5.16(a)), für die Pulse I→(b), II→(c) und III→(d). Der Vergleich der aus Gleichung 5.12 erhaltenen numerischen Lösung und des experimentell bestimmten Mittelwerts der Domänenwandverschiebung ist in (e) dargestellt.

Anisotropie relativ frei bewegen können, werden sie sich in einem quasi-statischen externen Feld derart ausrichten, dass die Summe über das Entmagnetisierungsfeld H_d und das externe Feld Null ergibt. Für das Entmagnetisierungsfeld gilt $H_d = N_y \cdot M \cdot \varepsilon$, wobei $m = M \cdot V \cdot \varepsilon$ das magnetische Moment der Mikrostruktur und $\varepsilon = 2 \cdot \Delta x / w$ die relative Verschiebung der Wand ist. Der Entmagnetisierungsfaktor kann grob anhand einer elliptischen Mikrostruktur abgeschätzt werden und beträgt daher näherungsweise $N_y \approx t / l$ (t und l entsprechen deren Dicke und Länge). Das erforderliche Feld, um die Wand an den rechten Rand zu schieben ($\varepsilon = 1$) beträgt 0,3 mT und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Amplitude des angelegten Feldpulses, jedoch mit Orientierung entlang y und nicht x . Ein derart großes Feld kann sicherlich nicht durch Abweichungen in der Ausrichtung der Probe oder des Wellenleiters oder durch an den Anschlüssen entstehende Streufelder erklärt werden. Die Existenz eines statischen Feldes kann auch deshalb ausgeschlossen werden, weil die Vakuumkammer selbst aus μ -Metall gefertigt wurde um externe Felder abzuschirmen und die Domänenwandverschiebung dann unabhängig vom Anregungsfeld sein müsste. Aus Abb. 5.18 geht in eindeutiger Weise hervor, dass die Verschiebung ε mit der Amplitude des Feldpulses steigt. Für die größten Feldamplituden, die in diesem Experiment angelegt wurden, geht die nach oben gerichtete Magnetisierung nahezu in Sättigung (Abb. 5.18(d)).

Der beobachtete Effekt kann nur durch folgende dynamische Antwort des Systems auf die periodische Anregung erklärt werden: Gemäß allgemeiner physikalischer Prinzipien wird ein System, dem durch eine kontinuierliche Quelle (Anregungsfeld) Energie zugeführt wird und das durch eine Senke (Energieverlust durch Spindämpfung) permanent Energie verliert, stets einen Zustand anstreben, in dem maximal viel Energie in dem System gespeichert wird. Dies geschieht aufgrund der Maximierung der Entropie. Der überwiegende Teil der in unserem System gespeicherten Energie liegt in Form der magnetischen Präzessionsbewegung innerhalb der beiden großen Domänen vor. Die Anregungsfrequenz enthält signifikante Anteile einer 1 GHz-Oszillation, knapp unterhalb der Resonanzfrequenz des frei oszillierenden Systems. Bei einer Verschiebung der Domänenwand nach rechts erniedrigt sich das effektive Feld und damit die Präzessionsfrequenz in der linken Domäne und umgekehrt. Folglich wird die Amplitude der Präzession in der linken Domäne steigen, in der rechten hingegen abnehmen. Da die in der Präzessionsbewegung gespeicherte Energie proportional zum Quadrat ihrer Amplitude ist, nimmt die Gesamtenergie des Systems zu. Außerdem wächst diejenige Domäne mit der größeren Präzessionsamplitude, was eine zusätzliche Erhöhung der gespeicherten Energie bedingt. Die so gespeicherte Energie wird letztendlich durch die Streufeldenergie ausgeglichen, da die gesamte Mikrostruktur nun ein resultierendes

magnetisches Moment aufweist. Die ursprüngliche Domänenwand kann also nach links oder nach rechts verschoben werden. In unserem Experiment wurde jedoch ausschließlich eine Verschiebung nach rechts beobachtet. Gründe hierfür könnten geringfügige Inhomogenitäten oder kleine Vortexbewegungen sein, wie in [SNC04] beschrieben.

Um dieses qualitative Bild zu untermauern, schätzen wir die verschiedenen Energiebeiträge ab. Die Amplitude eines erzwungenen Oszillators mit kleiner Dämpfung ist gegeben durch $A(\zeta) = C \cdot (1 - \zeta^2)^{-1}$ bei einer auf die Resonanzfrequenz ω_0 normierten Eigenfrequenz von $\zeta = \omega / \omega_0$. Bei einer Variation von ω_0 ergibt sich für die Änderung der Amplitude:

$$\beta = \frac{A'(\zeta)}{A(\zeta)} \Delta\omega_0 = -\frac{2\zeta^2}{1 - \zeta^2} \cdot \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \quad (5.8)$$

Die Resonanzfrequenz ω_0 kann für die beiden großen Domänen aus der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung abgeleitet werden:

$$\omega_0(\varepsilon) = \gamma \cdot \mu_0 \cdot M \cdot \sqrt{N_x - N_y} \approx \gamma \cdot \mu_0 \cdot M \cdot \sqrt{\frac{\pi \cdot t}{\omega \cdot (1 + \varepsilon)}} \quad (5.9)$$

wobei ein Entmagnetisierungsfaktor N_i angenommen wurde für elliptische Strukturen ähnlicher Dimensionen wie die magnetischen Domänen. Die Resonanzfrequenz nimmt mit zunehmender Verschiebung der Domänenwand $\varepsilon = 2 \cdot \Delta x / w$ ab:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0(0)} = [(1 + \varepsilon)^{-1/2} - 1] \quad (5.10)$$

Es lässt sich so die aufgrund der Wandverschiebung ε entstehende Änderung der Präzessionsenergie berechnen:

$$\frac{\Delta E_p}{E_p} = \frac{1}{2} [(1 + \beta)^2 \cdot (1 + \varepsilon) + (1 - \beta)^2 \cdot (1 - \varepsilon) - 2] = \beta^2 + 2 \cdot \beta \cdot \varepsilon \quad (5.11)$$

wobei E_p die totale Präzessionsenergie im angeregten Zustand beschreibt. Unter Verwendung der experimentell zugänglichen Amplitude der Magnetisierungskomponente entlang der x-Achse $M_x = M \cdot m_x$ und dem Entmagnetisierungsfaktor N_x kann die Energie ausgedrückt werden

als $E_p = 0,5 \cdot V \cdot \mu_0 \cdot N_x \cdot M^2 \cdot m_x^2$. Die Streufeldenergie ΔE_s , die ΔE_p kompensiert, muss also mit zunehmender Domänenwandverschiebung um gleichen Betrag steigen: $E_s = 0,5 \cdot V \cdot \mu_0 \cdot N_y \cdot M^2 \cdot \varepsilon^2$. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\Delta E_s = \Delta E_p$ erhält man die implizite Gleichung:

$$\frac{N_x}{N_y} \cdot (\beta^2 + 2 \cdot \beta \cdot \varepsilon) \cdot m_x^2 = \varepsilon^2 \quad (5.12)$$

die die Verschiebung ε als Funktion der Oszillationsamplitude m_x beschreibt. Für den Fall, dass m_x einen kritischen Wert überschreitet, existiert eine nichttriviale Lösung $\varepsilon \neq 0$. Wie erwartet steigt ε mit zunehmender Oszillationsamplitude m_x . Den Vergleich zwischen dem aus Gleichung 5.12 gewonnenen Wert von $\varepsilon(m_x)$ zu den experimentellen Daten zeigt Abb. 5.18(e) mit dem Parameter $2 \cdot \zeta^2 / (1 - \zeta^2) = 3,8$, der einer relativen Anregungsfrequenz von $\zeta = 0,81$ entspricht und damit $\omega / 2\pi \approx 1$ GHz. Obwohl wir lediglich grobe Näherungen bezüglich der beitragenden Energieterme gemacht haben, beschreibt das Modell die experimentellen Daten sehr gut und bestätigt damit unsere Annahmen. Weitere Einblicke in das dynamische Verhalten dieses Systems werden mikromagnetische Simulationen liefern.

Zusammenfassend haben wir ein induziertes magnetisches Moment in einer zum periodischen Anregungsfeld senkrecht orientierten rechteckigen Mikrostruktur gefunden. Dieses Phänomen kann durch selbstadaptierende (oder „selbstfangende“) Spinwellenmoden verstanden werden. Wird das System knapp unterhalb seiner Resonanzfrequenz angeregt, passt sich die Magnetisierungsverteilung derart an, dass ein möglichst großer Teil der durch das Anregungsfeld eingebrachten Energie im System verbleibt. Im dynamisch stabilen Zustand der permanenten Energiezuführung in die magnetische Dünnschichtstruktur wird die Energie schließlich durch Magnon-Phonon-Wechselwirkung in Wärme umgewandelt, welche ins Wärmebad abgeleitet wird und somit die Entropie des Gesamtsystems maximiert. Über einem bestimmten Grenzwert verursacht die Spinwellenmode nahe der Resonanzfrequenz eine effektive Kraft senkrecht zur 180°-Néel-Wand. Diese entsteht im Zentrum der Mikrostruktur und wird durch die Streufeldinduzierte Kraft kompensiert.

6 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die zeitaufgelöste Photoemissions Elektronenmikroskopie (TR-PEEM) für die *in-situ* Untersuchung ultraschneller dynamischer Prozesse in dünnen mikrostrukturierten magnetischen Schichten während eines rasch veränderlichen externen Magnetfelds entwickelt. Das Experiment basiert auf der Nutzung des XMCD-Kontrasts mit Hilfe des zirkularpolarisierten Lichts von Synchrotronstrahlungsquellen (Elektronenspeicherringen BESSY II (Berlin) und ESRF (Grenoble)) für die dynamische Darstellung der magnetischen Domänen während der ultraschnellen Magnetisierungsvorgänge. Die hier entwickelte Methode wurde als eine erfolgreiche Kombination aus der hohen Orts- und Zeitauflösung (weniger als 55 nm bzw. 15 ps) für die Untersuchung der ultraschnellen Ummagnetisierungsvorgänge realisiert.

Die Integration der teilweise neuartigen selbst ausgeführten und teilweise kommerziell verfügbaren Hochfrequenzausrüstung in der Hochspannungsumgebung der Probe im PEEM ermöglichte die Zeitauflösung in ps-Bereich ohne den Verlust der hohen Ortsauflösung des X-PEEMs. Durch schrittweise Optimierung der Hochfrequenztechnik und Anpassung der Synchronisation zwischen Experiment und Synchrotron wurde letztendlich eine Zeitauflösung erreicht, die im wesentlichen durch die Breite der Photonenpulse der Synchrotronquelle limitiert war.

Die erfolgreiche Implementierung der „Picosekunden-PEEM“-Anlage hat sehr gute Ergebnisse auf verschiedenen Synchrotronstrahlzeiten (BESSY II Berlin, ESRF Grenoble) gezeigt. Die konstruktiven Lösungen, die in der Anlage realisiert waren, lassen auch zunächst unerfahrene Mitarbeiter schnell die Bedienung erlernen, was sehr wichtig bei Kollaborationen und Synchrotronexperimenten war.

Für die Erprobung der Methode wurden verschiedene Modi bei verschiedenen Synchrotronstrahlungsquellen (BESSY und ESRF) ausgenutzt. Der Singlebunch Modus bei BESSY und der 16-Bunch Modus der ESRF sind durch eine niedrige Repetitionsrate der Lichtpulse charakterisiert. Diese Modi erlauben daher im allgemeinen eine vollständige magnetische Relaxation der Domänenstruktur und wurden für die Beobachtungen von transienten Domänenmustern in Permalloy-Mikrostrukturen verwendet. Es wurde nachgewiesen, dass die Magnetisierungsdynamik in großen Permalloy-Mikrostrukturen ($40\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$, 40 nm dick) durch inkohärente Drehung der Magnetisierung und mit der Bildung von zeitlich abhängigen Übergangsdomeänen einher geht, die den Ummagnetisierungsvorgang blockieren. Es wurden neue markante Differenzen

zwischen der magnetischen Response einer vorgegebenen Dünnschicht-Mikrostruktur auf ein gepulstes externes Magnetfeld im Vergleich zu dem quasi-statischen Fall gefunden. Dies betrifft die Erscheinung von transienten raumzeitlichen (spatio-temporalen) Domänenmustern und besonderen Detailstrukturen in diesen Mustern, welche im quasi-statischen Fall nicht auftreten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Beispiele solcher Domänenmuster in Permalloy-Mikrostrukturen verschiedener Formen und Größen untersucht und diskutiert. Insbesondere wurde die schnelle Verbreiterung von Domänenwänden infolge des präzessionalen Magnetisierungsvorgangs, die Ausbildung von transienten Domänenwänden und transienten Vortices sowie die Erscheinung einer gestreiften Domänenphase aufgrund der inkohärenten Drehung der Magnetisierung diskutiert.

Der Multibunchbetrieb im low- α Modus bei BESSY erlaubte die Beobachtung von erzwungenen Schwingungen in der Nähe von stehenden Spinwellen-Eigenmoden auf ultradünnen Permalloy-Mikrostrukturen ($16 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$ groß, 10 nm dick). In einer zum periodischen Anregungsfeld senkrecht orientierten rechteckigen Mikrostruktur wurde ein induziertes magnetisches Moment gefunden. Dieses Phänomen wurde als „selbstfangende“ Spinwellenmode interpretiert. Es wurde gezeigt, dass sich eine erzwungene Normalmode durch Verschiebung einer 180° -Néelwand stabilisiert. Wird das System knapp unterhalb seiner Resonanzfrequenz angeregt, passt sich die Magnetisierungsverteilung derart an, dass ein möglichst großer Teil der durch das Anregungsfeld eingebrachten Energie im System verbleibt. Über einem bestimmten Grenzwert verursacht die Spinwellenmode nahe der Resonanzfrequenz eine effektive Kraft senkrecht zur 180° -Néel-Wand. Diese entsteht im Zentrum der Mikrostruktur und wird durch die streufeldinduzierte Kraft kompensiert.

Die vorgeschlagene und erprobte TR-PEEM-Methode bietet als zusätzlichen Vorteil die Möglichkeit, die Streufelder von magnetischen Mikrostrukturen während der dynamischen Prozesse zu messen und das genaue zeitliche Profil der Magnetpulse zu bestimmen. Es wurden die ersten quantitativen Messungen der Dynamik von magnetischen Streufeldern während der Untersuchung der Magnetisierungsvorgänge einer Co-Mikrostruktur durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass das zeitaufgelöste Photoemissions Elektronenmikroskop als ultraschnelles oberflächensensitives Magnetometer eingesetzt werden kann. Da die Streufeldenergie stark von der makroskopischen Form des Festkörpers abhängt, eröffnet die quantitative Analyse der Streufelder am Rand der Mikrostruktur in Spezialfällen neue Möglichkeiten im Bereich der Untersuchung der Formanisotropie und ihrer Rolle in der Magnetisierungsdynamik. Die Messung der Streufelder in der Nähe von

Domänenwänden ermöglicht in Zukunft das Studium von Domänenwandstrukturen während des Magnetisierungsvorgangs.

Als erfreulich kann man das existierende Potential der TR-PEEM-Methode bezeichnen, da sich sowohl die Ortsauflösung bis auf 2-5 nm [SAN04, JFE05] als auch die Zeitauflösung bis in den fs-Bereich [BES01] reduzieren lassen.

Literaturverzeichnis

- AGI01 www.agilent.com.
- AHU71 A. Hubert, *Z. Angew. Phys.* **32**, 58 (1971).
- AHU98 A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer Verlag: Berlin, Heidelberg, New York (1998).
- AKA03 A. Krasnyuk, A. Oelsner, S. Nepijko, A. Kuksov, C. M. Schneider and G. Schönhense, *Microscopy and Microanalysis*, **9** (3), 254-255 (2003).
- AKR03 A. Krasnyuk, A. Oelsner, S. A. Nepijko, A. Kuksov, C. M. Schneider, and G. Schönhense, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **76**, 863 (2003).
- AKR04 A. Krasnyuk, F. Wegelin, S. A. Nepijko, C. M. Schneider, H. J. Elmers, and G. Schönhense, *BESSY Annual Report* (2004) 416.
- AKR05 A. Krasnyuk, F. Wegelin, S. A. Nepijko, H. J. Elmers, G. Schönhense, M. Bolte, and C. M. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 207201 (2005).
- ANE05 A. Neudert, J. McCord, D. Chumakov, R. Schäfer, and L. Schulz, *Phys. Rev. B* **71**, 134405 (2005).
- AOE01 A. Oelsner, O. Schmidt, M. Schicketanz, M. Klais, G. Schönhense, V. Mergel, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3968 (2001).
- AOE04 A. Oelsner, A. Krasnyuk, D. Neeb, S. A. Nepijko, A. Kuksov, C. M. Schneider, G. Schönhense, *J. Electron. Spectr. Rel. Phenom.* **137-140**, 751 (2004).
- BES01 www.bessy.de.
- BHI02 M. R. Freeman and W. K. Hiebert, in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, eds. B. Hillebrands, and K. Ounadjela, *Topics in Applied Physics* 83, Springer Verlag: Berlin-Heidelberg-New York (2002).
- BRÜ33 E. Brüche, *Zeit. f. Phys.* **86**, 448 (1933).
- CHZ99 Ch. Ziethen, *Ortsaufgelöste Röntgenabsorptionsspektroskopie und elementaufgelöste Abbildung mit einem Photoemissions-Spektromikroskop*, PhD Thesis, Johannes-Gutenberg Universität Mainz (1999).
- CMS02 C. M. Schneider and G. Schönhense, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1785 (2002).
- CMS04 C. M. Schneider, A. Kuksov, A. Krasnyuk, A. Oelsner, D. Neeb, S. A. Nepijko, G. Schönhense, I. Mönch, R. Kaltofen, J. Morais, C. de Nadaï, N. B. Brookes, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2562 (2004).
- DCH05 D. Chumakov, J. McCord, R. Schäfer, L. Schulz, H. Vinzelberg, R. Kaltofen, I. Mönch, *Phys. Rev. B* **71**, 014410 (2005).

- DNE05 D. Neeb, A. Krasnyuk, A. Oelsner, S. A. Nepijko, H. J. Elmers, A. Kuksov, C. M. Schneider, G. Schönhense, *J. Phys.: Condens. Matter.* **17**, 1381 (2005).
- DPR97 D. Preikszas and H. Rose, *J. Electron Microsc.* **1**, 1 (1997).
- EEH58 E. E. Huber, Jr., D. O. Smith und J. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
- EFE62 E. Feldkeller und W. Liesk, *Z. angew. Phys.* **14**, 195 (1962).
- ELS01 www.elspec.de.
- FBL32 F. Bloch, *Z. Phys.* **74**, 295 (1932).
- FOCUS www.focus.com
- GKL01 G.K.L. Marx, *Magneto-optischer Lineardichroismus und andere magnetische Kontrastmechanismen in der Schwellen-Fotoemissionselektronenmikroskopie*, PhD Thesis, Johannes-Gutenberg Universität Mainz (2001).
- GSC05 G. Schönhense, H. J. Elmers, A. Krasnyuk, F. Wegelin, S. A. Nepijko, A. Oelsner, C. M. Schneider, *Nucl. Instrum and Methods*, in print (2005).
- GSC87 G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Frahm and G. Materlik, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 737 (1987).
- GVO61 G. Vogler, *Z. angew. Phys.*, **13**, 185 (1961).
- HHO68 H. Hoffmann, *IEEE Trans. Magn.* **4**, 32 (1968).
- HMU99 H. Müller, D. Preikszas and H. Rose, *J. Electron. Microsc.* **48**, 191 (1999).
- HST04 H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C. H. Back, D. Weiss, G. Denbeaux, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3328 (2004).
- HVD82 H. van den Berg and D. K. Vatvani, *IEEE Trans. Magn.* **18**, 880 (1982).
- IFF92 *Synchrotronstrahlung zur Erforschung kondensierter Materie*, 23. IFF-Ferienkurs, WEKA-Druck GmbH: Linnich (1992).
- IFL03 I. F. Lee, M. Y. Shen, Y. Y. Lay, J. C. Jan, J. W. Chiou, H. M. Tsai, W. F. Pong, M.-H. Tsai, H. H. Hsieh, H.-J. Lin, J. F. Lee, C. A. Ku, J. C. A. Huang, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3062 (2003).
- JEK60 J. E. Knowles, *Proc. Phys. Soc.* **75**, 885 (1960).
- JEK61 J. E. Knowles, *Proc. Phys. Soc.* **77**, 494 (1961).
- JEK61 J. E. Knowles, *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 233 (1961).
- JFE05 J. Feng, E. Forest, A. A. MacDowell, M. Marcus, H. Padmore, S. Raoux, D. Robin, A. Scholl, R. Schlueter, P. Schmid, J. Stöhr, W. Wan, D. H. Wei and Y. Wu, *J. Phys.: Condens. Matter* **17 No 16**, S1339 (2005).

- JJO02 J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, D. V. Berkov, and N. L. Gorn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 047204 (2002).
- JPP03 J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. B* **67**, 020403(R) (2003).
- JRA05 J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson, and C. Buehler, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 217204 (2005).
- JST00 J. Stöhr and S. Anders, *IBM J. Res. Develop.* **44**, 535 (2000).
- JST98 J. Stöhr, H. A. Padmore, S. Anders, T. Stammler, M. R. Scheinfein, *Surf. Rev. Lett.* **5**, 1297 (1998).
- JVO03 J. Vogel, W. Kuch, M. Bonfim, J. Camarero, Y. Penneç, F. Offi, K. Fukumoto, J. Kirschner, A. Fontaine, and S. Pizzini, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2299 (2003).
- KHO01 K. Holldack, private Unterhaltung
- KJS32 K. J. Sixtus und L. Tonks, *Phys. Rev.* **42**, 419 (1932).
- KPE05 K. Perzlmaier, M. Buess, C. H. Back, V. E. Demidov, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057202 (2005).
- LLA35 L. Landau und E. Lifshitz, *Phys. Z. SU* **8**, 155 (1935).
- LNE54 L. Néel, *J. Phys. Rad.* **15**, 225 (1954).
- LNE55 L. Néel, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **241**, 533 (1955).
- MAB03 M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wüstefeld, and H.-W. Hübers, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 094801 (2003).
- MBO01 M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N. B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero, and A. Fontaine, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3646 (2001).
- MKN32a M. Knoll, E. Ruska, *Ann. D. Phys.* **5**, 607 (1932).
- MKN32b M. Knoll, E. Ruska, *Ann. D. Phys.* **5**, 641 (1932).
- MRF98 M. R. Freeman, W. K. Hiebert and A. Stankiewicz, *J. Appl. Phys.* **82**, 6217 (1998).
- MTA59 M. Takahashi, D. Watanabe, F. Sasagawa, M. Satto und S. Ogawa, *J. Phys. Soc. Japan* **14**, 1459 (1959).
- NME55 N. Menyuk und I. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **26**, 58 (1955).
- NVK57 N. V. Kotel'nikov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **113**, 97 (1957).
- OOM01 <http://math.nist.gov/oommf/>. Für die Simulation wurden die standarten Py-Parameter verwendet: $A = 1,3 \times 10^{-12}$ J/m, $M_s = 8,6 \times 10^5$ kA/m, $\alpha = 0.005$.

- PFI01 P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, G. Denbeaux, A. Pearson, L. Johnson, D. Attwood, S. Tsunashima, M. Kumazawa, N. Takagi, M. Köhler, G. Bayreuther, *Rev. Sci. Instrum* **72**, 2322 (2001).
- PGR88 <http://www.berlinews.de/archiv/245.shtml>.
- PIC01 www.picosecond.com.
- RFI97 R. Fink, M. R. Weiss, E. Umbach, D. Preikszas, H. Rose, R. Spehr, P. Hartel, W. Engel, R. Degenhardt, R. Wichtendahl, H. Kuhlenbeck, W. Erlebach, K. Ihmann, R. Schlögl, H.-J. Freund, A. M. Bradshaw, G. Lilienkamp, Th. Schmidt, E. Bauer, and G. Benner, *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **84**, 231 (1997).
- RWI98 R. Wichtendahl, R. Fink, H. Kuhlenbeck, D. Preikszas, H. Rose, R. Spehr, P. Hartel, W. Engel, R. Schlögl, H.-J. Freund, A. M. Bradshaw, G. Lilienkamp, Th. Schmidt, E. Bauer, G. Benner and E. Umbach, *Surf. Rev. Lett.* **6**, 1249 (1998).
- SAN00 S. A. Nepijko, N. N. Sedov, G. Schönhense, M. Escher, X. Bao and W. Huang, *Ann. Phys.* **9**, 441 (2000).
- SAN02 S. A. Nepijko, N. N. Sedov, G. Schönhense, U. Muschiol, C. M. Schneider, S. Zennaro, N. Zema: *Ann. Phys.* **11**, 460 (2002).
- SAN04 S. A. Nepijko, A. Oelsner, A. Krasnyuk, A. Gloskovskii, N. N. Sedov, C. M. Schneider, G. Schönhense, *Appl. Phys. A* **78**, 47 (2004).
- SBC04 S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- SCH68 S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, John Wiley and Sons: New York (1968).
- SKD80 S. K. Decker, C. Tsang, *IEEE Trans. Magn.* **16**, 643 (1980).
- SMI61 S. Middelhoek, *Ferromagnetic domains in thin NiFe films*, PhD Thesis, Univ. Amsterdam (1961).
- SOD01 S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- STA01 <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/stohr/xmcd.htm>.
- STA02 S. Tamaru, J. A. Bain, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, M. Covington, and M. H. Kryder, *J. Appl. Phys.* **91**, 8034 (2002).
- TEK01 www.tektronix.com.
- TEN01 www.tensolite.com.
- THS02 Th. Schmidt, U. Groh, R. Fink, E. Umbach, O. Schaff, W. Engel, B. Richter,

-
- H. Kuhlenbeck, R. Schlögl, H.-J. Freund, A. M. Bradshaw, D. Preikszas, P. Hartel, R. Spehr, H. Rose, G. Lilienkamp, E. Bauer and G. Benner, *Surf. Rev. Lett.* **9**, 223 (2002).
- TLG55 T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- TMC03 T. M. Crawford, M. Covington, and G. J. Parker, *Phys. Rev. B* **67**, 024411 (2003).
- WAN60 W. Andre, Z. Malek, W. Schüppel und O. Stemme, *J. Appl. Phys.* **31**, 442 (1960).
- WKA11 W. Kaufmann und W. Meier, *Phys. Z.* **12**, 513 (1911).
- WKH02 W. K. Hiebert, G. E. Ballentine, L. Lagae, R. W. Hunt, and M. R. Freeman, *J. Appl. Phys.* **92**, 392 (2002).
- WKH97 W. K. Hiebert, A. Stankiewicz and M. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997).
- WKU02 W. Kuch, *Abbildende magnetische Mikrospektroskopie*, Habilitationsschrift, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg (2002)
- WKU04 W. Kuch, J. Vogel, J. Camarero, K. Fukumoto, Y. Pennec, S. Pizzini, M. Bonfim, J. Kirschner, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 440 (2004).
- WSC62 W. Schüppel und V. Kambersky, *Phys. Stat. Sol.* **2**, 345 (1962).
- YAC00 Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, H. Melchior, *Science* **290**, 492 (2000).

Abkürzungsverzeichnis

ALS	Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, USA
BESSY	Berliner Elektronenspeicherring – Gesellschaft für Synchrotronstrahlung m.b.H
DLD	Delayline-Detektor
EEM	Emissions- Elektronenmikroskopie
ESRF	European Synchrotron Radiation Facility
FWHM	Full width at half maximum
LEEM	Low Energy Electron Microscopy
PEEM	Photoemission Electron Microscopy
Py	Permalloy
RMS	Root Mean Square
SEM	Scanning Electron Microscopy
SMART	SpectroMicroscope for All Relevant Techniques
SNOM	Scanning Near-Field Optical Microscope
SPEM	Scanning Photoemission Electron Microscopy
TOF-PEEM	Time-Of-Flight-Photoemission Electron Microscopy
TR-PEEM	Time-Resolved-Photoemission Electron Microscopy
XMCD	X-ray magnetic circular dichroism
XMLD	X-ray magnetic linear dichroism
X-PEEM	X-ray Photoemission Electron Microscopy