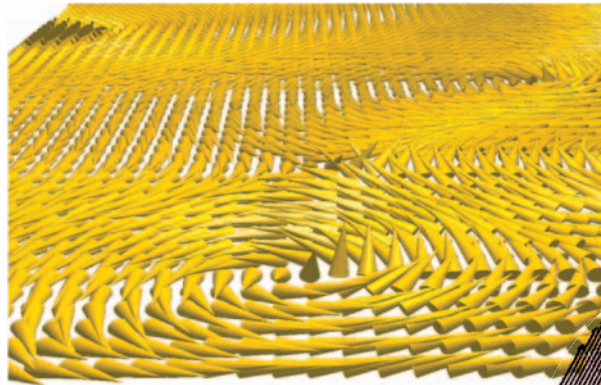


Oberflächen zwingen zur Ordnung

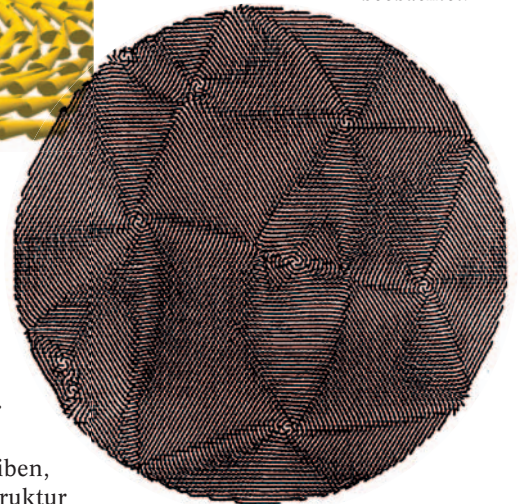
Neuartige magnetische Effekte in ultradünnen ferromagnetischen Nanoschichten

Elena Vedmedenko

Um neue magnetische Speicher mit extrem hoher Speicherkapazität entwickeln zu können, ist es entscheidend, die magnetischen Eigenschaften der Materie auf der Nanometerskala zu verstehen. Hier ermöglichen mittlerweile Computersimulationen eine realistische Beschreibung auch komplexer Nanosysteme und liefern auf diese Weise eine physikalisch sinnvolle Grundlage zur Interpretation von Experimenten.



Mit Monte-Carlo-Simulationen kann man z. B. die magnetische Struktur einer $1\ \mu\text{m}$ großen weichmagnetischen Probe im Detail untersuchen. Sichtbar sind zunächst mehrere metastabile Wirbelstrukturen (unten). Bei höherer Auflösung lässt sich auch erkennen, dass der Wirbelkern aus der Ebene heraustritt (links). Dies wurde auch experimentell beobachtet.



Digitale Daten durchdringen inzwischen fast alle Bereiche unseres alltäglichen Lebens. Selbst Urlaubsbilder liegen oft nur noch in digitaler Form auf Speicherkarten und Festplatten vor. Heutzutage bestehen Speichermedien üblicherweise aus einer dünnen Platte, die mit einem 10 bis 15 nm dicken, kontinuierlichen magnetischen Film beschichtet ist. Die minimale Länge einer Informationseinheit, des „Bit“, beträgt dabei etwa 35 nm. Bislang wird ein Daten-Bit in vielen, statistisch verteilten magnetischen Körnern gespeichert. Aktuelle Forschungen zielen aber darauf hin, mit genau einer wohldefinierten Nanostruktur ein Bit zu erzeugen und die Daten in periodisch angeordneten Nanostrukturen zu speichern.

Um die Speicherdichte weiter zu erhöhen und eine möglichst perfekte Bitstruktur zu erreichen, sollten die einzelnen Nanostrukturen nur noch Bruchteile eines Nanometers dick und wenige Nanometer breit sein. Nähert man sich jedoch weiter den atomaren Dimensionen, dann verlieren die physikalischen Gesetzmäßigkeiten für mesoskopische Festkörper (wie z. B. einen kontinuierlichen magnetischen Film) ihre Gültigkeit.

Daher gilt es, die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Nanostrukturen auf der atomaren Längenskala zu erforschen, bevor sich entscheiden lässt, welche Materialien und welche Form der Nanopartikel sich für die „nanomagnetischen Speicher“ eignen. Von besonderem Interesse ist hierbei

die magnetische Struktur. Die Anordnung der magnetischen Momente bestimmt die fundamentalen physikalischen Eigenschaften, wie z. B. die Hysterese, die thermische Stabilität der Magnete oder den Magnetowiderstand.

Hier möchte ich beschreiben, wie sich die magnetische Struktur von ultradünnen Nanoteilchen verschiedener Gittergeometrie auf der atomaren Skala theoretisch untersuchen lässt. Dabei hat sich gezeigt, dass in Nanomagneteten, die nur zwei Monolagen dick sind, die atomare „Körnigkeit“ der Materie zu wichtigen neuen Effekten führt. Die theoretischen Ergebnisse sind allgemein gültig und auf eine breite Palette realer Materialien anwendbar. Als Beispiel werden im Folgenden die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Daten für Eisen-Nanodrähte auf einem Wolfram-Substrat verglichen. Diese Fe/W-Nanostrukturen eignen sich zwar noch nicht direkt für magnetische Speicherzwecke. Die gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt allerdings, dass die Ergebnisse dieser theoretischen Studien auch für andere Nanosysteme wichtig sind und bei der Entwicklung moderner Speicherkonzepte berücksichtigt werden müssen.

KOMPAKT

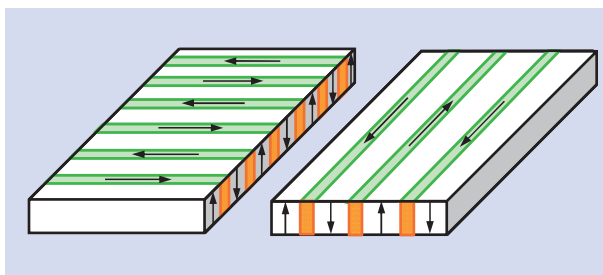
- ▶ Wenn ferromagnetische Nanoschichten nur noch ein bis zwei Atomlagen „dick“ sind, können sich neuartige magnetische Konfigurationen bilden.
- ▶ Bis vor wenigen Jahren ging man noch davon aus, dass die Orientierung der Domänenwände in solchen Nanomagneteten nur mit der Form- und Kristallanisotropie zusammenhängt.
- ▶ Mittlerweile ließ sich jedoch in guter Übereinstimmung mit Experimenten theoretisch demonstrieren, dass diese Orientierung auch von der Austauschenergie und der Gitterstruktur bestimmt wird.

Dr. Elena Y. Vedmedenko, Universität Hamburg, Institut für Angewandte Physik, Jungiusstr. 11, 20355 Hamburg – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Hertha-Sponer-Preises 2005 auf der 69. DPG-Jahrestagung in Berlin.

Magnetische Domänen in mesoskopischen Strukturen

Die makroskopisch gemessene Magnetisierung M ist die vektorielle Summe über alle magnetischen Dipolmomente im betrachteten Bereich pro Volumeneinheit. Bereiche mit einheitlicher Magnetisierung heißen Domänen. Wenn in einer Probe, z. B. einer dünnen Schicht, nur eine Magnetisierungsrichtung existiert, so befindet sich die Probe in einem Monodomänen-Zustand. Häufig liegen jedoch komplexere magnetische Strukturen vor, in denen es mehrere Bereiche mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen gibt. Der Übergangsbereich zwischen diesen Domänen heißt Domänenwand. Dort drehen sich die magnetischen Momente von der Magnetisie-

Abb. 1: Domänen (weiß) und Bloch-Domänenwände (grün) in einer endlichen Probe. Schwarze Pfeile kennzeichnen die Magnetisierungsrichtung, orange Flächen die freien magnetischen Pole.



rungsrichtung der einen Domäne in die einer anderen. Je nach Art der Rotation der Momente unterscheidet man zwischen Bloch-Wänden (Rotationsachse senkrecht zur Domänenwand) und Néel-Wänden (Achse parallel zur Domänenwand). Die Größe einer magnetischen Domäne hängt hauptsächlich vom Verhältnis zwischen der magnetokristallinen Anisotropie und der Formanisotropie ab (siehe Infokasten „Energiebeiträge“). In ultradünnen Schichten ändert sich die magnetoelastische Kopplung drastisch. Die magnetokristalline Anisotropie wird dort häufig außerordentlich stark, wodurch die Domänen sehr klein werden. Nach theoretischen Vorhersagen erwartet man etwa für 16 nm dicke Ni-Partikel mit einer starken, zur Filmebene senkrechten Anisotropie Domänen mit einer Größe von nur etwa 50 nm [1].

Erst vor kurzem ließ sich zeigen, dass sich die Domänenwände in magnetischen Strukturen mit einer

lateralen Größe von 250 bis 500 nm und einer Dicke von 50 bis 100 monoatomaren Lagen (ML) so orientieren, dass das Streufeld minimiert wird [1]. Um dies zu veranschaulichen, betrachten wir eine rechteckige Probe mit senkrechter Magnetisierung (Abb. 1). In einer solchen Probe bilden sich üblicherweise Bloch-Wände. Für die in [1] verwendeten Parameter erhält man ein Verhältnis von der Breite der Domänen zur Breite der Probe von 1:4. Wenn die Domänenwände parallel zur kürzeren Seite laufen (Abb. 1 links), enthält die Probe 7 Domänen und 6 Domänenwände. Daher entstehen $6 \times 2 = 12$ Wand-Enden mit freien magnetischen Polen. Um die Energie zu minimieren, kann das System die Wände auch parallel zur längeren Seite orientieren und damit die Anzahl freier Pole auf 6 reduzieren (Abb. 1 rechts). Für den Fall, dass die Domänenwände konzentrisch laufen, gibt es überhaupt keine freien Pole mehr und das Streufeld wird minimal.

Eine weitere für die Orientierung der Domänenwände wichtige Komponente ist der Verlust in der Austauschenergie (siehe Infokasten), der daraus resultiert, dass der Winkel zwischen benachbarten Spins in der Wand größer ist als der in den Domänen selbst. Je kürzer die Wand ist, desto kleiner sind die Verluste. Für eine Energieminimierung müsste also auch die Wandlänge minimiert werden. Wenn die Domänen viel kleiner als die lateralen Probenabmessungen sind, spielt dieser Effekt nur eine sehr untergeordnete Rolle, weil in periodischen Domänenstrukturen die Gesamtwandlänge für fast jede Wandorientierung gleich ist. Im Falle eines Rechtecks mit den Abmessungen 50×100 und einer Domänenbreite von 1 gibt es z. B. entweder 49 lange oder 99 kurze Wände. Die Gesamtlänge im ersten Fall ($L_l = 49 \times 100 = 4900$) ist nur 1 % kleiner als die der kürzeren Wänden ($L_k = 99 \times 50 = 4950$). Dagegen ist L_l in einem 2×5 -Rechteck 37,5 % kürzer als L_k . Folglich hängt die Orientierung der Wände in mesoskopischen flachen Strukturen mit senkrechter Magnetisierung von der Form ab, aber nicht von der Gitterstruktur, und wird hauptsächlich durch die Form- und die kristalline Anisotropie bestimmt.

Magnetische Domänen in Nanostrukturen

In den letzten Jahren gelang es Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von R. Wiesendanger an der Universität Hamburg, die spinsensitive Rastertunnelmikroskopie zur Untersuchung magnetischer Domänen zu entwickeln [3]. Die magnetische Information lässt sich bei dieser Methode aus einer Karte der differentiellen Leitfähigkeit dI/dU gewinnen. Die differentielle Leitfähigkeit korreliert mit der Zustandsdichte der Oberfläche am Ort der Spitze und steht im direkten Zusammenhang mit der magnetischen Polarisation. Mit dieser Methode ließ sich der magnetische Nanokosmos immer weiter erobern und es gelang, neue magnetische Nanostrukturen zu finden. Eines der ersten experimentell untersuchten Systeme waren ein bis zwei Monolagen dicke Eisen-Filme auf der (110)-Oberfläche eines Wolfram-Einkristalls. Bei erhöhten Substrat-Temperaturen entstehen unterhalb einer Bedeckung von zwei Monolagen auf den W-Terrassen doppel- (DL) Fe-Streifen, die von Monolagen-Streifen begrenzt sind, und sich entlang der monoatomar hohen Stufenkanten erstrecken. Die abwechselnden doppel- und einlagigen Fe-Streifen formen unendlich lange, aber sehr schmale magnetische Nanodrähte. Die Untersuchung der magnetischen Struktur dieses Systems hat gezeigt, dass die Domänen mit ca. 25 nm Größe

Energiebeiträge

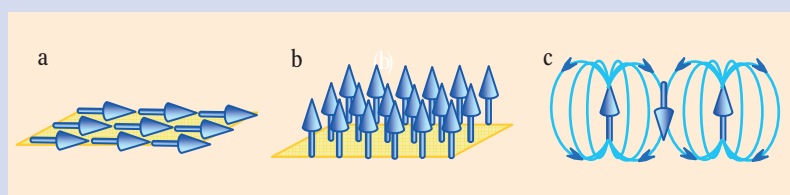
In Ferromagneten richtet die **Austauschwechselwirkung**, die auf dem Pauli-Prinzip beruht, benachbarte magnetische Momente (blaue Pfeile) parallel aus. Da die Austauschwechselwirkung isotrop ist, haben die magnetischen Konfigurationen (a) und (b) gleiche Energie.

Die **Kristallanisotropie** bestimmt die Raumrichtung der Magnetisierung im feldfreien Fall und ist im Monolagenbereich besonders wichtig. Die Konfigurationen (a) und (b) haben unterschiedliche Anisotropieenergien.

Jedes magnetische Moment erzeugt ein magnetisches Streufeld (c, hellblaue Linien). Die **Dipolwechsel-**

wirkung berücksichtigt die Kopplung eines magnetischen Moments mit Feldern aller anderen Momente. Im Beispiel (c) richtet sich das zentrale Moment parallel zu den Feldlinien der zwei anderen Momente aus.

Die Dipolenergie eines ferromagnetischen dünnen Films ist minimal, wenn alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind und in der Filmebene liegen (a). Wenn die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene orientiert ist (b), wird die Dipolenergie maximal. Den Unterschied zwischen der Dipolenergie des ungünstigsten (b) und des günstigsten (a) Zustandes nennt man **Formanisotropie**.



noch kleiner als in mesoskopischen Strukturen sind und eine periodische Ordnung besitzen [2].

Spätere Experimente enthüllten weitere höchst interessante Details [4]. Da die Stufenkanten auf der W-Oberfläche in Bezug auf die Hauptsymmetrieachsen des Einkristalls unterschiedlich verlaufen können, können auch die doppellagigen Fe-Nanodrähte entlang verschiedener kristallographischer Richtungen laufen. Würde die Orientierung der magnetischen Wände nur durch die Form der Probe bestimmt – wie in mesoskopischen Strukturen (Abb. 1) –, dann sollten die Domänenwände immer die gleiche Orientierung relativ zum Draht zeigen. Das ist aber nicht der Fall. Stattdessen bleiben sie bei allen möglichen Orientierungen der Substratstufenkanten der $[1\bar{1}0]$ -Richtung des W-Einkristalls treu (Abb. 2). Abweichungen von dieser Richtung treten vereinzelt auf und zielen stets auf eine Verkürzung der Wandlänge durch eine Drehung hin zu einer Orientierung quer zu den DL-Streifen. Es stellt sich also die Frage, warum die Wände ihre Länge nicht vollständig minimieren und welcher Mechanismus dabei für eine Ausrichtung entlang $[1\bar{1}0]$ sorgt. Um diese Frage zu beantworten, haben wir die experimentellen Ergebnisse in einem „Computerexperiment“ reproduziert und die Dipolwechselwirkung und die Austauschenergie eines ultradünnen Films sowie der Nanodrähte theoretisch untersucht.

Generell ergibt sich die magnetische Nanostruktur aus der Konkurrenz zwischen Austauschwechselwirkung, magnetostatischer Kopplung und Anisotropien elastischer, struktureller oder magnetischer Natur. Im Experiment treten alle diese komplexen Phänomene zusammen auf und lassen sich nur sehr schwer sauber separieren. In theoretischen Untersuchungen kann man einzelne Wechselwirkungen nach Bedarf „einschalten“ oder „ausschalten“ und damit die relevanten Energiebeiträge identifizieren. Deshalb sind theoretische Untersuchungen der magnetischer Struktur unentbehrlich für das Verständnis der magnetischen Ordnung.

Theoretisch kann man die magnetischen Konfigurationen im Rahmen von Modell-Hamiltonian-Methoden (Mikromagnetische und Monte-Carlo-Simulationen) oder *ab initio*, d. h. ohne freie Parameter, und „tight-binding“ Rechnungen ermitteln. Modell-Hamiltonian-Techniken erlauben es, relativ große Systeme (hunderttausend Atome) zu beschreiben und dabei die langreichweitigen Wechselwirkungen, die Struktur des Atomgitters, die Temperatur und stochastische Effekte relativ leicht zu berücksichtigen. Allerdings stellen die Modell-Hamiltonians nur ein idealisiertes Bild der magnetischen Wechselwirkungen dar. Die *ab initio*-Methoden dagegen geben eine akkurate Beschreibung der elektronischen Struktur und der Wechselwirkungen eines Systems. Allerdings lassen sich damit nur sehr kleine Strukturen ohne Temperatureffekte beschreiben.

Zur detaillierten Interpretation experimenteller Ergebnisse haben wir die verschiedenen theoretischen Methoden so vereinigt, dass Gitterstruktur und die aus einer „tight-binding“-Rechnung bekannten Austauschkonstanten in das Monte-Carlo-Verfahren integriert sind. Die theoretischen Ergebnisse lassen sich dann direkt mit den experimentellen Messungen an niedrigdimensionalen Systemen vergleichen. Das ermöglichte es uns, die für mesoskopische Strukturen ungewöhnlichen magnetischen Eigenschaften zu verstehen, indem wir das Wechselspiel von atomarer Struktur und Austauschwechselwirkung kontrolliert variierten.

Simulation mit Monte-Carlo-Verfahren

Das Monte-Carlo-Verfahren wird seit mehreren Jahren zur Beschreibung magnetischer Gitter-Systeme angewendet. Bislang standen allerdings größtenteils physikalische Systeme im Vordergrund, die zwar zweidimensional sein können, aber lateral eine unendliche Ausdehnung haben. Die laterale Unendlichkeit ermöglicht es, periodische Randbedingungen zu benutzen und damit die Probengröße zur Größe der periodisch

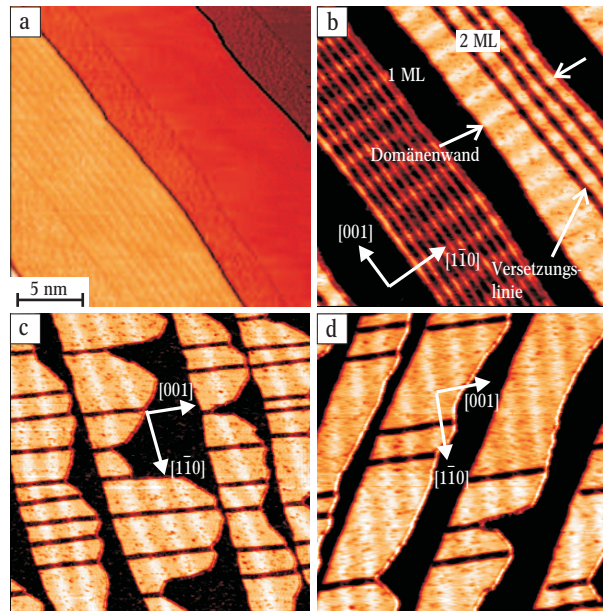


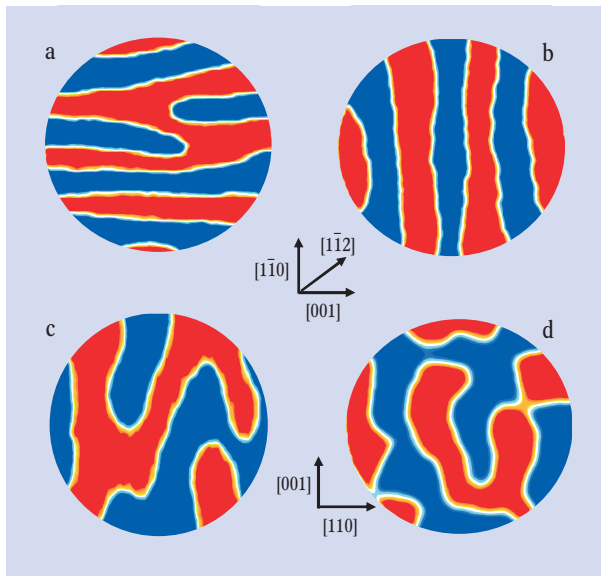
Abb. 2: Raster-tunnel-mikroskopische Aufnahmen von Fe-Nanodrähten auf W(110): Topographie (a) und Karten der differentiellen Leitfähigkeit dI/dU (b–d) von Fe-Drähten bei verschiedener Orientierung der Stufenkanten. In den dI/dU -Karten entsprechen die dunklen Linien entlang der $[001]$ -Richtung strukturellen Versetzungen. Die Domänenwände (helle Linien) verlaufen immer senkrecht dazu, also entlang $[1\bar{1}0]$, unabhängig von der Orientierung der Nanodrähte.

wiederholten Einheitszelle zu reduzieren. In lateral beschränkten Nanostrukturen darf man die periodischen Randbedingungen nicht immer anwenden, da die magnetische Struktur häufig nicht periodisch ist. Außerdem muss man unbedingt die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigen, die für die so genannte Formanisotropie sorgt. Die Betrachtung der langreichweitigen Wechselwirkungen führt jedoch dazu, dass die Rechenzeit sehr schnell mit der Anzahl der Spins wächst. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, haben wir eine Reskalierungsnäherung [5] entwickelt, die es ermöglicht, einige hundert Nanometer große Proben mit offenen Randbedingungen zu betrachten. In dieser Methode führen wir in den Hamiltonian einen dimensionslosen Parameter q ein, der die Rechenmaschenweite in Abhängigkeit von spezifischen Systemeigenschaften zu vergrößern bzw. zu verkleinern erlaubt. Der Parameter ist hauptsächlich über die Kopplungskonstanten der Austausch- und Dipolwechselwirkung, J bzw. D , definiert, $q = D/(J \cdot a^3)$. Je größer D/a^3 ist, desto größer ist die Maschenweite. Mit dieser Methode kann man die Strukturen zuerst mit einer gröberen Auflösung, die weniger Rechenzeit erfordert, betrachten und anschließend die interessanten Stellen fein (d. h. bei kleinerem q) auflösen (vgl. Abb. S. 81). Auf diese Weise ist es gelungen, einige reale magnetische Systeme zu untersuchen [5–7]. Die Arbeiten mit diesem Programm lassen sich durchaus als experimentelle Untersuchungen ansehen, da das methodische Vorgehen sehr dem des realen Experiments entspricht. In den Simulationen benutzen wir magnetische Parameter realer Dünnschichtsysteme, die Analogien zu experimentellen Ergebnissen erlauben. Die Intention der Untersuchungen liegt nicht auf der Modellierung von abstrakten, theoretischen Systemen, sondern auf

der Beschreibung des realen Verhaltens von Magneten, welches sich in der magnetischen Mikrostruktur manifestiert.

Zunächst wurden die ausgedehnten, ein bis zwei Monolagen dicken Filme modelliert. In dem Modell sind die dreidimensionalen magnetischen Momente \mathbf{S} auf den Gitterpunkten lokalisiert. Die magnetischen

Abb. 3: Monte-Carlo-Simulationen der senkrechtmagnetisierter Domänenstruktur in 600 nm großen und 2 ML dicken Proben mit sc(110)- (a), bcc(110)- (b), fcc(110)- (c) und fcc(100)-Oberflächen (d). Die Austauschwechselwirkung ist isotrop, $kT = 0,05 J$, $k_1 = 9 \cdot 10^{-3} J$ (vgl. Text).



Momente können frei rotieren, um den energetisch günstigsten Zustand einzunehmen. Sie dürfen aber nicht ihre Positionen wechseln. Dies entspricht einer starken Lokalisierung magnetischer Momente. Es wurden die drei kubischen Kristallgitter (sc, bcc und fcc) untersucht und für jede Gitterstruktur jeweils die (110)-, (001)- und die (111)-Oberfläche betrachtet. Der Hamiltonian berücksichtigt dabei die Austauschwechselwirkung $J_{[xyz]}$, die Dipolkopplung D und die zur Oberfläche senkrechte kristalline Anisotropie k_1 . r_{ij} bezeichnet den Abstand zwischen den Gitterplätzen i und j . k_1 war so gewählt, dass die Domänengröße etwa der im Experiment beobachteten entsprach.

$$H = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{[xyz]} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + k_1 \sum_i \sin^2 \theta + D \sum_{ij} \left(\frac{\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right)$$

Generell ist die Austauschwechselwirkung $J_{[xyz]}$ richtungsabhängig. Zunächst aber haben wir alle J gleichgesetzt. Dies soll helfen zu verstehen, ob die Gitterstruktur allein den Verlauf der Wände beeinflussen kann.

Die Ergebnisse zeigen, dass für alle (001)- und (111)-Oberflächen die Wände rein statistisch orientiert sind. Ein Beispiel einer solchen Domänenstruktur für die fcc(100)-Oberfläche ist in Abb. 3d gezeigt. Alle (110)-Oberflächen zeigen dagegen ausgerichtete Wände (Abb. 3a-c). Die Simulation zeigt, dass die Domänenwände in ultradünnen Filmen mit sc(110)-Struktur immer entlang der [001]-Richtung laufen (Abb. 3a), während sie in bcc(110)-Filmen parallel zur [110]-Richtung ausgerichtet sind (Abb. 3b). Bei fcc(110)-Oberflächen sind die zwei Richtungen [110] und [112] bevorzugt, während keine Wand entlang der [001]-Richtung beobachtet wird (Abb. 3c). Diese Ergebnisse stimmen mit den experimentellen Daten für Fe/W(110) überein. Die Symmetrie der Oberfläche führt zu einer starken

Anisotropie in der Ausrichtung der Domänenwände in magnetischen Fe/W(110)-Nanodrähten (vgl. Abb. 2 und Abb. 4). Im Einklang mit dem Experiment (Abb. 4a) zielen vereinzelte Abweichungen von der [110]-Richtung auf eine Verkürzung der Wandlänge durch eine Drehung hin zur [331]-Orientierung (Abb. 4b). Allerdings erscheint es auf den ersten Blick überraschend, dass man bei einer isotropen Austauschwechselwirkung eine anisotrope Wandausrichtung bekommt. Um dieses Phänomen zu verstehen, wird im Folgenden der Einfluss des Gitters auf die wichtigsten für die Wandausrichtung energetischen Anteile analysiert.

Physikalische Gründe für den anisotropen Wandverlauf

Im Folgenden wird der Einfluss von Formanisotropie und Austauschwechselwirkung auf den anisotropen Wandverlauf analysiert. In makro- und mesoskopischen magnetischen Systemen hängt die Formanisotropie nur von der Form der Probe ab. Um dies zu quantifizieren, benutzt man den so genannten Formfaktor k , der als Verhältnis zwischen der Dicke d und der Länge L der Probe definiert ist. Wir untersuchten die magnetostatische Energie in Nanostrukturen mit einer Dicke von wenigen Monolagen unter Berücksichtigung der Gitterstruktur. Dafür wurden die exakten Dipolsummen für Proben mit unterschiedlichen k und d jeweils für sc-, fcc-, hcp- und bcc-Stapelung numerisch und analytisch ausgerechnet [8]. Wir konnten zeigen, dass sich die magnetostatische (Dipol-) Energie, die für die Formanisotropie verantwortlich ist, in einer endlichen Probe in einen dicken- und einen formabhängigen Anteil aufteilen lässt. Der dickenabhängige Anteil spiegelt die Gitterstruktur wider, die in die Dipolsumme einfließt. In makroskopischen Strukturen existiert dazu kein Analogon. Der formabhängige Anteil ist das Äquivalent der üblichen makro/mesoskopischen Formanisotropie. Das Zusammenspiel der beiden Anteile in einer endlichen Probe führt zu einem neuen Effekt, der größenabhängigen Reorientierung der Magnetisierung [8]. Eine Reskalierung der gesamten Energie mit dieser Dickenabhängigkeit führt zu einer universellen Formabhängigkeit. Bei einer Dicke von etwa sechs Monolagen mündet der Wert der quasi-zweidimensionalen Dipolenergie in den Wert eines dreidimensionalen kontinuierlichen Kristalls und hängt nicht mehr von der Gitterstruktur ab. Mit diesem Ergebnis ist die alte Frage nach dem Zusammenhang zwischen der Formanisotropie in der konti-

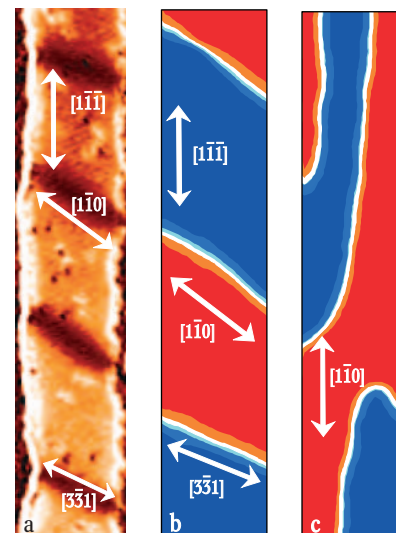


Abb. 4: Experiment (a) und Simulation (b, c) der Domänenstruktur in 20 nm breiten magnetischen Fe-Nanodrähten auf W(110). Dunkle (a) bzw. helle (b, c) Linien markieren Domänenwände. Die Wände verlaufen entlang [110], unabhängig von der Orientierung der Nanodrähte.

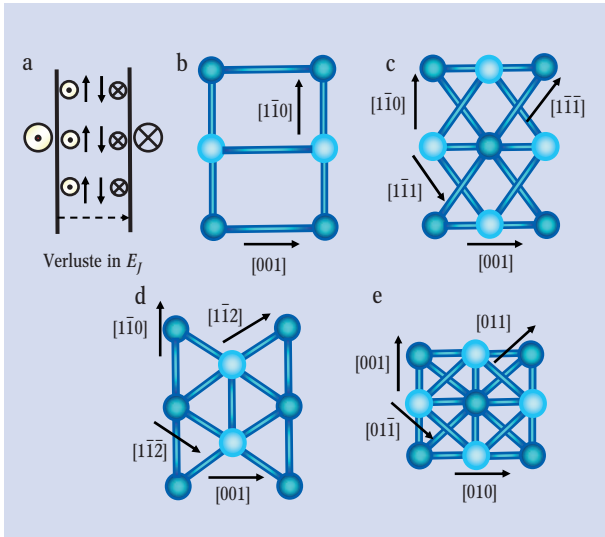


Abb. 5: Aufsicht auf eine schematische Bloch-Wand (a) und auf die Einheitszellen von zwei Monolagen dicken Filmen von sc(110)- (b), bcc(110)- (c), fcc(110)- (d) und fcc(100)-Oberflächen (e). Dunkle und helle Kugeln kennzeichnen die Atome, die der ersten bzw. der zweiten Schicht angehören. Die nächsten Nachbarn sind durch Verbindungen zwischen den Atomen markiert.

nuierlichen und diskreten Näherung beantwortet. Außerdem zeigen diese Ergebnisse, dass die Dipolenergie unter dem Einfluss der Gitterstruktur für Dicken unter drei Monolagen sehr schwach wird. Zwar kann sie die Domänengröße immer noch beeinflussen, spielt für die Orientierung der Wände aber fast keine Rolle mehr, da die Streufelder sehr klein sind.

Um die Rolle der Austauschwechselwirkung zu verstehen, wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt [4]. Abbildung 5a zeigt eine schematische Bloch-Wand in der Kontinuumsnäherung. Man sieht, dass die magnetischen Momente in den Reihen, die entlang der Wandausrichtung laufen, parallel zueinander orientiert sind. Die Winkel zwischen den Momenten in einer Reihe senkrecht zur Wand sind dagegen maximal. Da die Austauschenergie E_J am niedrigsten für parallel ausgerichtete Spins ist, wird sie für die Atombindungen, die parallel zur Wand orientiert sind, am kleinsten. Für die Bindungen senkrecht zur Wand ist E_J am größten. Die Wand selbst kann allerdings in beliebige Richtung laufen, weil in der Kontinuumsnäherung die Dichte der Bindungen in jeder Richtung gleich ist.

Sobald man eine diskrete Gitterstruktur betrachtet, werden einige der Orientierungen der Domänenwände bevorzugt. Die Abbildungen 5a–e zeigen die diskreten Einheitszellen verschiedener Kristallgitter und verdeutlichen, dass unter Berücksichtigung der Gitterstruktur mehrere Atombindungen $[xyz]$ weder genau parallel noch senkrecht zur Wandausrichtung orientiert sind. Daraus folgt, dass die Austauschenergie für die verkippeten Bindungen weder minimal noch maximal ist. Die gesamte Austauschenergie pro atomarer Einheitszelle ist somit nichts anderes als die Summe der Austauschkonstanten jeder Bindung $E_J^{[xyz]}$ multipliziert mit ihrer Projektion.

$$E_J^{\text{Wand}} [\text{a.u./Einheitszelle}] = \sum_i J_{[xyz]} \cdot P_{\text{Wand}}$$

Anhand dieses Modells wurden E_J^{Wand} -Werte für verschiedene Wandrichtungen und diverse Gitterstrukturen analysiert [4]. Das Ergebnis bestätigt die Resultate der Monte-Carlo-Simulation. Die Austauschenergie für die bcc(110)-Oberfläche ist minimal, wenn die Wände

entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung verlaufen; für die sc(110)-Struktur ist die $[001]$ -Ausrichtung der Wände ideal; für die fcc(110)-Gitter gibt es zwei ähnliche Energiewerte für die $[1\bar{1}2]$ - und $[1\bar{1}0]$ -Orientierungen. In allen anderen betrachteten Kristallen ist E_J^{Wand} entartet, d. h. es gibt keine Präferenzen für den Verlauf der Domänenwände aufgrund der Austauschenergie.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Orientierung von magnetischen Wänden in ultradünnen Filmen kubischer Symmetrie mit (110)-Oberflächenorientierung hoch anisotrop ist, während andere Orientierungen zu isotropen Wand-Konfigurationen führen. Die Anisotropie resultiert aus der orthorhombischen Symmetrie der (110)-Oberfläche, die zu einer orientierungsabhängigen Dichte der nächsten Nachbarbindungen führt. Ob die zusätzliche Anisotropie, die durch die (110)-Substratoberflächen hervorgerufen wird, für die Speicheranwendungen hinderlich oder nützlich sein wird, muss die Zukunft zeigen.

Danksagung

Mein Dank gilt meinen Kollegen in den Arbeitsgruppen von R. Wiesendanger, H. P. Oepen und J. Kirschner für die gute Zusammenarbeit. Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit im Rahmen des Interdisziplinären Nanowissenschafts-Centrum Hamburg (INCH) möchte ich der DFG und der Freien und Hansestadt Hamburg herzlich danken.

Literatur

- [1] J. K. Ha, R. Hertel und J. Kirschner, Europhys. Lett. **64**, 810 (2003).
- [2] A. Kubetzka, M. Bode, O. Pietzsch und R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **88**, 57201 (2002)
- [3] M. Getzlaff, M. Bode und R. Wiesendanger, Physik in unserer Zeit **31**, 110 (2000)
- [4] E. Y. Vedmedenko, A. Kubetzka, K. von Bergmann, O. Pietzsch, M. Bode, J. Kirschner, H. P. Oepen und R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **92**, 77207 (2004); E. Y. Vedmedenko, K. von Bergmann, H. P. Oepen und R. Wiesendanger, J. Magn. Mater. **290-291**, 746 (2005)
- [5] E. Y. Vedmedenko, A. Ghazali, J. C. S. Lévy, H. P. Oepen und J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **84**, 5884 (2000)
- [6] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen und J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **90**, 137203 (2003)
- [7] E. Y. Vedmedenko, U. G. Grimm und R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **93**, 76407 (2004)
- [8] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen und J. Kirschner, J. Magn. Mater. **256**, 237 (2003); J. Millev, E. Y. Vedmedenko und H. P. Oepen, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 2945 (2003); E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen und J. Kirschner, Phys. Rev. B **90**, 12409 (2003)
- [9] R. Muniz und D. Mills, Phys. Rev. B **66**, 174417 (2002)

Die Autorin

Elena Vedmedenko, hier bei der Preisverleihung mit DPG-Präsident Knut Urban, promovierte 1993 an der Medizinischen Hochschule von Lugansk, Ukraine, über ein Thema aus der Festkörperphysik. Nach drei Jahren als Assistenzprofessorin folgten Postdoc-Aufenthalte in Paris und am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle. Seit 2000 forscht Olena Vedmedenko an der Universität Hamburg und beschäftigt sich besonders mit den zentralen Fragen des Nanomagnetismus.



Foto: J. Röhl