

Hochauflösende Photoemissionsmikroskopie mittels Synchrotronstrahlung

G. Schönhense und C. M. Schneider

Die schon Anfang der dreißiger Jahre von Brüche entdeckte Emissions-Elektronenmikroskopie bei Anregung mit Licht und Verwendung einer sog. Kathodenlinse erlebt durch die Verfügbarkeit von Synchrotronstrahlung mit hoher Brillanz einen gewaltigen Aufschwung. Während frühere Anwendungen dieser Photoemissionsmikroskope hauptsächlich auf der lateralen Variation der lokalen Austrittsarbeit beruhten, kommt bei Anregung mit durchstimmbarer Röntgenstrahlung die Möglichkeit der elementselektiven Abbildung hinzu. Ist die Strahlung darüber hinaus noch zirkular polarisiert, so läßt sich der magnetische Zirkulardichroismus zur Domänenmikroskopie ausnutzen. Durch parallele Bilderfassung sind Experimente in Echtzeit möglich: Die Auflösung liegt um 25 nm bei der Schwellen-Photoemission und z. Zt. bei etwa 120 nm bei Anregung mit Synchrotronstrahlung.

1. Einführung

Ein Photoemissions-Elektronenmikroskop (PEEM) [1] dient zur direkten räumlichen Abbildung der Elektronenemissionsverteilung einer mit Licht bestrahlten Oberfläche. Wählt man eine Photonenenergie dicht oberhalb der Photoschwelle, so entstehen durch Austrittsarbeitdifferenzen kontrastreiche Bilder, mit denen sich z. B. chemische Oberflächenreaktionen in Echtzeit verfolgen lassen [2]. Geht man über zu Photonenenergien im Röntgenbereich (X-PEEM), so kann man auf einfache Weise die Emissionsverteilung eines ausgewählten Elements sichtbar machen [3–5].

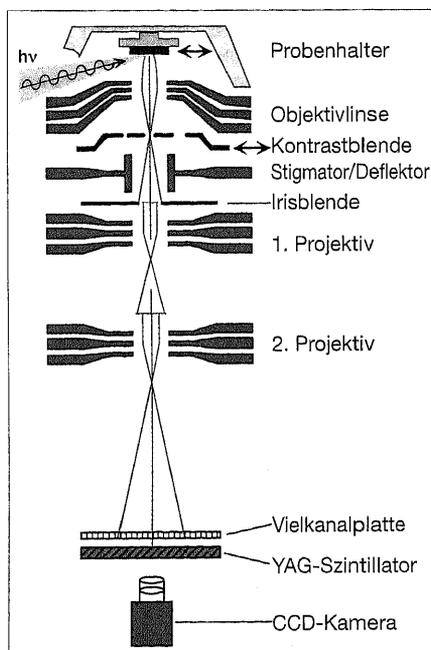


Abb. 1: Schema des Photoemissions-Elektronenmikroskops FOCUS IS-PEEM. (Näheres siehe Text)

Die Standardmethode zur Element-Mikroanalyse setzt die Röntgen- oder Auger-Mikrosonde eines Rasterelektronenmikroskops ein. Aufgrund der sehr niedrigen Fluoreszenzausbeute und der rasternden Arbeitsweise sind diese Detektoren vergleichsweise langsam und erfordern daher sehr hohe Primärströme, die zur Strahlenschädigung der Probe führen. Genau bei diesen Problemen setzt die neuartige Methode des spektroskopischen PEEM an. Das Gerät arbeitet nicht im Rasterverfahren mit hoher lokaler Stromdichte, sondern im Modus der Parallelabbildung bei homogener Bildfeldbeleuchtung, vergleichbar mit einem Lichtmikroskop.

Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau unseres Gerätes (FOCUS IS-PEEM). Die mit UV- oder Röntgenlicht beleuchtete Probe

befindet sich dicht vor der Extraktorelektrode einer elektrostatischen Objektivlinse, gefolgt von zwei Projektiven zum Erreichen der Endvergrößerung. Das Bild wird mittels eines Leuchtschirms hinter einem Bildverstärker (Multichannelplate) sichtbar gemacht und kann mit einer CCD-Kamera beobachtet werden. Eine Iris als Bildblende in der Zwischenbildebene und eine variable Kontrastblende in der hinteren Objektivbrennebene dienen zur Optimierung von Bildkontrast und Signalstärke. Ein Oktopolstigmator erlaubt sowohl die Korrektur des Astigmatismus als auch eine laterale Verschiebung des Gesichtsfeldes auf der Probe. Das elektronenoptische Abbildungssystem ermöglicht einen Zoom-Bereich von 0,7 mm bis zu einigen μm Bilddurchmesser. Der in den Mikroskopkopf integrierte Probenhalter ist über Piezomotoren verfahrbar und garantiert so höchste Vibrationsfreiheit. Die Experimente wurden bei BESSY (Berlin) und an der ESRF (Grenoble) durchgeführt.

Der Vorteil dieser „Hybridtechnik“ aus Lichtanregung und Elektronenabbildung ist, daß mit diesem Gerät alle bekannten, auf Röntgenanregung basierenden Analysetechniken mit hoher Ortsauflösung möglich sind. Dazu gehören die Röntgenabsorptionsspektroskopie (XAS) oder ihre verfeinerten Weiterentwicklungen (XANES: X-ray Absorption Near Edge Structure bzw. EXAFS: Extended X-ray Absorption Fine Structure). Wird zusätzlich ein Elektronenenergie-Analysator in die Mikroskopsäule integriert, so ist auch abbildendes ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) möglich [6–9]. Bei Mikro-XAS wird der interessierende Bildbereich von der Größenordnung $1\mu\text{m}$ ausgewählt (z. B. elektronisch über die Videokamera oder durch Schließen der kontinuierlich variablen Irisblende). Dann wird die Energie der anregenden Strahlung im Bereich der interessierenden Absorptionskanten durchgeführt und die Elektronenintensität im Mikrospot registriert.

Prof. Dr. Gerd Schönhense, Institut für Physik, Universität Mainz, Staudingerweg 7, D-55099 Mainz; Priv. Doz. Dr. Claus M. Schneider, Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Am Weinberg 2, D-06120 Halle

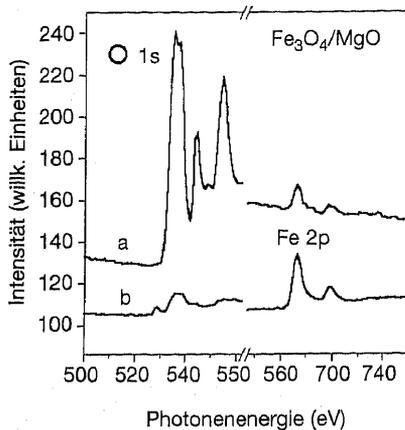
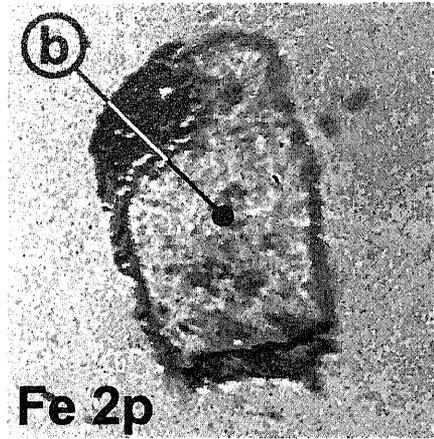
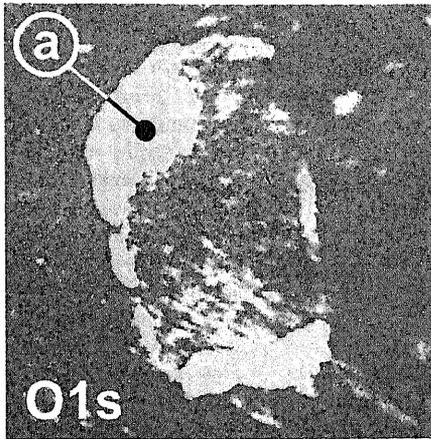


Abb. 2, oben: Defektstruktur in einem Magnetitfilm auf MgO. Die Bilder zeigen die laterale Verteilung von Sauerstoff (links) und Eisen (rechts). Helle (dunkle) Bereiche entsprechen einem starken (schwachen) Signal. Links: Lokale-XAS-Analyse des sauerstoffreichen bzw. eisenreichen Bereiches (obere Kurve, Position a bzw. untere Kurve, Position b). Die Probe wurde von H. Jungblut (Philips, Eindhoven) zur Verfügung gestellt.

Abb. 2 illustriert am Beispiel einer Defektstruktur in einer Magnetitschicht die Methode der elementspezifischen Abbildung. Man regt dazu die Probe im Maximum einer charakteristischen Röntgen-Absorptionslinie an und zieht das Untergrundbild direkt vor der Linie ab. Das linke Teilbild zeigt selektiv nur die laterale Verteilung des Sauerstoffs (helle Bereiche). Es entstand aus einem Bild bei der Energie der O1s-Linie ($h\nu=532\text{ eV}$), von dem ein Untergrundbild bei $h\nu=530\text{ eV}$ pixelweise abgezogen wurde. Analog zeigt das rechte Teilbild ein „Eisenbild“ derselben Defektstruktur, d. h. vom Bild auf der Fe2p-Linie ($h\nu=708\text{ eV}$) wurde das Untergrundbild bei $h\nu=700\text{ eV}$ abgezogen. Man erkennt, daß die Defektstruktur kein Eisen, dafür aber ein stark erhöhtes Sauerstoffsignal aufweist. Letzteres stammt vom MgO-Substrat, d. h. der Magnetitfilm hat sich an dieser Stelle vom Substrat abgelöst. Dieser Sachverhalt spiegelt sich auch in den Signalhöhen von Fe und O in den Lokale-XAS-Spektren wider. Darüber hinaus zeigt die Sauerstoffkante eine ausgeprägte Feinstruktur mit signifikanten Unterschieden zwischen den Fe₃O₄- (untere Kurve) und MgO-Modifikationen (obere Kurve). So läßt sich zukünftig das „elemental mapping“ zum „orbital mapping“ verfeinern [5].

Bei dieser Art der Spektromikroskopie wird üblicherweise die Sekundärelektronenver-

teilung (Energiebreite ca. 10 eV) zur Abbildung genutzt. Die chromatische Aberration des elektronenoptischen Linsensystems verschlechtert dabei die Auflösung auf 120 nm, während dasselbe Gerät in der Schwellenemission (Energiebreite typ. 0.5 eV) <25 nm Grenzauflösung hat.

2. Zur Natur des magnetischen Röntgenzirkulardichroismus

Ende der achtziger Jahre wurde erstmals am Beispiel der Fe-K-Kanten gezeigt, daß die Absorption von zirkular polarisiertem Röntgenlicht vom Magnetisierungszustand der Probe abhängt [10]. So beobachtet man bei fester Lichtelizität (links- oder rechtszirkular polarisiert) eine charakteristische Änderung der Absorptionsspektren, wenn der Magnetisierungsvektor M von einer parallelen zu einer antiparallelen Orientierung bezüglich der Lichteinfallrichtung q umgeschaltet wird. Dieses Phänomen wird als magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (MXCD) bezeichnet und bildet das hochenergetische Gegenstück zum magneto-optischen Kerr-Effekt. Wie dieser beruht der MXCD auf dem Einfluß von Spin-Bahn-Kopplung und Austauschwechselwirkung auf die an der optischen Anregung beteiligten elektronischen Zustände. Die Ausnutzung des MXCD an den Absorptionskanten

führt zu einem einzigartigen Werkzeug für die elementselektive Untersuchung magnetischer Phänomene.

Analysiert man nun anstatt des Lichts die Ausbeute der emittierten Elektronen, so beobachtet man ebenfalls ein MXCD-Signal und erhält oberflächenspezifische Aussagen zum Magnetismus. Dieses Verfahren bietet sich an, um mit Hilfe der Photoelektronenmikroskopie magnetische Domänen abzubilden [3]. Die charakteristische Asymmetrie der Absorptionsspektren wird dabei in einem zweistufigen Prozeß auf die emittierten Elektronen übertragen: Zunächst hinterläßt die optische Anregung ein Rumpfloch, das je nach Magnetisierungsrichtung mit einer unterschiedlichen Wahrscheinlichkeit erzeugt wird. Das Rumpfloch zerfällt mit einer endlichen Lebensdauer durch Fluoreszenz oder durch einen Auger-Prozeß. Im letzteren Fall wird der magnetische Dichroismus im Absorptionskanal direkt auf die Auger-Elektronenausbeute übertragen. Für parallele und antiparallele Konfigurationen von M und q erhält man damit unterschiedliche Intensitäten des Auger-Übergangs. Dieser magnetische Zirkulardichroismus in der photoneninduzierten Auger-Elektronenemission läßt sich zur energieselektiven Abbildung magnetischer Domänen ausnutzen [11].

Auf seinem Weg zur Probenoberfläche erleidet das hochenergetische Auger-Elektron inelastische Stöße und erzeugt auf diese Weise eine Kaskade von niederenergetischen Sekundärelektronen, deren Intensität in guter Näherung proportional zur Anzahl der ursprünglich erzeugten Auger-Elektronen ist. Damit wird das MXCD-Signal über den Zwischenschritt der Auger-Elektronenemission an die niederenergetischen Sekundärelektronen weitergegeben. Diese Elektronen tragen selbst keine Information mehr über einen spezifischen elektronischen Zustand in der Probe. Die Elementselektivität wird jedoch durch die Anregung an einer charakteristischen Absorptionskante sichergestellt.

3. Hochauflösende Abbildung magnetischer Mikrostrukturen

Nutzt man das MXCD-Signal in der Sekundärelektronenausbeute aus, so läßt sich die Domänenstruktur einer ferromagnetischen Probe direkt sichtbar machen [3]. Die parallele Bildentstehung in einem PEEM und die Kombination aus hohem magnetischen Kontrast und hoher Intensität der Sekundärelektronen ermöglichen sehr kurze Bildaufnahmezeiten.

Abb. 3 zeigt ein erstes Beispiel. Dabei handelt es sich um regelmäßige Mikrostrukturen aus Permalloy (Abb. 3a) und einer CoPt-Vielfachschicht (Abb. 3b), die auf einer Si-Oberfläche mit nativem Oxid hergestellt

wurden. Die Periodenlänge beträgt in beiden Fällen etwa 25 μm . Die Mikrostrukturen bestehen aus quadratischen Elementen und sind durch Stege aus unbedecktem Silizium voneinander getrennt. Im Falle der Permalloystruktur sieht man die Domänenstruktur „im Licht“ der Fe- $L_{2,3}$ -Kanten. Das Bild zeigt die Differenz aus zwei Einzelbildern, die jeweils an der Fe- L_3 - und L_2 -Kante aufgenommen wurden. Da das MXCD-Signal beim Übergang von der L_3 - auf die L_2 -Kante sein Vorzeichen wechselt, werden durch dieses Verfahren nichtmagnetische Kontraste unterdrückt und eine effektive Verstärkung der magnetischen Information erreicht.

Innerhalb der Permalloyquadrate herrscht eine sehr regelmäßige Domänenstruktur vor: vier Dreiecke, von denen je eines in dunkler und heller Farbe erscheint, während die beiden anderen einen mittleren Grauton aufweisen. Diese Kontrastverteilung läßt sich mit der Winkelvariation des MXCD-Signals verstehen. Der magnetische Kontrast verschwindet nämlich für eine orthogonale Anordnung von M und q . Der mittlere Grauton kennzeichnet also Domänen mit $M \perp q$,

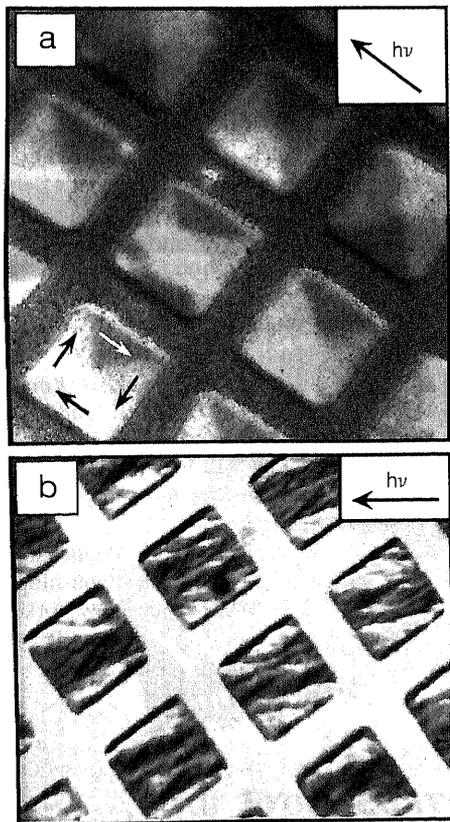


Abb. 3: Magnetische Domänen in mikrostrukturierten Proben mit 25 μm Periodenlänge. (a) Permalloyfilm mit regelmäßigen Domänen. Die Pfeile geben die lokale Orientierung der Magnetisierung an (Probe von A. Wadas und R. Wiesendanger, Universität Hamburg); (b) Co/Pt-Vielfachschicht (Probe von M. Huth, Universität Mainz). Die starke magnetische Anisotropie sorgt für eine komplexe Domänenstruktur.

während helle und dunkle Schattierungen für einen Magnetisierungsvektor M parallel bzw. antiparallel zu q stehen. Damit läßt sich die gesamte Magnetisierungsverteilung innerhalb der Quadrate rekonstruieren. Sie hat die Form eines magnetischen Ringschlusses, d. h. jedes Quadrat versucht sein magnetisches Streufeld nach außen zu minimieren. Diese Konfiguration entspricht dem einfachsten Fall einer Domänenbildung und ist offensichtlich durch die verschwindende magnetokristalline Anisotropie des Permalloy begünstigt. Defekte auf der Oberfläche können diesen Idealzustand jedoch empfindlich stören, wie am Beispiel des Quadrats in der Bildmitte klar zu sehen ist. Ein interessanter Aspekt für zukünftige Experimente ist eine mögliche magnetische Kopplung zwischen den Quadraten und ihr Einfluß auf die Domänenstruktur.

Ein Material mit einer starken magnetokristallinen Anisotropie, z. B. eine Co/Pt-Vielfachschicht, zeigt ein gänzlich anderes Verhalten (Abb. 3b). Die magnetische Information in diesem Bild wurde an der Co- L_3 -Kante durch Wechsel der Lichthelizität erhalten. Die resultierende Domänenstruktur ist viel komplexer als im vorhergehenden Fall und variiert im Detail zwischen den einzelnen Quadraten. Die federartige Auffächerung der Strukturen deutet auf lokal wechselnde leichte Richtungen der Magnetisierung hin. Dies ist mit dem polykristallinen Charakter der Co/Pt-Schichten konsistent.

Die Ergebnisse an Co/Pt stellen auch gleichzeitig ein erstes Beispiel für die Untersuchung „vergrabener“ Schichten dar. Die oberste Schicht des Co/Pt-Lagenstapels besteht aus ca. 30 \AA Pt. Die Elementselektivität und Informationstiefe der Methode gestattet es ohne weiteres, das magnetische Signal der obersten Co-Schichten durch die Pt-Schicht hindurch zu untersuchen. Dies wird noch deutlicher an einem Co/Cr/Fe-Schichtsystem demonstriert (Abb. 4). Zunächst wurde auf einem Fe(100)-Einkristall ein Cr-Keil mit einer Dickenvariation von 0–10 Monolagen aufgewachsen und dieser dann mit einem 5 ML dicken Co-Film abgedeckt. Das ganze System wurde elementselektiv an den L_3 -Kanten von Cr, Fe und Co abgebildet. Die Domänenstruktur im Fe-Substrat – zwei entgegengesetzt magnetisierte Bereiche – ist selbst in diesen Einzelbildern ohne magnetische Kontrastverstärkung klar zu erkennen. Da die Gesamtdicke der Deckschichten zum rechten Bildrand hin zunimmt, schwächt sich das Signal und damit der Kontrast in diese Richtung hin ab. Trotzdem ist die magnetische Struktur noch gut zu erkennen. Im Cr-selektiven Bild sieht man den Einsatz (Linie) und Verlauf des Cr-Keils. Eine Domänenstruktur im Cr ist in diesem Maßstab (Bildfeldlänge 500 μm) auch bei einer magnetischen Kontrastverstärkung nicht aufzulösen. Dies liegt im Antiferromagnetismus der Cr-

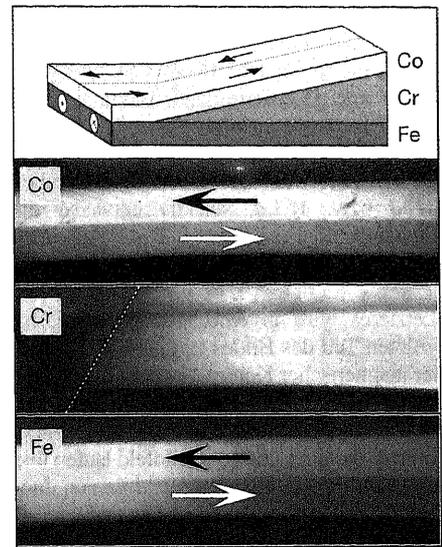


Abb. 4: Untersuchungen zur magnetischen Informationstiefe an einem Co/Cr/Fe(100)-Sandwich (Probenquerschnitt oben). Die mit „Co“, „Cr“ und „Fe“ gekennzeichneten Bilder geben die Information an, die an der $L_{2,3}$ -Kante des jeweiligen Elements erhalten wird. Auch ohne magnetische Kontrastverstärkung ist die Domänenstruktur in den Co- und Fe-Bildern klar zu erkennen. Die gestrichelte Linie markiert den Beginn des Cr-Keils, dessen Dicke nach rechts ansteigt. Aus technischen Gründen sind Linien gleicher Cr-Schichtdicke gegenüber der Längsachse des Fe-Kristalls geneigt.

Schicht begründet, durch den sich die magnetischen Signale der einzelnen Lagen wechselseitig kompensieren. Das Co-selektive Bild zeigt die Domänenstruktur in der Co-Deckschicht, die interessanterweise eine ferromagnetische Kopplung zum Substrat über den gesamten Cr-Keil hinweg widerspiegelt. Dieses Beispiel demonstriert das Potential der Photoemissionsmikroskopie bei der Untersuchung geschichteter Systeme.

Die eingangs erwähnte Winkelvariation des MXCD läßt sich auch benutzen, um selektiv Domänenwände abzubilden. Diesem Experiment liegt folgende Überlegung zugrunde: Eine Domänenwand bedeutet eine kontinuierliche Drehung des Magnetisierungsvektors beim Übergang von einer Domäne zur anderen. Bei einer sog. Bloch-Wand, wie sie im Volumen häufig auftritt, dreht M um eine Achse senkrecht zur Wandebene. Trifft eine solche Wand nun senkrecht auf eine Oberfläche, so würde man in jedem Fall eine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche erhalten. Dieser energetisch ungünstige Zustand wird vermieden, wenn sich die Wand an der Oberfläche „Néel-artig“ verhält. Dabei dreht sich die Magnetisierung so, daß sie immer in der Oberflächenebene liegt (Rotationsachse von M senkrecht zur Oberfläche). Dieser Néel-Abschluß von Bloch-Wänden an der Oberfläche ist bereits aus rasterelektronenmikroskopi-

schen Untersuchungen bekannt [12]. Er resultiert in einer Magnetisierungskomponente, die in der Oberfläche liegt und senkrecht zur Domänenmagnetisierung selbst steht. In einem vierzähligen System wie Fe(100) hat das zur Folge, daß man bei geschickter Wahl der Geometrie, nämlich $M \parallel q$ bzw. $M \perp q$, selektiv entweder die Domänen oder die Domänenwände abbilden kann.

Letzteres wird in Abb. 5 demonstriert. Im größten Teil des Bildes tritt kein flächenhafter magnetischer Kontrast auf, da M orthogonal zum einfallenden Licht steht. Dagegen beobachtet man zwei ausgeprägte Zickzack-Linien, die quer über das Bildfeld laufen und deren Kontrast entlang jeder Linie von dunkel zu hell wechselt. Die Magnetisierungsrichtung in den Domänen selbst ist durch die Pfeile angedeutet. Diese Magnetisierungsverteilung ist eigentlich energetisch sehr ungünstig und wird durch das Volumen stabilisiert. Sie entsteht, wenn die Magnetisierung im Volumen senkrecht zur Oberfläche steht. Zur Verringerung der magnetostatischen Energie bilden sich dann an der Oberfläche Abschlußdomänen, deren Magnetisierungsvektor in der Oberfläche liegt. Die Domänenwände in Abb. 5 sind deshalb auch keine einfachen 180° -Wände, sondern sog. „V-Linien“, in der sich zwei aus dem Volumen kommende 90° -Wände an der Oberfläche treffen [13]. Ihre Breite beträgt ca. 500 nm. Der im zickzack-artigen Verlauf auftretende Knickwinkel beträgt recht genau 106° und stimmt damit sehr gut mit dem für V-Linien in Fe(100) bekannten Wert überein. Der Kontrastwechsel innerhalb einer Linie ist darauf zurückzuführen, daß der Néel-artige Abschluß der Domänenwand an der Oberfläche für zwei entgegengesetzte Drehrichtungen von M möglich ist. Daher kann es auch entlang einer Wand zu einem Umklappen der Drehrichtung kommen (Kreise). Die Detailuntersuchung solcher Strukturen wird die nächste Herausforderung für die magnetische Photoemissionsmikroskopie sein.

4. Perspektiven

Mit dem Wechsel von BESSY I zu BESSY II in den nächsten Jahren ist eine erhebliche Steigerung der Brillanz verbunden. Während

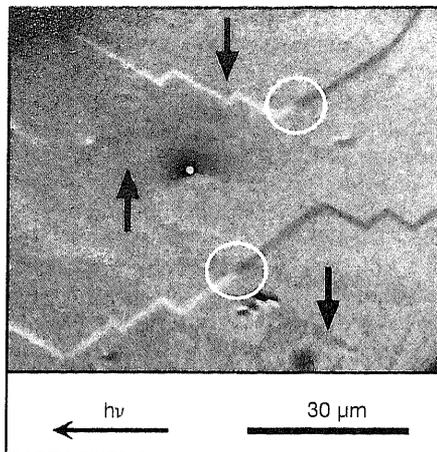


Abb. 5: Domänenwände an der Oberfläche eines Fe(100)-Einkristalls. Die Pfeile geben die lokale Magnetisierungsrichtung der Domänen an. Kreise markieren die Änderung des Drehsinns der Magnetisierung in der Domänenwand, die sich auch in einer Kontrastumkehr äußert.

Bilder wie Abb. 2 bisher eine Belichtungszeit von ca. 1 Minute benötigten, erwarten wir bei BESSY II Bildsequenzen im Sekundentakt, was neue Untersuchungsmöglichkeiten dynamischer Abläufe im chemischen (Reaktionsfronten) und magnetischen Bereich (Ummagnetisierungsvorgänge) erlauben wird. Mikrosport-Analysen waren bisher bis hinab zu $500 \times 500 \text{ nm}^2$ möglich, prinzipiell sind auch hier deutliche Steigerungen realisierbar.

Wesentliche Verbesserungen sind aber auch auf Seiten des Mikroskops zu erwarten. Mit den z. Zt. gebräuchlichen relativ einfachen Geräten erreicht man Auflösungen von etwa 25 nm [5, 9]. Durch den Einsatz von speziellen Elementen zur Korrektur der sphärischen und chromatischen Aberrationen kann dieser Wert noch um etwa eine Größenordnung verbessert werden; theoretisch sind sogar Werte kleiner 1 nm erreichbar [6]. In jüngster Zeit haben wir erste ermutigende Resultate einer chromatischen Korrektur mittels einer Flugzeit-Technik erzielt. Damit rücken nicht nur detaillierte Untersuchungen von magnetischen Domänenwandstrukturen in greifbare Nähe. Es eröffnet sich vielmehr durch diese Technik auch ein neuartiger Zugang zur Untersuchung von Zeitabläufen im Nanosekunden-Bereich.

Danksagung

Unser Dank gilt den beiden beteiligten Mikroskopie-Arbeitsgruppen in Mainz (Ch. Ziethen, O. Schmidt, G. H. Fecher) und Halle (R. Frömter, M. Seider, J. Kirschner) sowie W. Swiech (jetzt University of Illinois in Urbana-Champaign) und K. Grzelakowski (Focus GmbH). Die Experimente profitierten von der Unterstützung durch die Mitarbeiter von BESSY und der ESRF. Die Projekte wurden vom BMBF und dem Materialwissenschaftlichen Forschungszentrum der Universität Mainz gefördert.

Literatur

- [1] s. die Kapitel von Engel et al., *Mundschau, Bauer, Liebl u. Senftinger* in *Ultramicroscopy* **36**, Nos. 1–3 (1991)
- [2] J. Lauterbach, G. Haas, H. H. Rothermund u. G. Ertl, *Surface Sci.* **294**, 116 (1993).
- [3] J. Stöhr, Y. Wu, M. G. Samant, B. D. Hermsmeier, G. Harp, S. Koranda, D. Dunham u. B. P. Tonner, *Science* **259**, 658 (1993).
- [4] W. Swiech et al., *J. Electron Spectr. Rel. Phen.* **84**, 171 (1997).
- [5] Ch. Ziethen et al., *J. Electron Spectr. Rel. Phen.* (im Druck)
- [6] R. Fink et al., *J. Electron Spectr. Rel. Phen.* **84**, 231 (1997).
- [7] B. P. Tonner et al., *J. Electron Spectr. Rel. Phen.* **84**, 211 (1997).
- [8] E. Bauer et al., *J. Electron Spectr. and Rel. Phen.* **84**, 201 (1997).
- [9] G. Marx et al., *J. Electron Spectr. and Rel. Phen.* **84**, 251 (1997).
- [10] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm u. G. Materlik, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 737 (1987).
- [11] C. M. Schneider, K. Holldack, M. Kinzler, M. Grunze, H. P. Oepen, F. Schäfers, H. Petersen, K. Meinel u. J. Kirschner, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2432 (1993).
- [12] H. P. Oepen u. J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 819 (1989).
- [13] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (Wiley & Sons, Krieger Publishing Company, Malabar, Florida, New York, 1964).