5 Magnetische Domänen in Fe/Cu(100)

Mit Hilfe des UHV-Sagnac-SNOM gelang im Rahmen dieser Arbeit die Abbildung der magnetischen Domänenstruktur ultradünner Eisenfilme, die bei tiefer Temperatur (80 K) auf Cu(100) gewachsen waren. Durch Variation von Schichtdicke und Probentemperatur konnten sowohl Filme mit senkrechter effektiver Anisotropie als auch Filme bei der Spinreorientierung untersucht werden. Es wurde der vorhergesagte Streifendomänenzustand abgebildet und erstmals[1] in äußeren Magnetfeldern beobachtet. Dabei stellte sich heraus, dass die Ummagnetisierung durch die Transformation des Streifendomänenzustandes geschieht, die von Nukleation und Wachstum der Domänen bestimmt ist. Dies erklärt auch die Temperaturabhängigkeit der Form von Magnetisierungskurven, die mit MOKE an den Filmen aufgenommen wurden, ebenso wie Kontraständerungen im Kerr-Mikroskop. In diesem Kapitel stelle ich die Ergebnisse der Messungen an Fe/Cu(100) dar und ordne sie in den Kontext vorliegender theoretischer und experimenteller Erkenntnisse ein. Schließlich entwerfe ich ein Gesamtbild des Ummagnetisierungsprozesses am Spinreorientierungsübergang.

5.1 Dünne Eisenfilme auf Cu(100)

Ultradünne Filme von Fe auf Cu(100) sind ein Prototyp für Systeme mit senkrechter magnetischer Anisotropie. Das Studium ihrer Eigenschaften ist daher nicht nur von akademischem Interesse, sondern im Hinblick auf die Entwicklung von Datenspeichermedien mit hoher Speicherdichte auch technologisch relevant. Obwohl Fe/Cu(100) schon seit vielen Jahren intensiv untersucht wird, ist bis heute ein steter Zuwachs an Erkenntnis über dieses System zu verzeichnen, der insbesondere durch Fortschritte bei den Methoden zur Oberflächenanalyse (z.B. STM) gefördert wird. Magnetismus, Kristallstruktur und Morphologie sind bei Fe/Cu(100) eng miteinander verknüpft, sie werden nicht zuletzt durch die Wachstumsbedingungen des Films bestimmt - insbesondere durch die Substrattemperatur beim Aufdampfen [Liu 88]. Im Weiteren wird daher zwischen Präparation bei Zimmertemperatur (300 K, RT-

[1] Kürzlich gelang dies auch einer Gruppe in Berkeley mit *Low Energy Electron Microscopy with Spin-polarized Electrons* (SPLEEM) [Pha 03].

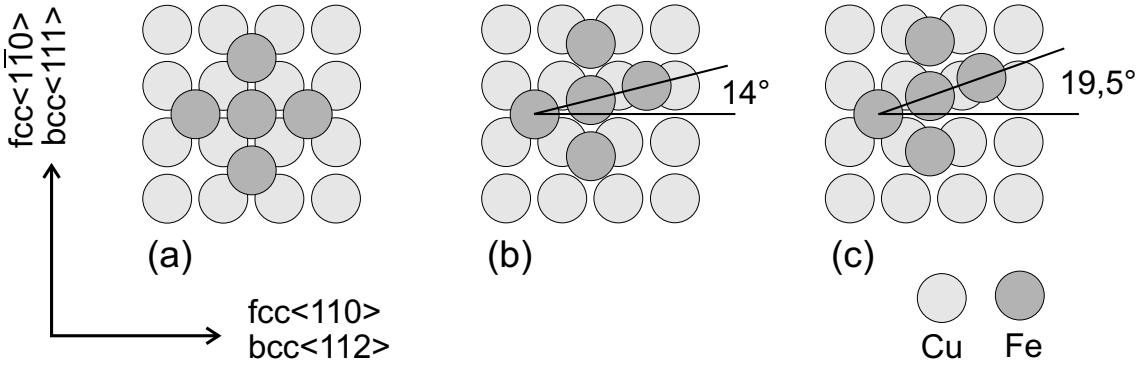

Abbildung 5.1: Wachstum von Fe auf Cu(100): (a) Pseudomorphe fcc(100)-Phase, (b) um 14° gescherte fcc(100)-Phase und (c) bcc(110)-Phase.

Präparation) und Präparation im LN_2-Kühlfinger (80 K, LT-Präparation) mit anschließendem Tempern auf 300 K unterschieden.

Grundsätzlich treten bei dünnen Eisenfilmen zwei strukturelle Phasen auf: α-Fe, das in bcc-Struktur vorliegt und die typische ferromagnetische Phase eines Eisenkristalls darstellt und γ-Fe, das fcc-Struktur hat und antiferromagnetisch ist [Pep 00]. Die Gitterkonstante von γ-Fe (3,57 Å) weicht nur geringfügig von der des fcc-Kupferkristalls (3,61 Å) ab, so dass γ-Fe mit nur geringer Fehlanpassung pseudomorph auf dem Cu-Substrat aufwachsen kann (Abb. 5.1(a)). Gleichzeitig ist aber α-Fe die bei Raumtemperatur thermodynamisch stabile Phase. Im Wettbewerb dieser beiden Phasen stellen sich die Kristallstrukturen der dünnen Eisenfilme ein [Mul 95].

Im Folgenden werden kurz die Wachstumsmodi, die dabei entstehenden kristallinen Strukturen und die magnetischen Eigenschaften dünner Filme von Fe/Cu(100) in unterschiedlichen Schichtdickenbereichen erläutert, und zwar separat für RT- und LT-Präparation. Daran wird ersichtlich, warum LT-präparierte Filme gegenüber RT-präparierten für die Untersuchung von Prozessen am Spinreorientierungsübergang besonders geeignet sind.

Bei RT präparierte Filme wachsen Lage für Lage (Van-der-Merve-Wachstum). Man unterscheidet 4 Schichtdickenbereiche (Abb. 5.2) [Mul 95, Gie 95, Zha 97, Bie 01]:

A (0 - 1,7 ML) Wegen der im Vergleich zum Fe geringeren Oberflächenenergie von Cu(100) kommt es zur Interdiffusion von Fe und Cu, die Fe-Atome bilden anfangs Cluster aus, die in die Cu-Oberfläche eingebettet sind. Die langreichweitige ferromagnetische Ordnung setzt verspätet ein, d.h. erst, wenn die Perkolation von Inseln der zweiten Lage beginnt. Möglicherweise ist dies eine Folge der Interdiffusion.

B (1,7 - 5 ML) Die Fe-Atome wachsen hier in einer um 14° gescherten fcc-Phase auf, die eine große Ähnlichkeit mit der bcc(110)-Phase aufweist und daher nicht

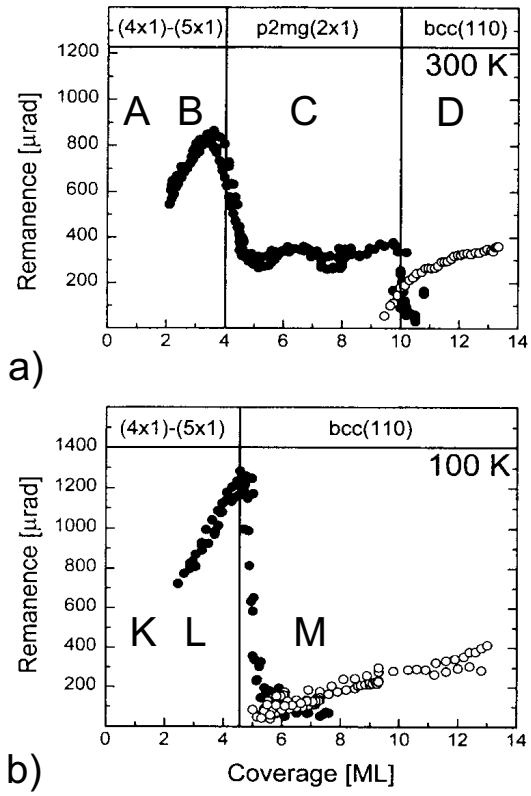

Abbildung 5.2:
Remanenzmagnetisierung in Abhängigkeit von der Schichtdicke für (a) RT-präparierte und (b) LT präparierte Filme von Fe/Cu(100) [Mul 95].

antiferromagnetisch sondern ferromagnetisch ist (vgl. Abb. 5.1(b) und (c)). Eine STM-Studie belegt, daß die bcc-artigen Bereiche in Form weniger Atome breiter Streifen wachsen und zur Kompensation der Gitterfehlanpassung ein Zick-zack-Muster bilden (abwechselnde Scherung um ±14°). Gegenüber der tatsächlichen bcc(110)-Phase ist die bcc-artige Phase verzerrt [Bie 01]. Die Rekonstruktion des fcc-Gitters ist früher u.a. schon mit LEED beobachtet worden[2]. Sie geht mit einer Erhöhung des atomaren Volumens von 11,4 Å auf 12,1 Å einher und wurde als tetragonale Verzerrung des fcc-Gitters erklärt (fct-Phase). Das Auftreten des Ferromagnetismus erschien als Folge höheren atomaren Volumens [Mul 95]. Auch die mit STM beobachtete Scherung des fcc-Gitters erhöht das atomare Volumen [Bie 01]. Jede der Schichten trägt in der beschriebenen Weise zum magnetischen Signal bei, daher nimmt es mit steigender Bedeckung zu.

C (5 - 11 ML) In diesem Schichtdickenbereich relaxiert die Rekonstruktion des fcc-Gitters. Direkt auf der Cu(100)-Oberfläche wächst das Eisen in antiferromagnetischer Phase (fcc) (Abb. 5.1(a)). Nur die obersten beiden Schichten

[2]Die dabei gefundenen Überstrukturen finden sich auch in den STM-Bildern wieder, sie wurden ursprünglich aber mit einer sinusförmigen Verschiebung der fcc-Atompositionen erklärt, nicht mit der zick-zack-förmigen Scherung.

sind im ferromagnetischen Zustand, das magnetische Signal bleibt daher über einen relativ grossen Feldbereich auf niedrigem Niveau konstant.

D (> 11 ML) Bei einer Schichtdicke von etwa 11 Lagen kommt es schließlich zu einem Martensitübergang, bei dem das fcc-Eisen in bcc-Eisen übergeht. Damit ist auch eine Reorientierung der leichten Magnetisierungsrichtung in die Ebene verbunden.

Bei LT-Präparation wird die Interdiffusion von Fe und Cu unterdrückt und die Filme sind insgesamt rauher. Auch hier hängen Morphologie, kristalline Struktur und Magnetismus wieder eng zusammen. Man unterscheidet 3 Phasen [Zil 94, Gie 95, Mul 95, Bie 01]:

K (0 - 0,9 ML) Im Sub-Monolagenbereich wächst Eisen bei tiefen Temperaturen in doppellagigen Inseln. Mit der Koaleszenz dieser Inseln bei $0,9$ ML wird auch das Auftreten von Ferromagnetismus beobachtet [Men 97a].

L (0,9 - 4 ML) Hier ist wieder ein Lage-für-Lage-Wachstum zu beobachten, aber mit einer höheren Rauhigkeit als bei den RT-präparierten Filmen. Die Kristallstruktur ist wieder fcc mit einer Scherung um 14° und Zick-zack-Muster [Bie 01]. Die Magnetisierung steigt mit zunehmender Schichtdicke an und steht durch die Oberflächenansiotropie wie in Phase B senkrecht zum Film.

M (> 4 ML) Hier findet ein Spinreorientierungsübergang statt[3]. Bei höheren Schichtdicken liegt das Eisen in bcc(110)-Struktur vor. Der strukturelle Übergang von L nach M ist mit STM nicht untersucht worden.

Die Phase C eines mehrlagigen fcc-Films tritt offenbar bei LT-Präparation nicht auf. Der Grund für den direkten Übergang der gescherten fcc-Phase in die bcc-Phase schon bei sehr kleinen Schichtdicken könnte sein, daß die nötigen Transformationen (Kontraktion des gescherten fcc-Gitters zu bcc und gleichzeitige Zunahme der Gitterfehlanpassung (Abb. 5.1(b-c)) in den rauhen LT-Filmen auf kleinerer Skala ablaufen und daher eine geringere Aktivierungsenergie besitzen als in einem homogenen Film [Bau 00]. Einen strukturellen Phasenübergang wie den Martensitübergang von C nach D gibt es bei den LT-präparierten Filmen also vermutlich gar nicht. Es ist eher davon auszugehen, dass der Übergang von L nach M lokal bei unterschiedlichen Bedeckungen und damit kontinuierlich verläuft. Die Spinreorientierung ist also ausschließlich auf die Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit der Oberflächenanisotropie zurückzuführen. Damit sind die LT-gewachsenen Filme für die Untersuchung von Streifendomänen nahe der Spinreorientierung in besonderer Weise geeignet. Alle Messungen in dieser Arbeit wurden daran vorgenommen.

[3]Die kritische Schichtdicke hängt empfindlich von der Substrattemperatur bei der Präparation und von der Annealingtemperatur ab.

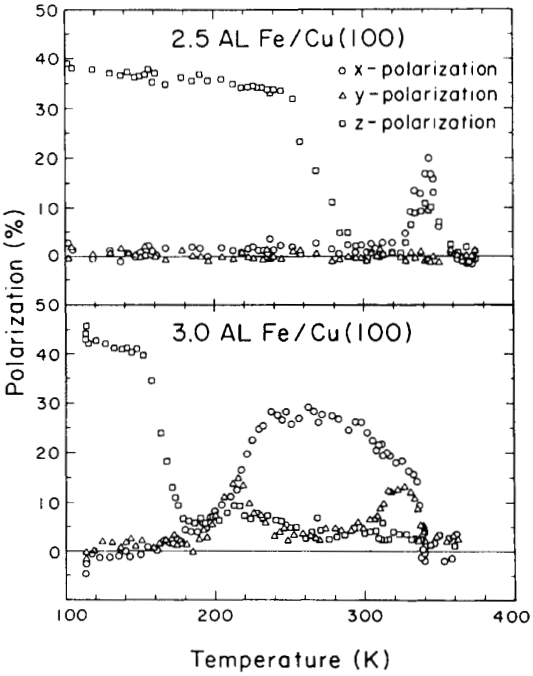

Abbildung 5.3:
Spinpolarisation der Sekundärelektronen zweier Filme Fe/Cu(100) bei unterschiedlichen Schichtdicken [Pap 90].

Die Temperatur- und die Schichtdickenabhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs von LT-präpariertem Fe/Cu(100) sind in den vergangenen Jahren mit verschiedenen Methoden sowohl ortsintegrierend als auch ortsauflösend untersucht worden. Abb. 5.2 zeigt MOKE-Messungen der Remanenz am schichtdickenabhängigen Phasenübergang, Abb. 5.3 die Temperaturabhängikeit der Spinpolarisation, die mit SEMPA[4] bei zwei verschiedenen Schichtdicken bestimmt wurde. Auffällig ist, dass beim Spinreorientierungsübergang das Messsignal deutlich reduziert ist. Dieser Effekt war schon in Abb. 2.5 zu sehen und wird mit dem Auftreten eines Domänenzustandes erklärt, der eine gegenüber der homogenen Magnetisierung verringerte Nettomagnetisierung aufweist.

Nach den Überlegungen in Kapitel 2.4 sollten die Domänen streifenförmig sein und nahe der Spinreorientierung eine Breite von weniger als einem Mikrometer aufweisen (sog. Mikrodomänen). Die ortsaufgelöste Abbildung dieses Domänenzustandes ist bei LT-präpariertem Fe/Cu(100) bisher in nur sehr wenigen Studien gelungen[5]. Allenspach und Bischof [All 92] haben dazu SEMPA verwendet und fanden sowohl bei der schichtdickenabhängigen als auch bei der temperaturabhängigen Spinreorientierung Mikrodomänen (siehe Abb. 5.4). Die Messungen wurden an einem auf

[4] *Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis* (SEMPA)

[5] Auch bei anderen Systemen ist die Datenlage eher dürftig: Es gibt eine Studie an hcp-Kobaltfilmen auf Au(111), die die Abbildung des Mikrodomänenstandes bei der schichtdickenabhängigen Spinreorientierung mittels SEMPA berichtet [Spe 95]. An RT-gewachsenen Fe/Cu(100) wurde neulich der Streifenddomänenzustand abgebildet und bei Annäherung an die Curietemperatur seine Transformation in eine streifenlose Phase von Mikrodomänen mit rechtwinkligen Ecken entdeckt [Vat 00].

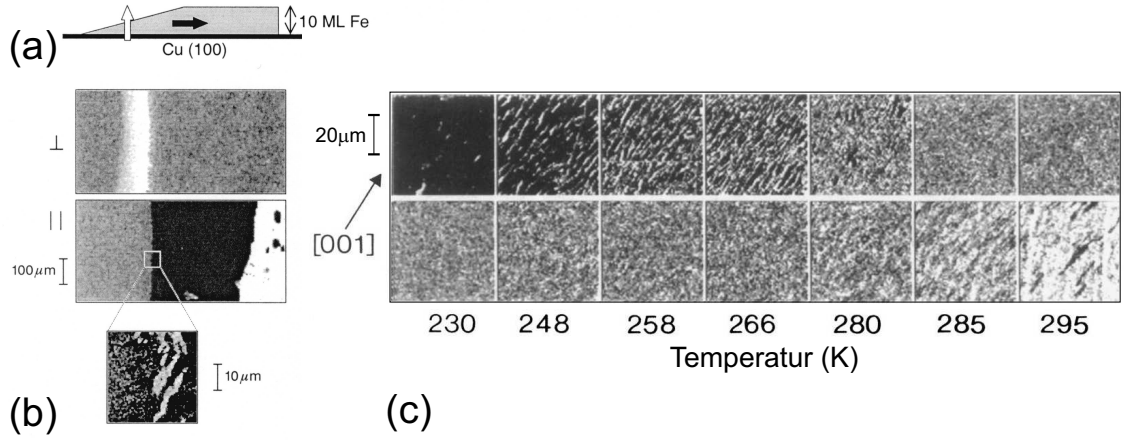

Abbildung 5.4: SEMPA-Studie von Domänenstrukturen beim Spinreorientierungsübergang von Fe/Cu(100) [All 92]. (a) Fe-Keil, bei 90 K auf Cu(100) gewachsen, (b) senkrechte und parallele Magnetisierungskomponente (Vergrößerung zeigt Mikrodomänen an der Spinreorientierungsschichtdicke), (c) Temperaturabhängigkeit der Spinreorientierung bei fester Schichtdicke, oben: senkrechte Komponente der Magnetisierung, unten: parallele.

Cu(100) epitaktisch bei 90 K aufgewachsenen Eisenkeil vorgenommen (Abb. 5.4(a)). Das Auftreten des Mikrodomänenzustandes bei Temperaturvariation kann in Abb. 5.4c verfolgt werden: Bei einer Temperatur unterhalb von 230 K ist der Film senkrecht magnetisiert, bei 230 K treten erste Domänen auf, die bei Annäherung an die Reorientierungstemperatur in der Länge wachsen und aneinander rücken, wobei sie in der [001]-Richtung ausgerichtet zu sein scheinen. Die Breite der Streifen wird auf etwa 2 μm geschätzt. Zwischen 280 K und 285 K findet dann die Spinreorientierung statt: Die Domänenstreifen verschwinden, statt dessen erscheinen Domänenmuster, die parallel zur Filmebene magnetisiert sind. Die Autoren erwarten, dass ein vergleichbares Verhalten sich auch in äußeren Magnetfeldern finden lassen sollte. Wegen der Schwierigkeit, hochauflösende magnetische Mikroskopie in Anwesenheit äußerer Magnetfelder durchzuführen, war eine experimentelle Beobachtung jedoch lange Zeit nicht möglich. Sie gelang erst mit dem magnetooptischen SNOM im Rahmen dieser Doktorarbeit und in der Untersuchung mit SPLEEM.

Eine erste Arbeit, die auf die Abbildung des Streifendomänenzustandes von LT-gewachsenem Fe/Cu(100) in Anwesenheit magnetischer Felder abzielt, wurde kürzlich von Choi et al. [Cho 02] publiziert. Es handelt sich um eine Studie mittels PEEM[6] an einem Fe-Keil, auf den ein *virtuelles* Magnetfeld einwirkt. Darunter ist die Wirkung der Magnetisierung eines darunterliegenden und auf Cu(100) aufgebrachten Nickelfilms mit senkrechter Anisotropie zu verstehen. Um den Einfluss der

[6] *Photoemission Electron Microscopy* (PEEM)

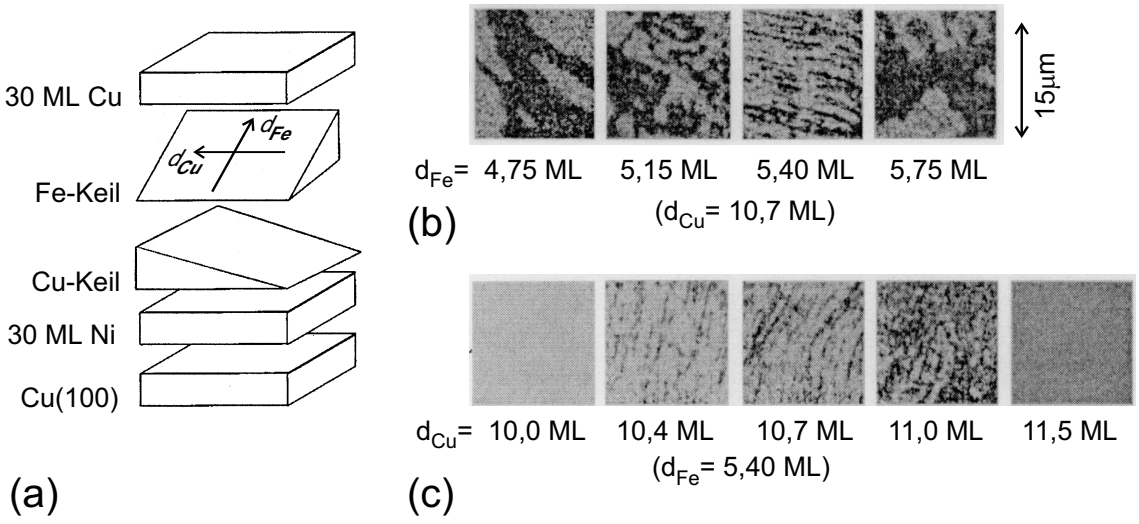

Abbildung 5.5: PEEM-Studie zum Spinreorientierungsübergang von Fe/Cu(100) im virtuellen Magnetfeld [Cho 02]. (a) Magnetisch gekoppeltes Fe/Cu/Ni/Cu(100)-System, (b) Domänenstruktur im virtuellen Nullfeld bei Erhöhung der Fe-Schichtdicke und (c) bei der Spinreorientierungsschichtdicke in variablem *virtuellen* Magnetfeld.

Nickel-Magnetisierung auf den Eisenkeil zu modulieren, liegt dazwischen ein um 90° gedrehter weiterer Keil und zwar aus Kupfer, der die Magnetisierung über die Zwischenschichtkopplung vermittelt (Abb. 5.5). Die Oszillation des Kopplungsparameters mit der Dicke der dazwischenliegenden Metallschicht ergibt entlang der Steigung des Kupferkeils periodisch antiferromagnetische und ferromagnetische Kopplung. Dazwischen liegen Positionen ohne Kopplung. Für die Abbildung magnetischer Domänenmuster in Abhängigkeit von der Stärke der Kopplung und der Schichtdicke wird die Messposition auf der Probe verfahren.

Dabei wird im Nullfeld bei der Spinreorientierungsschichtdicke ein Streifendomänenzustand beobachtet (Abb. 5.5(b)). In Abb. 5.5(c) wurde von diesem Zustand ausgehend nur die Kopplung an den Nickelfilm variiert. Die Autoren entnehmen ihren Bildern, dass der im Nullfeld gefundene Streifendomänenzustand durch folgenden Prozess verschwindet: Streifen, deren Magnetisierung parallel zum Austauschfeld ist (Majoritätsstreifen), werden breiter, die Minortätsstreifen aber werden nicht schmaler, sondern kürzer. Die Autoren bestimmen eine Streifenbreite von 490 nm. Abweichungen von theoretischen Werten begründen Sie mit Pinningeffekten, die sie mit ihrer Methode jedoch nicht untersuchen können. Von Messungen im *echten* äußeren Magnetfeld unterscheidet sich diese Studie ja dadurch, dass eine Variation des Magnetfelds hier nur durch Änderung der Messposition möglich ist. Die Transformation von ein und demselben Abschnitt der Domänenstruktur kann damit nicht untersucht werden.

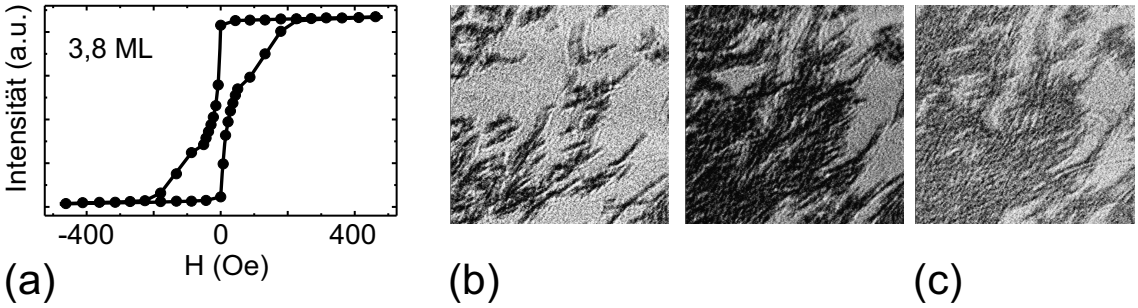

Abbildung 5.6: Polar MOKE- und Kerr-Mikroskopie Studie zum Ummagnetisierungsprozess bei 3, 8 ML LT-gewachsenem Fe/Cu(100) nach [Men 97a]. (a) Sanduhrförmige Magnetisierungskurve und (b) Nukleation von Domänen beim Koerzitivfeld, (c) Kontrastverringerung bei Reduktion des äußeren Magnetfeldes.

Mentz et al. [Men 99] haben die Prozesse nahe der Spinreorientierung von LT-gewachsenem Fe/Cu(100) mit Messungen des Ummagnetisierungsverhaltens untersucht. Sie verwendeten das schon erwähnte UHV-System, den Vorgänger des hier entwickelten Systems, und kombinierten mit polarem MOKE gemessene Magnetisierungskurven und Kerr-Mikroskopieaufnahmen im äußeren magnetischen Feld. Sie fanden bei einer Schichtdicke von 3, 8 ML eine sanduhrförmige Magnetisierungskurve (Abb. 5.6(a)), die charakteristisch für die Spinreorientierung ist (vgl. Abb. 2.6 und 2.13). Der Film zeigt zwar noch nahezu vollständige Remanenz, die Kurve ist aber nicht mehr rechteckig, sondern steigt am Koerzitivfeld erst sehr steil und dann bei weiterer Felderhöhung im zweiten Teil eher flach an. Vergleichbare Kurven wurden z.B. bei Fe/Cu_3Au(100) gefunden [Bau 95]. Ohne Kenntnis der dabei auftretenden Domänenstrukturen kann über den Ummagnetisierungsprozess lediglich spekuliert werden. Im Kerr-Mikroskop beobachtet man die Nukleation und das Wachstum eines stark ausgefransten Domänenmusters (Abb. 5.6(b)). Auffällig ist, dass sich dieses Domänenmuster nicht zurückbildet, wenn das Feld reduziert wird, sondern lediglich seinen Kontrast gegenüber den homogen magnetisierten Bereichen verliert (Abb. 5.6(c)). Offenbar hängt die Reduktion der Magnetisierung mit der Bildung dieser Domänen zusammen. Zwei verschiedene Ansätze werden zur Erklärung dieses Verhaltens herangezogen: Entweder liegt innerhalb der Domänen ein gleichmäßig gekippter Magnetisierungszustand vor, der im äußeren Magnetfeld kohärent dreht, oder es gibt dort ein Muster von Mikrodomänen, die im äußeren Magnetfeld wachsen, aber mit der verwendeten Mikroskopiemethode lateral nicht aufgelöst werden können. Die Sättigung der Magnetisierungskurve (Abb. 5.6(a)) wird bei einem Magnetfeld von etwa 200 Oe erreicht, was vom theoretischen Wert für den Übergang eines Streifendomänenmusters in die Sättigung (50 Oe) deutlich abweicht. Mentz *et al.* [Men 99] nahmen an, dass die effektive Anisotropiekonstante K bei der vorliegenden Schichtdicke bereits ihr Vorzeichen gewechselt haben könnte, so dass die leichte Magnetisierungsrichtung der Domänen in der Ebene liegt, während der out-of-plane

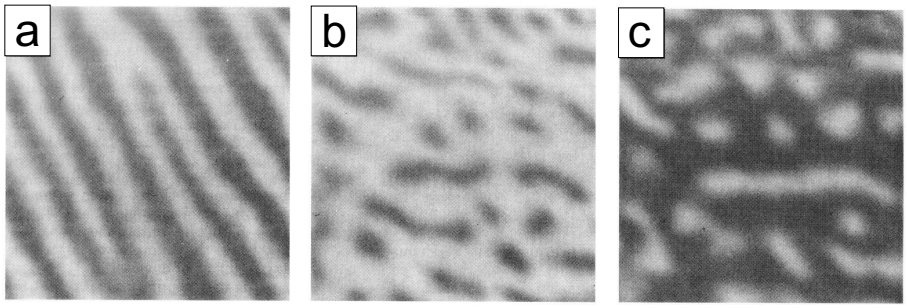

Abbildung 5.7: $4,3\,\mu$m $\times 4,3\,\mu$m SPLEEM-Aufnahmen der Mikrodomänen von $2,5$ ML Fe/Cu(100): (a) Streifendomänen in Remanenz und (b,c) tröpfchenförmige Domänenstrukturen im äußeren Magnetfeld entgegengesetzter senkrechter Orientierungen ($11,9$ Oe, $-10,2$ Oe) unterhalb des Sättigungsfeldes [Pha 03].

Zustand metastabil ist. Die linearen Anstiege der Kurve und die Kontrastveränderung in den Kerr-Mikroskopiebildern repräsentieren demnach die kohärente Drehung der in-plane-Magnetisierung im senkrecht anliegenden Magnetfeld [7].

Solange es keine magnetischen Abbildungsmethoden mit ausreichend hoher Ortsauflösung gab, die gleichzeitig Messungen im äußeren Magnetfeld zulassen, blieb die Frage nach der Natur des Ummagnetisierungsprozesses am Spinreorientierungsübergang von Fe/Cu(100) offen. Mit UHV-Sagnac-SNOM ist hier nun erstmalig eine genaue Analyse möglich. Zeitgleich gelang auch mit SPLEEM eine Abbildung der Streifendomänen von Fe/Cu(100) im äußeren Magnetfeld (siehe Abb. 5.7) [Pha 03].

5.2 Charakterisierung von Substraten und Filmen

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, wurden die Cu-Kristalle nach mechanischer und Elektro-Politur in die UHV-Kammer eingeschleust und dort mit Sputter-Anneal-Zyklen weiter gereinigt. Dadurch erhält man saubere (100)-Oberflächen mit großen Terrassen, was sich mit LEED und STM nachweisen lässt. Ein typisches STM-Bild der (100)-Oberfläche von Cu ist in Abb. 5.8 gezeigt: Die Terrassen zwischen den monoatomaren Stufen sind frei von Verunreinigungen und im Mittel etwa 300 Å breit. Die mittlere Terrassenbreite ist durch die Missorientierung der Oberfläche gegeben, die laut Hersteller maximal 0,25° beträgt. Bei einem Interlagenabstand von $1,8$ Å können die Terrassen im Mittel also 410 Å breit werden. Abweichungen erklären sich damit, dass Cu-Stufen an Defekten oder Verunreinigungen gepinnt sein

[7] Die Abweichung ist vermutlich geringer. Die Magnetisierungskurven in Abb. 5.6(a) wurden zwischen 0 und ± 50 Oe mit Zwischenpunkten aufgenommen, das Feld wurde hier also langsamer erhöht als oberhalb von 50 Oe. Die höhere Steigung der Kurve in diesem Bereich erklärt sich aus der verzögerten Reaktion der Probe auf das Magnetfeld. Hätte man die ganze Kurve langsam aufgenommen, so wäre die Sättigung möglicherweise schon bei 80 Oe erreicht worden.

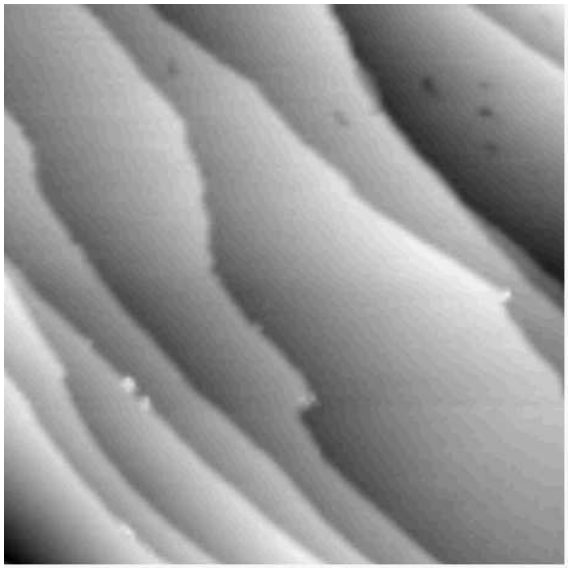

Abbildung 5.8: STM-Aufnahme der polierten (100)-Oberfläche des Cu-Einkristalls (2000 Å×2000 Å)

können. Das ist schon bei Konzentrationen von Defekten oder Verunreinigungen ab 0,1% der Fall und erklärt die in Abb. 5.8 beobachtete Streuung der auftretenden Streifenbreiten: an dieser Probenstelle sind die Terrassen bis zu 800 Å breit[Rit 96].

5.3 Spinreorientierungsübergang in Fe/Cu(100)

Mit den in Kap. 4.1 beschriebenen instrumentellen Möglichkeiten kann die Oberflächenanisotropie eines dünnen Filmes zunächst durch die Wahl der passenden Schichtdicke und anschließend mit der Probentemperatur eingestellt werden. So konnten in dieser Arbeit LT-präparierte ultradünne Filme von Fe/Cu(100) in der Nähe des Spinreorientierungsübergangs ($K = 0$, vgl. Kap. 2.3) untersucht werden. Dieser Phasenübergang zeigt sich im polaren MOKE an der Änderung der Form der Magnetisierungskurve von der rechteckigen Hysterese mit der leichten Richtung senkrecht zur Ebene ($K > 0$) in eine flache Kurve mit verschwindender Remanenz für die leichte Richtung parallel zur Oberfläche ($K < 0$)(vgl. Abb. 2.11). Abb. 5.9 zeigt diesen Übergang in Abhängigkeit von der Probentemperatur für einen $4,2$ ML dicken Film von Fe/Cu(100), der nach der Präparation bei 80 K auf 300 K getempert wurde. Während der Film bei einer Messtemperatur 260 K noch eine vollständige Remanenz aufweist und die Kurve bis auf die flach auslaufenden Flanken eine rechteckige Hysterese zeigt, liegt bei 300 K eine weitgehend flache Form vor, die jedoch noch eine leichte Hysterese hat, ebenso wie eine gewisse Nichtlinearität der Flanken. Der Übergang ist durch sanduhrförmige Hysteresen gekennzeichnet, die eine endliche

Remanenz aufweisen und die schon bei der schichtdickenabhängigen Spinreorientierung des gleichen Systems gefunden wurden (Abb. 5.6(a)) [Men 99], ebenso wie bei $Fe/Cu_3Au(100)$ [Bau 95] und bei Fe/Ag(100) [Ber 96b].

Trägt man die Remanenz und die Sättigung der mit polarem MOKE in der Nähe der Spinreorientierung aufgenommenen Magnetisierungskurven über der Probentemperatur auf (Abb. 5.10), so beobachtet man mit zunehmender Temperatur zunächst die allmähliche Verringerung der Signale entsprechend dem aus der Mean Field Theorie bekannten Verhalten. Dann erfolgt ein charakteristischer Einbruch der Remanenz. Das unverändert hohe Niveau der Sättigungsmagnetisierung zeigt, dass dies bei Temperaturen weit unterhalb der Curietemperatur geschieht. Das Verschwinden der Remanenz wurde bei ultradünnen Fe-Filmen auch in früheren Studien schon gefunden (vgl. Abb. 5.3) [Pap 90, Qiu 93, Ber 96b]. Es wird als Reduktion der Nettomagnetisierung (im Nullfeld) interpretiert, die unterhalb der kritischen Temperatur der Spinreorientierung auftritt, denn die zur parallelen Magnetisierungsrichtung gehörige Remanenz des longitudinalen MOKE ist erst bei $(50 - 100)$ K höheren Temperaturen messbar. Auch die hier vorgestellten Studien umfassten die Messung der in-plane Magnetisierung mittels longitudinalem MOKE. Dabei geht der Einbruch der senkrechten Magnetisierung ebenfalls nicht mit dem Auftreten einer in-plane-Komponente einher[8]. Die Temperatur, bei der der Einbruch stattfindet (280 K, bzw. 240 K in Abb. 5.10), ist im Einklang mit vorangegangenen Beobachtungen am gleichen System [Pap 90, Pap 91]. Die kritische Schichtdicke nimmt also mit zunehmender Temperatur ab.

Unabhängig vom Modell des zugrunde liegenden Ummagnetisierungsprozesses wird eine Hysterese und damit eine endliche Remanenz der Magnetisierungskurven als Zeichen für das Vorliegen eines metastabilen Zustands aufgefasst, der beim Koerzitivfeld durch Nukleation und Wachstum von Domänen zerfällt (vgl. Abb. 2.11(b)). Die fast verschwindende Remanenz bei der inneren Hystereseschleife ($T = 280$ K in Abb. 5.9) zeigt deutlich, dass hier ein Zustand nahe dem thermodynamischen Grundzustand vorliegt. Der flache Anstieg der vollen Magnetisierungskurve bis zur Sättigung ist durch die innere Struktur dieses energetisch günstigeren Magnetisierungszustandes gegeben. Welches Modell man sich davon macht, hängt entscheidend davon ab, wo man die Lage des kritischen Punktes des Spinreorientierungs-Phasenübergangs vermutet: Legt man den kritischen Punkt auf die Temperatur (bzw. die Schichtdicke), bei der die Remanenz des polaren MOKE einbricht (Modell A), so muss man annehmen, dass die Magnetisierung der Domänen des Grundzustandes in der Filmebene liegt und die magnetischen Momente kohärent in das nun in schwerer Richtung anliegenden Magnetfeldes drehen. Diesem Modell widerspricht die Tatsache, dass eine Remanenz der parallelen Magnetisierung erst bei wesentlich höheren Temperaturen (bzw. Schichtdicken) auftritt. Legt man den kritischen Punkt mit dem Auftreten dieser in-plane Remanenz zusammen (Modell B), dann ist der energetisch günstige Zustand innerhalb der Bereiche, die beim Koerzitiv-

[8] Das schließt nicht aus, dass die in-plane Komponente bei höheren Temperaturen auftritt.

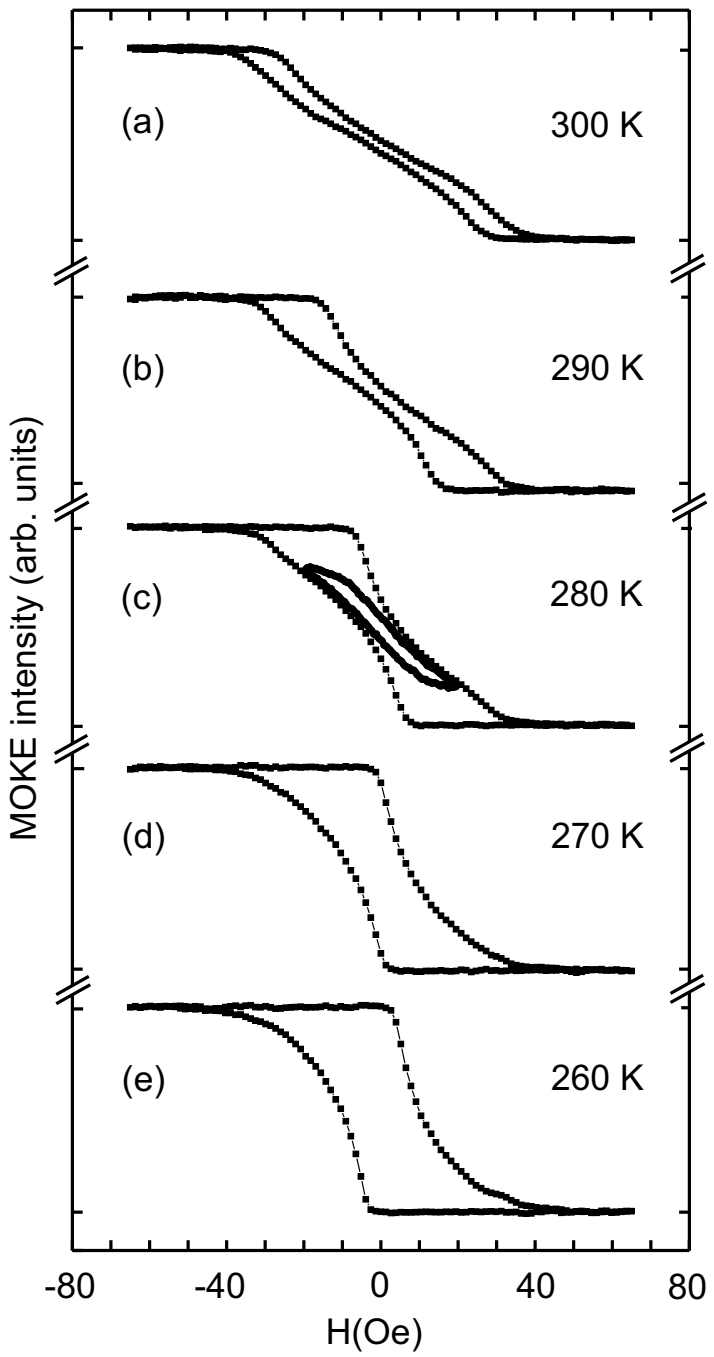

Abbildung 5.9: Temperaturabhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs von $4,2$ ML Fe/Cu(100) zeigt sich hier in der Form der Magnetisierungskurven, die für sinkende Temperaturen mittels polarem MOKE aufgenommen wurden.

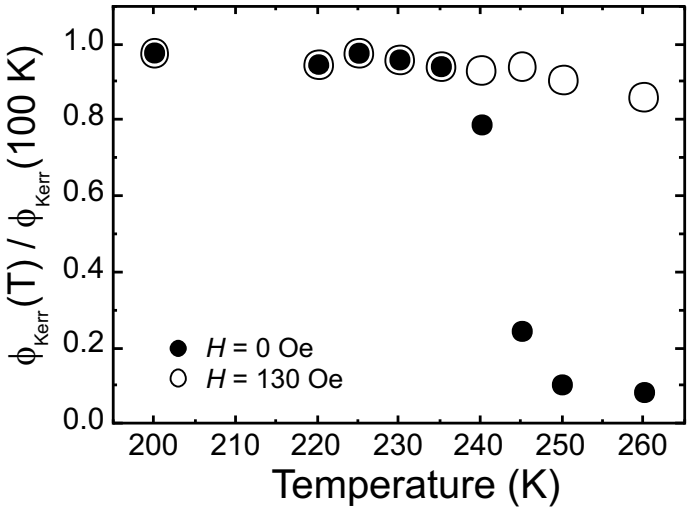

Abbildung 5.10: Temperaturabhängigkeit des Polar-MOKE Signals eines 4,7 ML dicken Films von Fe/Cu(100) (normiert auf das Signal bei 100 K). Offene Kreise markieren Messwerte im senkrecht angelegten Magnetfeld von 130 Oe und entsprechen der Sättigungsmagnetisierung. Ausgefüllte Kreise markieren Messwerte nach Reduktion des Magnetfeldes auf 0 Oe. Sie geben die Remanenz an.

feld nukleieren, eine Mikrodomänenstruktur, die im äußeren Feld allmählich in den eindomänigen Zustand überführt wird. Die Form der Magnetisierungskurven (Abb. 5.9) bei der Spinreorientierung kann in diesen beiden Modellen durch den zugrundeliegenden Ummagnetisierungsprozess beschrieben werden:

Modell A: Berücksichtigt man, dass Anisotropien vierter Ordnung bei der Spinreorientierung zum Tragen kommen, so koexistieren bei Fe/Cu(100) ($K_4 > 0$) in Anwesenheit äußerer magnetischer Felder die senkrechte Magnetisierung und der in Feldrichtung gekippte in-plane Zustand (Abb. 2.5(b)). Dem Phasendiagramm von Millev et al. (Abb. 2.6(a)) kann die Form der zugehörigen Magnetisierungskurven entnommen werden [Mil 98]: Für $K > K_4 > 0$ ergeben sich beim Anlegen des Feldes $H_\perp$ Magnetisierungskurven $M_\perp(H_\perp)$ des in Abb. 2.6(b) gezeigten Typs A. Das heißt, die Magnetisierung wird ausgehend von der im Nullfeld in der Ebene liegenden leichten Richtung im senkrecht anliegenden Feld aus dem Film gekippt, die senkrechte Komponente der Magnetisierung steigt linear an. Nach Durchlaufen des Koexistenzbereichs findet ein diskontinuierlicher Sprung in die senkrechte Richtung statt. Die Magnetisierung gelangt dadurch in die metastabile senkrechte Sättigung, die sie bei Verringerung des Magnetfeldes bis zur unteren Grenze des Koexistenzbereiches beibehält. Diese Grenze liegt bei $K = K_4$ beim Nullfeld (Kurve Typ B, Abb. 2.6(c)), rückt für größere Anisotropien aber zu höheren Feldern. Dort findet dann ein weiterer diskontinuierlicher Sprung zurück in den gekippten Zustand statt. Die bei T=280 K gemessene Magnetisierungskurve (Abb. 5.9) zeigt - abgesehen von einer

gewissen Verbreiterung beim Sättigungsfeld - qualitativ das bei $K = K_4$ erwartete Verhalten, während die bei höheren Temperaturen aufgenommenen Kurven dem Modell für größere K entsprechen. Dort lassen sich sowohl der diskontinuierliche Sprung beim Phasenübergang als auch die Verschiebung der Hysterese beobachten. Für $0 < K < K_4$ liegt die Koexistenz der *in-plane* und der *out-of-plane* Phase auch im Nullfeld vor. Polare Magnetisierungskurven sollten daher die rechteckige Form der Kurven für die leichte Richtung aufweisen. Dies zeigt sich in den Kurven für T=260 K und $T = 270$ K (Abb. 5.9).

Modell B: Versteht man den Magnetisierungszustand innerhalb der Bereiche, die beim Koerzitivfeld nukleieren, als einen Mikrodomänenzustand (und legt man damit den kritischen Punkt der Reorientierung mit dem Auftreten einer parallelen Magnetisierung zusammen), dann liegt das Verschwinden der Remanenz im Nullfeld daran, dass über das Signal der schmalen senkrecht magnetisierten Domänen integriert wird. Erklären muss man aber den abrupten Einbruch der Remanenz. Hier spielen zwei Aspekte eine Rolle: Erstens nimmt die Breite der erwarteten Streifendomänen mit abnehmender Temperatur exponentiell zu [Yaf 88, Kas 93a]. Die Domänen erstrecken sich schließlich über die Fläche der gesamten Probe und es entsteht der Eindruck eines eindomänigen Zustandes. Zweitens spielt der metastabile Charakter des gesättigten Zustandes eine Rolle. Berger und Hopster berichten von Fe/Ag(100), dass sich nach genügend langer Zeit bei jeder Temperatur ein entmagnetisierter Zustand einstelle, die Lebensdauer des eindomänigen Zustandes nehme aber mit abnehmender Temperatur exponentiell zu [Ber 96b].

Die Form der Magnetisierungskurven wird in diesem Modell nun so verstanden: Der Domänenzustand verändert sich durch Nukleation und Wachstum, so dass das über die Probe integrierte Signal kontinuierlich ansteigt und schließlich in einem diskontinuierlichen Sprung in den eindomänigen Zustand übergeht [Bau 95, Ber 96a]. Dies geschieht bei Magnetfeldstärken von wenigen 10 Oe [Ber 97, Kas 93a]. Die Hystereseeffekte werden feldabhängiger Stabilisierung des metastabilen, eindomänigen Zustandes zugerechnet [Ber 96b]. Der metastabile Charakter wird auch durch unsere Beobachtung innerer Hysteresen bestätigt.

Mehr als eine qualitative Abwägung, welches der Modelle (A oder B) das passendere sein könnte, ist mit polarem MOKE nicht möglich. Folgende Hinweise stützen aber eher das zweite Modell: Das Fehlen der in-plane Remanenz beim Einbruch der Magnetisierung, die Zunahme des Sättigungsfeldes mit abnehmender Temperatur (Diese kann auch in den Daten von Berger und Hopster beobachtet werden, ohne dort explizit erwähnt zu werden [Ber 96b]), was auf Pinning von Domänenwänden hindeutet, und schließlich die kleinen Aktivierungs- und Sättigungsfelder, die wir in Einklang mit der Literatur finden.

In dieser Arbeit wurden die beim Ummagnetisierungsprozess auftretenden metastabilen Domänenzustände und -strukturen abgebildet und ihr Transformationsverhalten wurde in äußeren magnetischen Feldern studiert. Dabei wurde für jede Probe zunächst mit polarem MOKE das in Abb. 5.9 gefundene Verhalten reproduziert. Der charakteristische Einbruch des polaren MOKE-Signals wurde dabei immer ge-

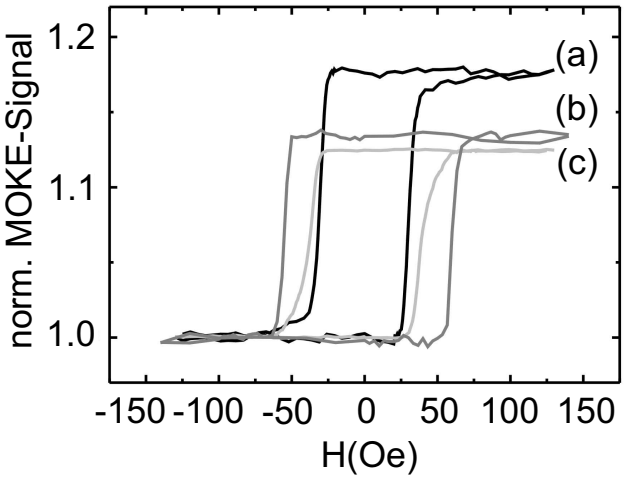

Abbildung 5.11:
Mit polarem MOKE gemessene Magnetisierungskurven für (a) 3,7 ML Fe/Cu(100), getempert auf 345 K, gemessen bei 285 K, (b) 3,7 ML Fe/Cu(100) ungetempert gemessen bei 63 K, (c) 3,1 ML Fe/Cu(100), getempert auf 300 K, gemessen bei 300 K.

funden, wobei die kritische Temperatur stark von der Schichtdicke abhängt. Zudem verursacht Tempern des Filmes im Allgemeinen eine Verschiebung des Einbruchs der Remanenz hin zu niedrigeren Temperaturen. Dies war schon in vorangegangenen Arbeiten beobachtet worden und wird als eine Folge der verringerten effektiven Schichtdicke verstanden, die sich beim Ausheilen der Filmkorrugation einstellt [Men 97b].

5.4 Domänen und Ummagnetisierung in Fe/Cu(100) mit senkrechter Anisotropie

Zunächst wurden LT-gewachsene Filme von Fe/Cu(100) untersucht, die bei Temperaturen und Schichtdicken unterhalb des Spinreorientierungsübergangs eine senkrechte magnetische Anisotropie aufweisen. Die Kombination von Messungen mit MOKE, Kerr-Mikroskop und z.T. SNOM gibt Hinweise darauf, welche Domänenbildungsprozesse den Ummagnetisisierungsvorgang bestimmen, wie z.B. Domänennukleation und Domänenwandverschiebung relativ zueinander gewichtet sind. Die Resultate lassen auch Aussagen über die Leistungsfähigkeit der verwendeten Methoden zu. Das ist hier insbesondere für das UHV-Sagnac-SNOM interessant, mit dem an diesen Filmen die allerersten *in situ* SNOM-Abbildungen magnetischer Domänenmuster gelangen.

Mit einem Film von 3,7 ML Schichtdicke, der bei 80 K aufgebracht und vor der Messung bei 285 K auf 345 K getempert wurde, kommt man der Spinreorientierung recht nahe. Die mit polarem MOKE aufgenommene Hysterese zeigt noch die unterhalb der Spinreorientierung charakteristische rechteckige Form (Abb. 5.11(a)). Das Koerzitivfeld ist mit etwa 25 Oe aber schon sehr klein. Es spiegelt die Tatsache wieder, dass nahe der Spinreorientierung die Nukleation von Domänen infolge der erniedrigten Anisotropie und des damit verbundenen geringen Aufwands für die Bildung von Domänenwänden leicht möglich ist. Erniedrigt man Schichtdicke oder

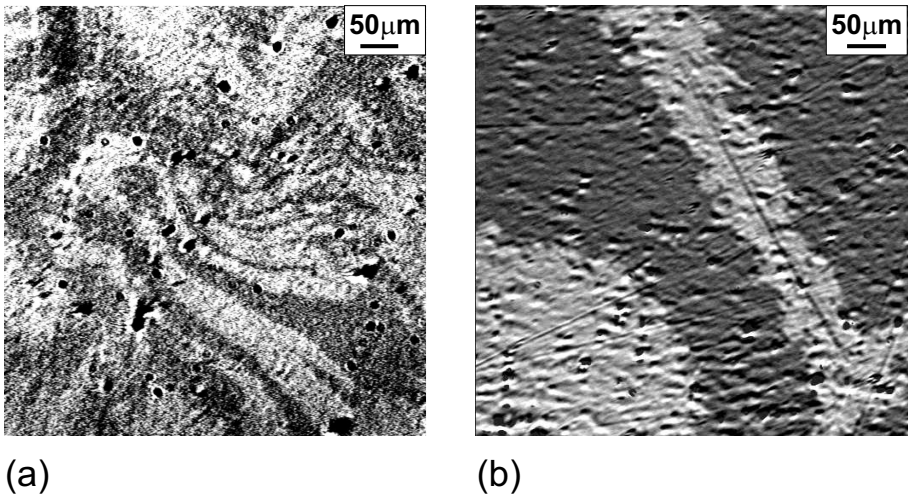

Abbildung 5.12: Kerr-Mikroskopie-Daten von (a) 3,7 ML Fe/Cu(100), getempert bei 345 K und gemessen bei 285 K (im entmagnetisierten Zustand) und (b) 3,7 ML Fe/Cu(100) ungetempert gemessen bei 63 K (während der Ummagnetisierung).

Temperatur, so steigen die Koerzitivfelder an, auf 50 Oe bei 3,7 ML Fe/Cu(100), ungetempert gemessen bei 63 K, (Abb. 5.11b) und auf 30 Oe bei 3,1 ML Fe/Cu(100) getempert und gemessen bei 300 K (Abb. 5.11(c)). Diese Beobachtungen sind im Einklang mit Arbeiten, die von einem Anstieg des Koerzitivfeldes bei Zunahme des Anisotropiebetrages unterhalb der Spinreorientierung berichten [Bru 90] (vgl. Abb. 2.12). Nukleation von Domänen und Domänenwandverschiebung, die beiden Prozesse, die die Ummagnetisierung bestimmen, benötigen dort zunehmend höhere Aktivierungsenergien. Es fällt auf, dass alle drei Magnetisierungskurven ein Abflachen der Flanke kurz vor Erreichen der Sättigung aufweisen. Dies kann mit Pinning von Domänenwänden an Defekten erklärt werden.

Mehr Aufschluss über die Gewichtung der bei der Ummagnetisierung auftretenden Prozesse Domänennukleation und Domänenwandverschiebung geben die Kerr-Mikroskopie-Daten: Abb. 5.12(a)) zeigt einen nahezu entmagnetisierten Zustand[9] des 3,7 ML dicken und auf 345 K getemperten Films. Ein wirbelförmiges, zum Teil gestreiftes Domänenmuster ist darin zu erkennen[10]. Die Strukturen sind klein und haben ausgefranste Ränder, da der Film bereits nahe an der Spinreorientierung ist.

[9] Zur Einstellung eines entmagnetisierten Zustandes wird das äußere Magnetfeld erst bis zum Koerzitivfeld erhöht und nach Einsetzen der Nukleation von Domänen sofort auf Null zurückgefahren. Der Domänenzustand wird dadurch eingefroren, wobei die Nettomagnetisierung des Filmes verschwindet.

[10] Abb. 5.12(a) zeigt Rohdaten, die ohne Hintergrundsabzug aufgenommen wurden. Defekte auf der Probenoberfläche erzeugen dadurch zusätzlichen Kontrast (die dunklen Punkte). Sie dienen zur Orientierung bei der Positionierung der Spitze in der SNOM-Messung.

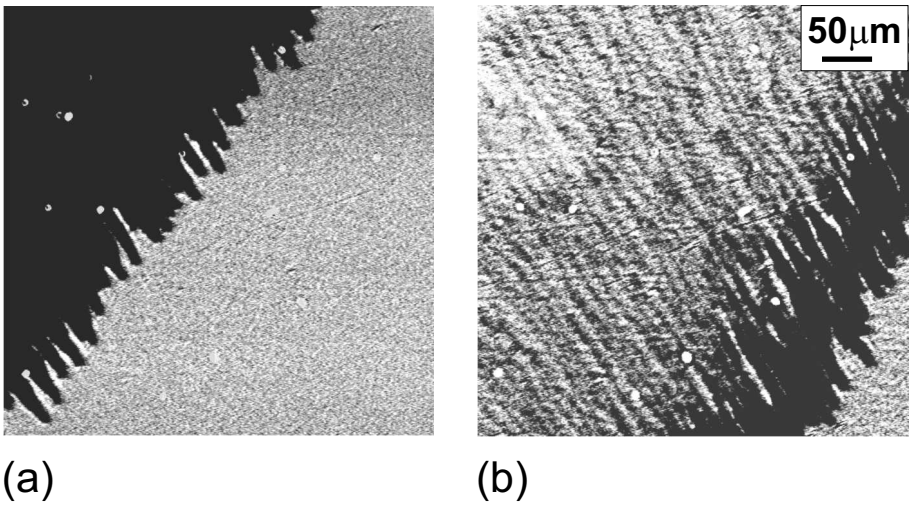

Abbildung 5.13: Kerr-Mikroskopiebilder (550 μm $\times$550 μm) vom Ummagnetisierungsprozess in 3, 5 ML Fe/Cu(100), ungetempert gemessen bei 80 K: (a) Domänenwandbewegung durch Barkhausensprünge beim Koerzitivfeld, (b) Zerfall der gewachsenen Domäne in Streifendomänen durch Umkehr des äußeren Magnetfeldes vor Erreichen der Sättigungsfeldstärke. Die eindeutige Ausbreitungsrichtung der Domänenwand weist auf eine Inhomogenität des Magnetfeldes hin.

Bei tieferen Temperaturen entstehen bei einem Film gleicher Schichtdicke wesentlich größere Strukturen während der Ummagnetisierung. Abb. 5.12(b) zeigt den Domänenzustand, der dabei durchlaufen wird [11]. Das Wachstum der entgegengesetzt magnetisierten Domäne geht offenbar von einem Polierkratzer aus, der von oben nach unten über das Bild läuft. Vermutlich ist hier die Anisotropie lokal reduziert. Die wandernde Domänenwand ist wesentlich glatter als bei hohen Temperaturen und bewegt sich in Barkhausensprüngen über die Defekte an der Oberfläche. In der zugehörigen Magnetisierungsskurve (Abb. 5.11(b)) fallen diese Pinningeffekte nicht so stark ins Gewicht, weil sie von dem hohen Koerzitivfeld überdeckt werden.

Das Wachstum von Domänen durch Domänenwandverschiebung lässt sich an einem auf fast dieselbe Weise hergestellten Film verfolgen (3, 5 ML Fe/Cu(100), gewachsen bei 80 K, ungetempert gemessen bei 80 K). Abb. 5.13(a) zeigt die Wanderung der Domänenwand am Koerzitivfeld, die offenbar von Defekten an der Probenoberfläche gestört wird. Die Wand ist daher nicht glatt, sondern auf kleiner Skala ausgefranst. Vor Erreichen der Sättigung wurde bei Abb. 5.13(b) die Richtung des äußeren Magnetfeldes umgekehrt, dabei zerfiel die vorher geschlossen wirkende dunkle Domäne in viele parallele Streifen. Die wandernde Domänenwand wird offenbar von den Defekten gepinnt und bildet in Folge 360°-Wände aus, die sich nicht von allein auflösen können. Diese Wände sind zu schmal, um im Kerr-Mikroskop

[11] Auch hier wurde kein Hintergrundsabzug vorgenommen.

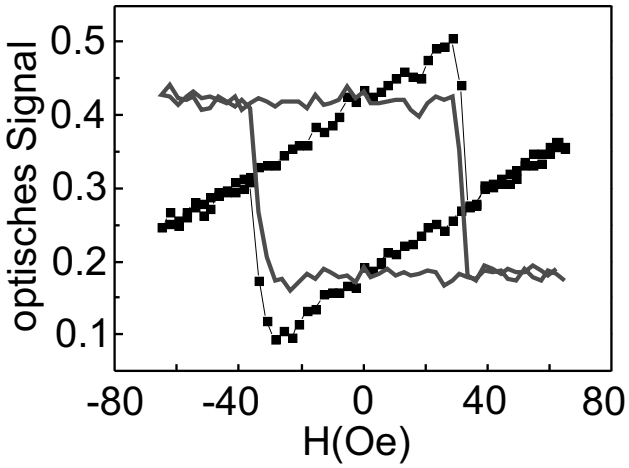

Abbildung 5.14:
Lokale Hysteresekurve, aufgenommen mit SNOM an 3,7 ML Fe/Cu(100), getempert auf 345 K, gemessen bei 285 K, gepunktet: Rohdaten, durchgezogene Linie: nach Abzug des Faraday-Effektes, der durch das Streufeld des Magneten in der Glasfaser hervorgerufen wird.

abgebildet werden zu können. Sie wirken bei der Ummagnetisierung aber als Ausgangspunkt für eine leicht aktivierbare Domänenwandbewegung. Ein vergleichbares Verhalten ist von Ni/Cu(100) bekannt [Bau 99]. Die Organisation des Domänenmusters in Streifen wird im thermodynamischen Grundzustand bei dünnen Fe/Cu(100) Filmen in der Nähe der Spinreorientierung häufig beobachtet. Es ist fraglich, ob hier ein solcher Grundzustand vorliegt, wenn ja, dann ist die große Breite der Streifen (mehrere μm) im Einklang mit der Aussage der Theorie, dass die Streifenbreite unterhalb der Spinreorientierung stark zunimmt (vgl. Abb. 2.8(b)).

Mit SNOM ist es nun möglich, lokal die Magnetisierung der Probe abzubilden. Hält man die Position der Spitze fest und variiert das Magnetfeld, so kann man eine Magnetisierungskurve aufnehmen, die das Ummagnetisierungsverhalten des Films an der Rasterposition widergibt. Abb. 5.14 zeigt dies für einen 3,7 ML dicken Film. Auf der Kurve liegt ein linearer Hintergrund, der nach den Überlegungen in Kapitel 4.6.3 dem Faraday-Effekt entspricht, den das Streufeld des Elektromagneten in der Glasfaserspitze erzeugt. Nach Abzug dieses linearen Hintergrunds hat die Kurve eine rechteckige Form. Das Koerzitivfeld ist mit 30 Oe geringfügig höher als das des gesamten Films, aber kleiner als das Sättigungsfeld (vgl. Abb. 5.11(a)). Die Kurve zeigt daher die Nukleation einer Domäne an einer Stelle mit geringfügig erhöhter Anisotropie.

Beim Rastern kann man mit SNOM (12×20) μm^2 große Auschnitte[12] der Domänenstruktur anschauen (Beim Kerr-Mikroskop beträgt das Gesichtsfeld (550×550) μm^2). In Abb. 5.15(a-d) sind SNOM-Bilder des getemperten 3,7 ML dicken Fe-Films gezeigt, die an verschiedenen um jeweils wenige Mikrometer nach rechts verschobenen Positionen der Probe aufgenommen wurden.

Das Domänenmuster hat lokal eine Streifenstruktur, wobei die Streifen unterschiedliche Breiten zwischen einem und zehn Mikrometern besitzen und zudem in-

[12] Die Asymmetrie der Bilder entspringt einer falschen Skalierung von x- und y-Richtung während der Messung. Durch Vermessen einer Testprobe mit definierter topographischer Struktur konnte die Skalierung nachträglich angepasst werden.

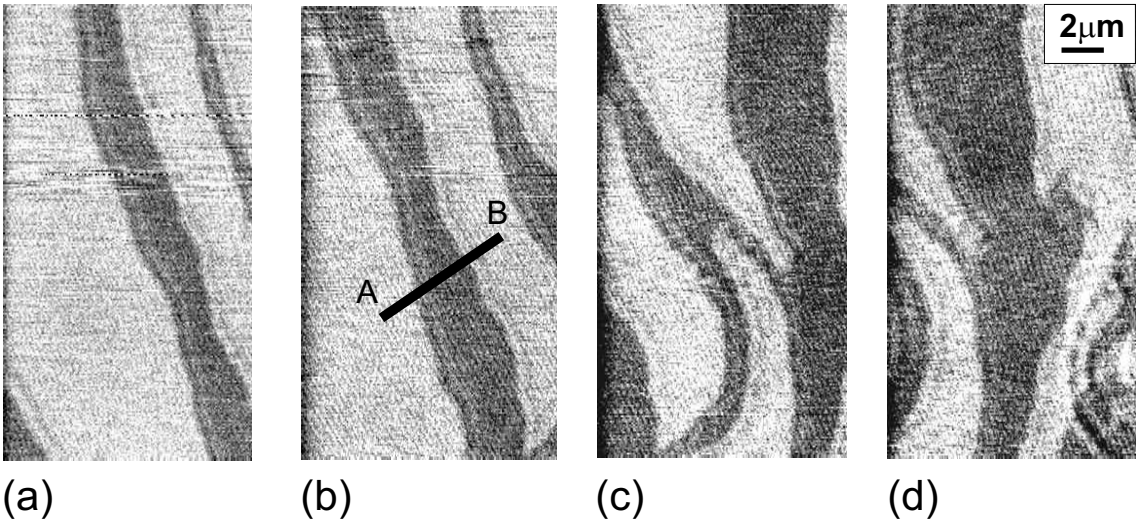

Abbildung 5.15: SNOM-Bilder des Domänenmusters in einem 3,7 ML Film Fe/Cu(100). Von Bild zu Bild wurde die Startposition der Bildaufnahme um einige Mikrometer nach rechts verschoben

nerhalb eines Einzelstreifens die Breite variiert. Zudem können Dislokationen beobachtet werden, d.h. unterbrochene bzw. im Rahmen des Gesichtfelds endende Streifen, beispielsweise in Abb. 5.15(c). Diese topologischen Charakteristika können im Rahmen des von Abanov *et al.* entwickelten Bildes beschrieben werden, das die Streifendomänenstruktur analog zu einem zweidimensionalen Flüssigkristall betrachtet [Aba 95]. In der smektischen Phase besteht eine Orientierungs-Fernordnung, die die Streifendomänen parallel ausrichtet, während die Positions-Fernordnung algebraisch mit dem Abstand zerfällt (Abb. 2.10). Dabei treten an bestimmte Positionen gebundene Paare von Dislokationen auf. Die beiden hellen Domänen in Abb. 5.15c können als ein solches Paar von Dislokationen aufgefasst werden[13]. Vergleichbare Muster wurden kürzlich mittels SEMPA an RT-gewachsenem Fe/Cu(100) beobachtet, wobei eine Mäandrierung der Streifen bei gleichzeitiger lokaler Orientierungsfernordnung auftrat [Vat 00].

Da es sich um die allerersten mit magnetooptischem SNOM *in situ* an ultradünnen Filmen aufgenommenen Domänenbilder handelt, sollen im Folgenden anhand dieser Resultate einige Aussagen über die Leistungsfähigkeit der Methode gemacht werden. Abb. 5.16 zeigt eine typische Konturlinie, hier entlang der Strecke AB in Abb. 5.15(b). Die volle Breite der Flanke an der Domänenwand - ein (konservatives) Maß für die laterale Auflösung - beträgt 300 nm. Sie ist also geringer als $\lambda/2$. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist S/N = 6. Berücksichtigt man, dass der Kontrast entgegengesetzt magnetisierter Domänen das Doppelte des als Remanenz einer Ma-

[13] Abanov *et al.* bezeichnen ein solches Paar, das von einer von unten und einer von oben gewachsenen Domäne gebildet wird, als *passage* oder *strait*.

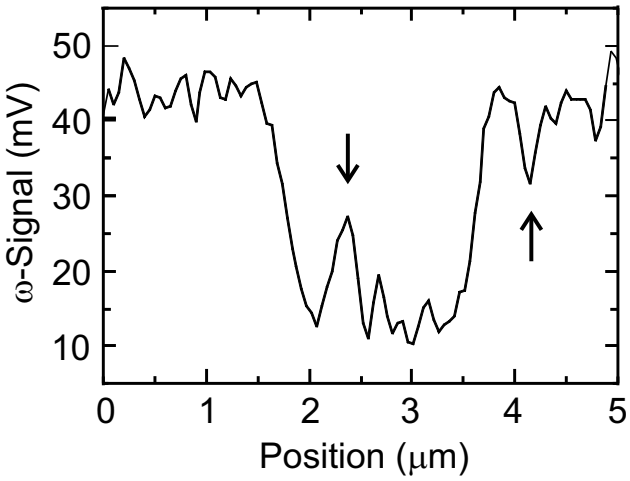

Abbildung 5.16: Konturlinie entlang der Strecke AB in Abb. 5.15.

gnetisierungskurve bezeichneten Wertes ist (vgl. Abb. 5.16 mit Abb. 5.14) und dass dieser bei einem $3,7$ ML dicken Film $1050\,\mu$rad beträgt (Abb. 5.2(b)), so ergibt dies eine Empfindlichkeit von $350\,\mu$rad oder $0,02°$.

Um den magnetischen Ursprung des auf den Bildern sichtbaren Kontrastes zusätzlich zu belegen, wird in Abb. 5.17(a) das Topographiebild (hier: Kontur konstanter Intensität) zum letzten Bild aus der in Abb. 5.15 gezeigten Serie dargestellt. Die Domänenmuster sind darin nicht zu erkennen, die Trennung von magnetischem ω-Signal und nichtmagnetischem 2ω-Signal (Das bei der optischen Abstandskontrolle konstant gehalten wird) mit dem Sagnac-Interferometer gelingt also. Nur die halbkreisförmige Defektstruktur in der Topographie führt zu einem Übersprechen in den magnetischen Kanal. Ursache ist vermutlich ein Defekt auf der Probenoberfläche, der am Kreismittelpunkt lokalisiert ist. Denkbar ist ein stark streuendes Partikel, das im Beleuchtungsbereich der Spitze erscheint. Nimmt man an, daß die Einkopplung in die Glasfaserspitze nur unter bestimmten Winkeln effektiv ist, so findet diese im konstanten Abstand zum Partikel statt. Bei den Positionen, an denen der Halbkreis erscheint, ist immer gerade dieser konstante Abstand zu dem Streuer gegeben. Die Intensitätsveränderung regt die Feedback-Abstandkontrolle zur Änderung des Abstandes zwischen Spitze und Probe an, wodurch sich auch der Polarisationszustand auf der Probe und damit letztlich das gemessene Signal verändert.

Bei der Aufnahme des Bildes in Abb. 5.17(c) wurde nach etwa 40% der Scanlinien[14] kurzzeitig ein äußeres Magnetfeld von 150 Oe eingeschaltet. Dies führte dazu, dass der Film eindomänig wurde. Nur die Defektstruktur blieb von diesem Feld unbeeindruckt. Ein nochmaliger Scan an derselben Probenposition (Abb. 5.17(d)) zeigt, dass auch im oberen Bereich des Bildes das Domänenmuster gelöscht wurde, auch wenn die Ummagnetisierung anfangs nicht ganz vollständig war (siehe den kleinen hellen Bereich oberhalb des Defektes in Abb. 5.17(c), bei dem offenbar eine Domäne gepinnt ist.) Legt man den Magnetfeldpuls von 150 Oe kurzzeitig in die ent-

[14]Die Scanrichtung ist horizontal von oben links nach unten rechts

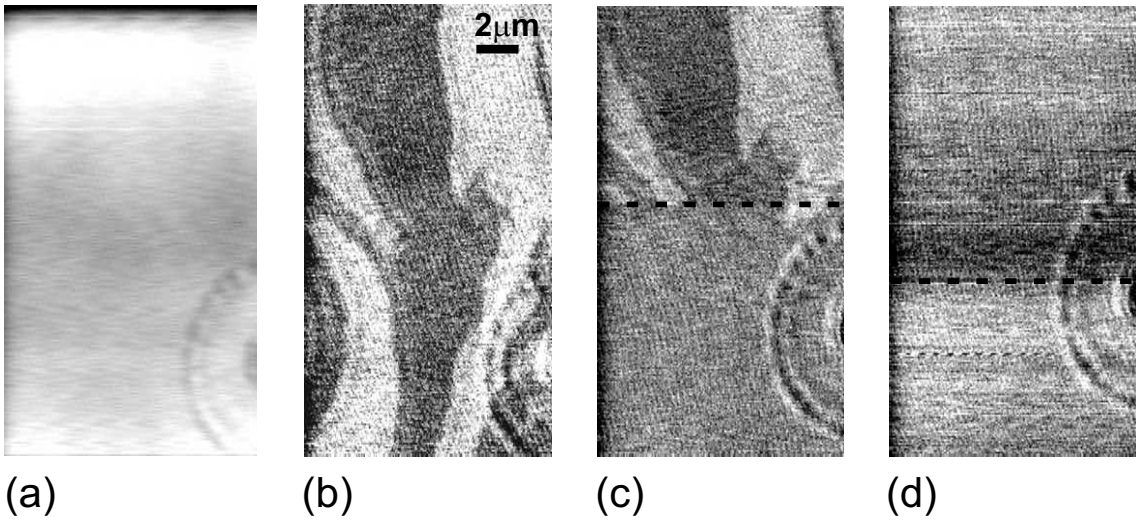

Abbildung 5.17: SNOM-Bilder der Domänen in dem 3,7 ML dicken Film Fe/Cu(100). (a) Topographie und (b) optisches Signal, (c) Ummagnetisierung des Filmes durch Anlegen eines 150 Oe Magnetfeldpulses in einer Scanzeile (gestrichelt) und d) erneute Ummagnetiserung mit −150 Oe. Der halbkreisförmiger Defekt ist ein Überprechen der Topographie auf den magnetschen Kanal.

gegengesetzte Richtung an, so ist sogar noch eine zweite Kontrastumkehr erkennbar (Abb. 5.17(d)). Damit herrscht Gewissheit, dass das abgebildete Domänenmuster magnetischen Ursprungs ist.

Ein SNOM-Artefakt ist in allen Bildern zu erkennen: Die Verdopplung der Domänenränder. Bei jedem Linescan erscheint erst der starke Domänenkontrast und danach, um einige hundert nm nach rechts verschoben, eine Linie mit reduziertem Kontrast, die die Form der Domänenwand wiedergibt. Das ist auch im Konturplot zu erkennen (Abb. 5.16). Wir können Artefakte wie Phasenkontrast oder relative Zeitverzögerungen bei der Bearbeitung der Messsignale ausschließen und nehmen daher an, dass es sich um einen Doppelspitzeneffekt handelt. Eine solche Doppelspitze könnte eine Kombination einer Fernfeld- und der Sub-λ-Apertur sein, wie dies für die hier verwendeten, unbedampften Glasfaserspitzen vorhergesagt wurde (vgl. Kapitel 3.4.3), die aber anders als in der Theorie nicht konzentrisch sind. Eine zweite Nahfeldsonde könnte auch von einem Metallpartikel gebildet worden sein, das sich beim Rastern auf die Spitze gesetzt hat. Ob der beobachtete Kontrast eine Reduktion der Gesamtintensität oder ein magnetischer Effekt ist, kann hier nicht abschließend beantwortet werden. Ein 2ω-Effekt, der eine Reduktion der Intensität an der Position der Domänenwände anzeigen würde, ist in den Topographiebildern nicht zu beobachten. Das Auftreten eines rein magnetischen Domänenwandkontrastes erfordert die Annahme des reinen Nahfeld-Kerr-Effektes, wie ihn Silva et al. beobachten [Sil 94]. Dies ließe sich durch abstandsabhängige Messungen überprüfen.

5.5 Streifendomänen in Fe/Cu(100)

Es war ein Ziel dieses Dissertationsvorhabens, den Ummagnetisierungsprozess von LT-gewachsenem Fe/Cu(100) nahe der Spinreorientierung zu studieren. Vorherige Arbeiten hatten an diesem System mit polarem MOKE sanduhrförmige Hysteresekurven gefunden sowie mit konventioneller (Fernfeld-) Kerr-Mikroskopie einen bei der Remanenz reduzierten Domänenkontrast [Men 99]. Die Form der Hysteresekurven ließ sich in dieser Arbeit am temperaturabhängigen Spinreorientierungsübergang eines Filmes mit $3,7$ ML Schichtdicke reproduzieren (Abb. 5.9). Die Ursache dieses Phänomens konnte bislang aber nicht vollständig aufgeklärt werden. Zur Erklärung wurden in Kapitel 5.3 zwei Modelle (A und B) vorgeschlagen.

Mit dem Kerr-Mikroskop und dem UHV-Sagnac-SNOM wurde der Ummagnetisierungsprozess nun exemplarisch an einem weiteren Fe-Film gleicher Dicke bei der Temperatur untersucht, bei der die Remanenz des polaren MOKE-Signals einbricht (hier: 150 K). Dort ist das Koerzitivfeld H_c verschwindend klein. Das Kerr-Mikroskop zeigt, dass der metastabile, eindomänige Zustand durch Domänennukleation und Domänenwandverschiebung bei H_c fast schlagartig in einen neuen Zustand übergeht (Abb. 5.18(b)). Dieser entspricht aber noch nicht dem gesättigten Zustand mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung, da er eine reduzierte Nettomagnetisierung hat. Verringert man das äußere magnetische Feld, dann ändert sich das Domänenmuster des neuen Zustandes nicht, sondern es reduziert sich nur der Kontrast (Abb. 5.18(c)), sogar im entgegengesetzten Magnetfeld kann das Domänenmuster noch eindeutig ausgemacht werden (Abb. 5.18(d)). Auch das entspricht den bekannten Tatsachen über dieses System (vgl. Abb. 5.6(c)).

Durch die Verwendung des Rasternahfeldmikroskops ist es nun möglich, eine klare Entscheidung zwischen den beiden Modellen A und B zu treffen: Die mit UHV-Sagnac-SNOM an demselben $3,7$ ML dicken Film aufgenommenen Domänenbilder (Abb. 5.19(a) und Abb. 5.21) zeigen deutlich, dass die innere Struktur der bei H_c nukleierten Bereiche selbst ein Mikrodomänenzustand ist, der aus senkrecht magnetisierten Streifen besteht (Modell B)[15]. Die Streifenbreite wurde durch Auswertung von Profillinien der Streifendomänen in Abb. 5.19(a) ausgemessen, die im Wesentlichen alle die gleiche Breite haben. Sie beträgt (380 ± 30) nm, liegt also um eine Größenordnung unterhalb der Auflösungsgrenze des hier verwendeten Kerr-Mikroskops. Daher erzeugen die Streifendomänen dort nur einen Graustufenkontrast. Die gemessene Streifenbreite kann mit Berechnungen für den thermodynamischen Grundzustand verglichen werden: Yafet und Gyorgy [Yaf 88] haben eine starke Abhängigkeit der Streifenbreite a vom Anisotropieparameter f gefunden (vgl. Abb. 2.8(b)). Ebenso fanden Berger und Erickson einen Zusammenhang zwischen f und dem normierten Sättigungsfeld h (Abb. 2.9) [Ber 97]. Damit sind Streifen-

[15] Man beachte, dass auch die Streifendomänenmuster im UHV-Sagnac-SNOM Bild von einem lateral verschobenen Domänenwandkontrast begleitet sind. Hier treten Streifen auf, die nach links verschoben sind, und zwar weiter als die Domänenwandbreite. Sie sind daher links neben den tatsächlichen Domänenstreifen als parallele Doppelstreifen zu erkennen.

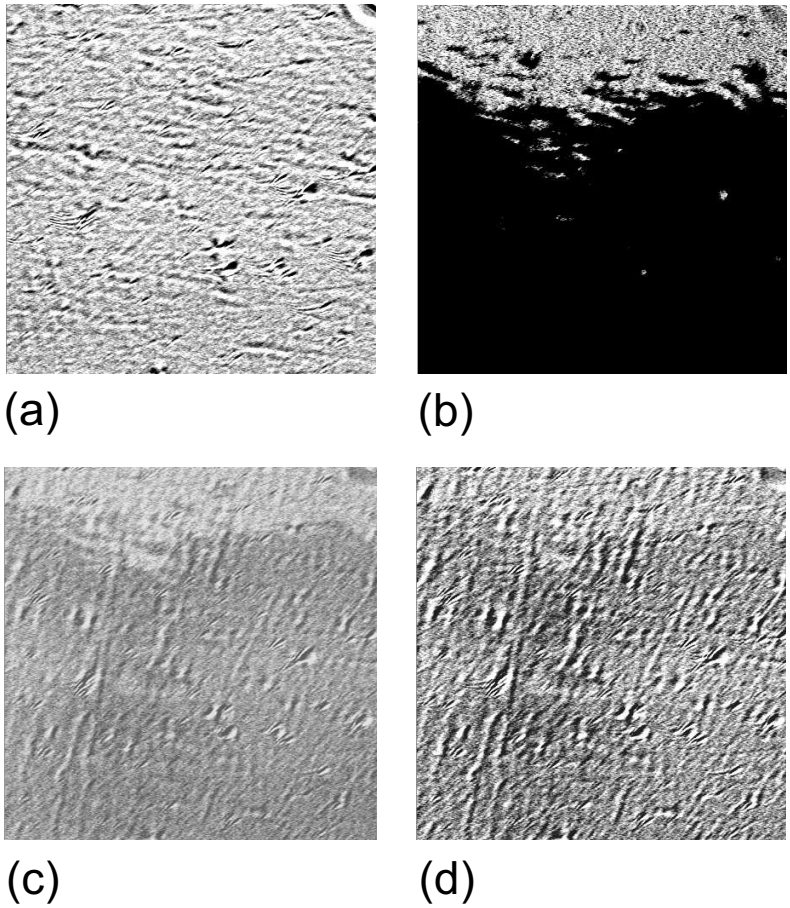

Abbildung 5.18: $500\,\mu m \times 500\,\mu m$ Kerr-Mikroskopiebilder von $4,2$ ML Fe/Cu(100) aufgenommen bei einer Probentemperatur von 150 K im variierenden äußeren Magnetfeld: (a) homogen senkrecht magnetisierter Film, (b) während des Domänenwachstums bei $H = H_C$, (c) bei reduziertem äußeren Magnetfeld ($0 < H < H_c$) und (d) im Gegenfeld ($-H_c < H < 0$).

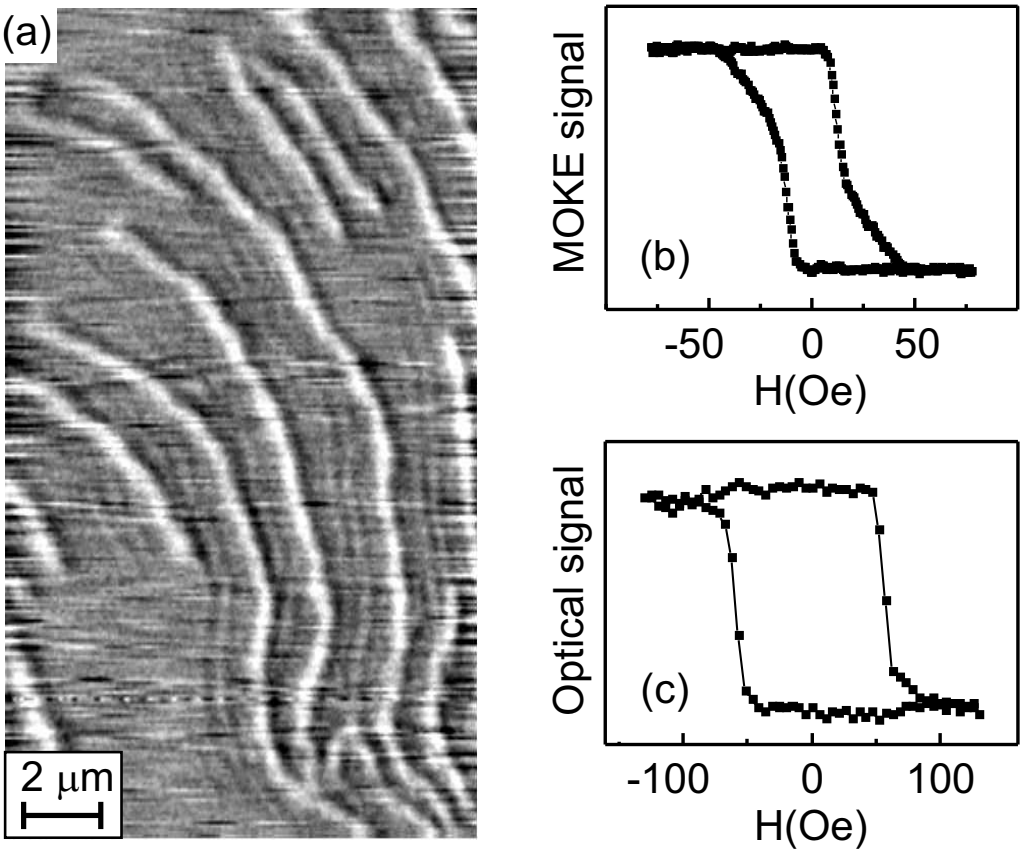

Abbildung 5.19: Streifendomänenmuster von 4,2 ML Fe/Cu(100), aufgenommen mit UHV-Sagnac-SNOM bei einer Probentemperatur von 200 K. (a) Domänenmuster in Remanenz, nachdem der Film zuvor einem Gegenfeld von 30 Oe ausgesetzt war. (b) Polar-MOKE Hysterese des Films zeigt die Nähe zum Spinreorientierungsübergang an. (c) Mit Sagnac-SNOM an einer festen Probenposition aufgenommene mikroskopische Hysterese (nach Abzug des aus dem Faraday-Effekt resultierenden Hintergrunds.) Diese spiegelt den Barkhausensprung einer Domänenwand wider.

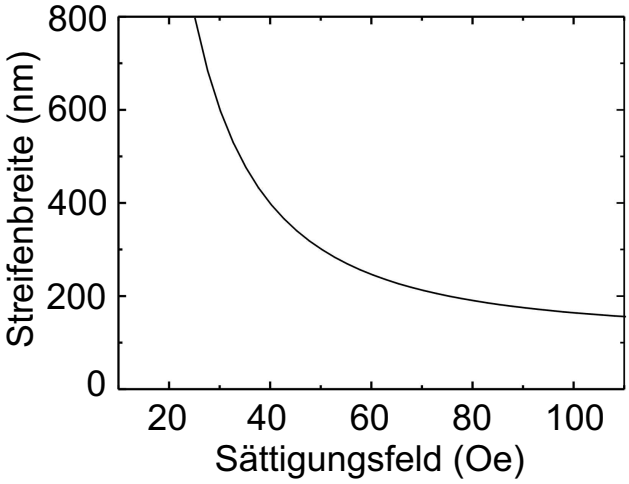

Abbildung 5.20:
Streifenbreite im Domänenmuster eines 4 ML dicken Fe-Filmes in Abhängigkeit vom Sättigungsfeld.

breite und Sättigungsfeld über f direkt miteinander verknüpft. Während die Kurve in Abb. 2.9 den Fall von 4 ML Fe beschreibt (und sich daher hier direkt verwenden lässt), muss die Kurve in Abb. 2.8(b) noch neu skaliert werden. Der angepasste Anisotropieparameter f_4 ergibt sich nach Gl. 2.14 aus f für $n = 4$, die normierte Streifenbreite a_4/a_0 aus Gl. 2.15. a_0 ist hier der nächste-Nachbar-Abstand des fcc-Fe, also $a_0 = (1/\sqrt{2})3,61$ Å. Um die hier beobachteten Sättigungsfelder beschreiben zu können, musste die Kurve in Abb. 2.9 bis $f = 1,03$ extrapoliert werden, wozu eine Fitfunktion der Form $h(f) = (af + b)^{-1}$ verwendet wurde. Nach dieser Neuskalierung und der Berechnung der Sättigungfelder in Abb. 2.9 mit $H_0 = 4\pi hM$ (Sättigungsmagnetisierung $M \approx 2200$ Oe bei Fe) kann eine direkte Zuordnung von Streifenbreite und Sättigungsfeld erfolgen (Abb. 5.20). Aus der zu dem untersuchten Film gehörigen Hysteresekurve, die mit polarem MOKE aufgenommen wurde (Abb. 5.19(b)), bestimmen wir ein Sättigungsfeld von $H_0 = (45 \pm 5)$ Oe. Dafür entnimmt man Abb. 5.20 eine Streifenbreite von (345 ± 50) nm. Das ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Der in Abb. 5.20 gezeigte Zusammenhang von Streifenbreite und Sättigungsfeld wird damit erstmals experimentell bestätigt.

Der gestreifte Mikrodomänenzustand zeigt über die Streifenbreite hinaus charakteristische Eigenschaften: Parallele Ausrichtung und Orientierungsfernordnung mit geringer Positionsfernordnung, wodurch die beobachteten Muster wieder in Analogie zu einem Flüssigkristall beschrieben werden können [Aba 95, Vat 00]. Dies zeigt, dass der Film bereits Eigenschaften des Grundzustandes aufweist, obwohl die Nettomagnetisierung im Nullfeld noch nicht vollständig verschwindet: In Übereinstimmung mit der endlichen Remanenz, die wir bei der inneren Hystereseschleife finden (Abb. 5.9), sind die (Minoritäts-)Streifen viel weiter als eine Streifenbreite voneinander entfernt. Inhomogenitäten der Struktur oder Morphologie des Films verhindern hier offenbar reversible Transformationen der Mikrodomänenstruktur. Der Streifendomänenzustand stellt sich also nicht spontan ein, sondern durch Nukleation von Streifen mit entgegengesetzter Magnetisierung, die durch thermisch aktivierte Schritte (Barkhausensprünge) mäanderförmig wachsen.

Das Modell eines thermisch aktivierten Ummagnetisierungsprozesses wird durch die Form der Hysteresekurven gestützt: Bei Verringerung der Probentemperatur nimmt das Sättigungsfeld zu (vgl. Abb. 5.9). Bei einem reversiblen Prozess müsste das Gegenteil der Fall sein: Tiefere Temperaturen bedeuten eine erhöhte Kristallanisotropie und damit eine erhöhte senkrechte Anisotropie. Das erniedrigt die Bindungsenergie von Mikrodomänenzuständen und sollte sich an geringeren Sättigungsfeldern ablesen lassen (vgl. Abb. 2.9). Anzeichen eines reversiblen Prozesses findet man aber bei höheren Temperaturen: Die Magnetisierungskurven zeigen dort weniger Hysterese und ihre Form weist den für eine reversible Transformation vom Mikrodomänenzustand in den eindomänigen Zustand charakteristischen diskontinuierlichen Sprung auf [Ber 97].

5.6 Ummagnetisierungsprozess bei der Spinreorientierung

Die bei der Ummagnetisierung auftretenden Domänenbildungsprozesse können direkt an den Streifendomänen beobachtet werden, wenn man ein äußeres Magnetfeld anlegt: Abb. 5.21(a-c) wurden nacheinander an derselben Stelle auf der Probe bei äußeren Magnetfeldern von -15 Oe, 0 Oe, und $+15$ Oe aufgenommen, Abb. 5.21(d) stammt von einer anderen Position auf der gleichen Probe. Dort betrug das äußere Magnetfeld $+30$ Oe [16]. Es fällt zunächst auf, dass die Domänenstreifen nicht frei beweglich, sondern an gewisse Positionen gepinnt sind. Solches Pinning wird von Inhomogenitäten der Anisotropie und Schichtdicke hervorgerufen, z.B. von Polierkratzern. Der Vergleich der Bilder zeigt, wie sich das Domänenmuster angesichts von Pinning an die Bedingung anpasst, dass im äußeren Magnetfeld Domänenstreifen mit einer Magnetisierung parallel zum Feld durch die Zunahme der Zeemanenergie stabilisiert werden, während solche mit antiparalleler Einstellung instabiler werden: Erstere (Majoritätsstreifen) nehmen im äußeren Feld gegenüber der zweiten Sorte (Minoritätsstreifen) mehr Platz ein. Umgekehrt breiten sich die Minoritätsdomänen bei Verringerung des Feldes wieder aus. Dieser Prozess kann von Abb. 5.21(a) nach (b) verfolgt werden: Die Minoritätsstreifen (dunkel) werden länger. Außerdem nukleieren neue Domänen. Bei Umkehr der Richtung des Magnetfeldes werden die Minoritätsstreifen breit (und damit zu Majoritätsstreifen) und die Majoritätsstreifen werden zu Minoritätsstreifen (Abb. 5.21(b-c)). Das erscheint zunächst wie eine Kontrastumkehr, eine eindeutige Zuordnung von dunklen Streifen in Abb. 5.21(b) zu hellen Streifen in (c) ist aber nicht möglich. Die Auswirkung einer weiteren Erhöhung des äußeren Feldes kann im Prinzip Abb. 5.21(d) entnommen werden, auch wenn diese an anderer Probenposition aufgenommen wurde: Die Minoritätsstreifen (hier:

[16] Die Kontraste in Abb. 5.21 sind etwas schwächer im Vergleich zu Abb. 5.19(a), weil zwischenzeitlich ein *Tip Crash* aufgetreten war, der die Polarisationseigenschaften der Spitze verändert hat.

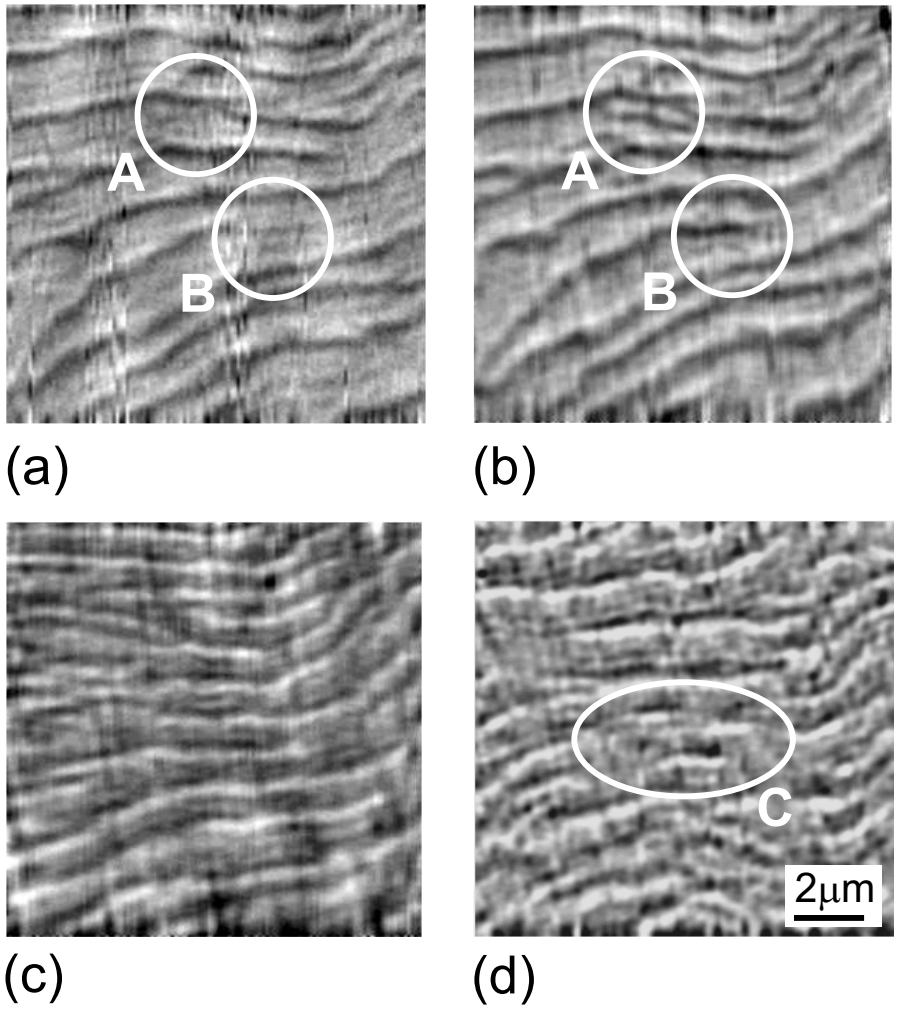

Abbildung 5.21: Streifendomänenmuster von $4,2$ ML Fe/Cu(100), aufgenommen mit UHV-Sagnac-SNOM im variablen Magnetfeld: (a) Bei -15 Oe, (b) bei 0 Oe, (c) bei $+15$ Oe und (d) bei $+30$ Oe. Nukleation (A) und Wachstum (B) von Domänen bei kleineren magnetischen Feldern, bei höheren Feldern: Tröpfchenphase (C). Die Bilder wurden einer Fourierfilterung unterzogen, (d) wurde an anderer Probenposition aufgenommen. Die Bilder wurden durch Rastern in vertikaler Richtung aufgenommen.

die hellen Domänenstreifen) sind kürzer als in Abb. 5.21(c) und reißen in Stücke auf. Das Aufreißen des Streifendomänenmusters nahe dem Sättigungsfeld wurde auch mit SPLEEM an diesem System beobachtet (vgl. Abb. 5.7(b,c)). Gemeinsam haben alle Muster in Abb. 5.21, dass sich die Breite der Minoritätsstreifen kaum ändert.

Theoretisch würde man folgendes Transformationsverhalten des Streifendomänenmusters erwarten: Die Majoritätsstreifen sollten im äußeren Magnetfeld auf Kosten der Minoritätsstreifen in die Breite wachsen, bis die Minoritätsstreifen eine Mindestbreite erreicht haben, die sie nicht weiter unterschreiten können. Bei weiterer Felderhöhung sollte das Verhalten dann asymmetrisch werden: die Minoritätsstreifen driften auseinander, was zum Kollaps des Streifendomänenmusters führt [Kas 93b]. Das ist analog zum Verhalten der Granatfilme (vgl. Abb. 2.14) [Zve 97, Hub 98] und erklärt dort wie hier bei den ultradünnen Filmen die Form der Magnetisierungskurven (vgl. Abb. 2.13): Die (auf die Sättigungsmagnetisierung normierte) Nettomagnetisierung m ergibt sich bei einem Streifendomänenmuster mit den Streifenbreiten w_1 und w_2 zu $m = ((w_1 - w_2)/(w_1 + w_2))$. Solange die Mindeststreifenbreite nicht erreicht ist, sollte $(w_1 - w_2)$ linear mit dem äußeren Magnetfeld ansteigen (mit einer von der Domänenwandenergie abhängigen Steigung), während $(w_1 + w_2)$ konstant bleibt. In diesem Bereich ist die Magnetisierungskurve eine Gerade. Ist die Mindeststreifenbreite aber erreicht (w_2=konstant), dann divergiert bei weiterer Felderhöhung $(w_1 + w_2)$ und w_1 steigt zum Erreichen der Sättigung über alle Maße. Damit ist ein diskontinuierlicher Übergang der Magnetisierung in die Sättigung verbunden [Hub 98], den Berger et al. auch für ultradünne Filme vorhersagen [Ber 97]. Möglicherweise spielen bei der Vernichtung der Minoritätsstreifen aber auch andere Prozesse eine Rolle: Man könnte sich eine kohärente Drehung der Magnetisierung in den Streifen vorstellen, die sich nahe der Spinreorientierung mit den nichtverschwindenden Anisotropien 4. Ordnung begründen ließe. Ebenso wird diskutiert, ob der Streifendomänenzustand in eine Phase von tröpfchen- oder blasenförmigen Domänen (*Bubble Domains*) übergehen könnte. Der Grund dafür wäre, dass die Minoritätsstreifen nach Erreichen der Mindestbreite in der Nähe des Sättigungsfeldes aufgrund ihres großen Abstandes voneinander als isolierte Domänenstreifen ohne magnetostatische Wechselwirkung aufgefasst werden können. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Konzentration von magnetischen Momenten, die dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet sind, in einzelnen isolierten Streifen fester Breite und großem Abstand ungünstig. Ng und Vanderbilt fanden, dass ab einer Bedeckung der Probe mit weniger als 30% Minoritätsdomänen ein Tröpfchenmuster energetisch dem Streifenmuster überlegen ist. Allerdings ist der Energiegewinn gering (maximal 8%) [NgV 95]. Bei den Granatfilmen ist dies ähnlich. Die Energiedifferenz ist aber zu klein, um spontane Übergänge zwischen den beiden Mustern zu ermöglichen, die ja mit einer Neuordnung der Domänen verbunden wären. Den Übergang des Tröpfchenmusters in den gesättigten Zustand könnte man sich aber wieder als ein diskontinuierliches „Zerstäuben“der Domänen vorstellen.

Das in Abb. 5.21 beobachtete Verhalten entspricht diesen theoretischen Erwägungen nur zum Teil. Konstante Breiten der Minoritätsstreifen sind dort durchaus zu

finden, ebenso der Wechsel von Minoritäts- und Majoritätsstreifen bei Umkehr des äußeren Magnetfeldes. Das war bei ultradünnen Filmen von Fe/Cu(100) auch im virtuellen Magnetfeld (Abb. 5.5) zuvor schon gefunden worden [Cho 02]. Ein kontinuierlicher Übergang zwischen Minoritäts- und Majoritätsstreifen lässt sich aber nicht explizit beobachten, auch nicht das Auseinanderdriften der Minoritätsstreifen. Das wird hier durch Pinning von Domänenwänden an Polierkratzern verhindert, was bei ultradünnen Filmen beinahe unvermeidlich ist. Aus jüngsten Untersuchungen von temperaturinduzierten Transformationsprozessen der Streifendomänen ultradünner Filme von Fe/Cu(100) weiß man, dass die Streifendomänen (in Analogie zu einem Flüssigkristall betrachtet) neben der Orientierungsfernordnung aufgrund von Pinning auch eine gewisse Positionsfernordnung aufweisen [Por 03]. Vermutlich ist auch das Aufreißen der Domänenstreifen, das wir bei Annäherung an das Sättigungsfeld in Abb. 5.21(d) beobachten, eine Konsequenz von Pinning: Die Streifendomänen vergrößern nicht ihre gegenseitigen Abstände, sondern ihre Längen, um eine geringere Bedeckung der Fläche mit Minoritätsdomänen zu erreichen. Die Energiebarriere, die überwunden werden müsste, um die Domänenwände aus dem Pinning zu lösen, ist offenbar höher als der energetische Aufwand zur Umordnung der Domänen. Deren Muster stellt wegen seiner Ähnlichkeit mit den Tröpfchendomänen danach die energetisch günstigere Konfiguration dar. Auch die SPLEEM-Untersuchung an Fe/Cu(100) zeigt die enge Verbindung von Pinning und dem Auftreten des Tröpfchenmusters: Abb. 5.7(b) und (c) sind in entgegengesetzt gerichteten Magnetfeldern nahe der Sättigung entstanden, weisen aber eine große Ähnlichkeit der Domänenmuster auf, die nur durch eine Positionsfernordnung infolge von Pinning erklärt werden kann (dieser Aspekt wird in der Publikation jedoch nicht explizit erwähnt [Pha 03]).

Der starke Einfluss des Pinnings auf die Transformationsprozesse des Streifendomänenzustandes lässt sich auch an den Magnetisierungskurven (Abb. 5.9) ablesen: Bei tieferen Temperaturen (wo Pinningeffekte zunehmen), werden hohe Sättigungsfelder beobachtet, während bei höheren Temperaturen eher der diskontinuierliche Übergang stattfindet. Ob dabei auch ein Tröpfchendomänenzustand durchlaufen wird oder die freier beweglichen Streifen einfach kollabieren, lässt sich mit den vorliegenden Ergebnissen nicht sagen.

Quintessenz dieser Arbeit ist nun der Entwurf eines vollständigen Modells des Ummagnetisierungsprozesses ultradünner Filme nahe der Spinreorientierung, das insbesondere das Pinning von Domänenwänden berücksichtigt. Es ist ein zweidimensionales Domänenwachstum, dem defektinduzierte Verzweigungen und Mäandrierungen zugrunde liegen. Man betrachte hierzu Abb. 5.22. Darin wird zunächst idealisiert die Form einer Magnetisierungskurve ohne Pinning und Hysterese gezeigt (A) (vgl. Theoriekurven in Abb. 2.13). Zudem sind zwei Kurven eingetragen, die in Realität auftretende Formen aufweisen, wobei eine (C) dem Fall höherer, die andere (D) dem Fall eher niedrigerer Temperatur entspricht (vgl. T=290 K und T=270 K in Abb. 5.9). Außerdem wird eine innere Hystereseschleife gezeigt (B). Niedrigere Temperaturen führen zu zwei Effekten, erstens wird die Koerzitivfeldstärke größer, da aufgrund der zunehmenden senkrechten Anisotropie mehr Energie zur Ausbildung

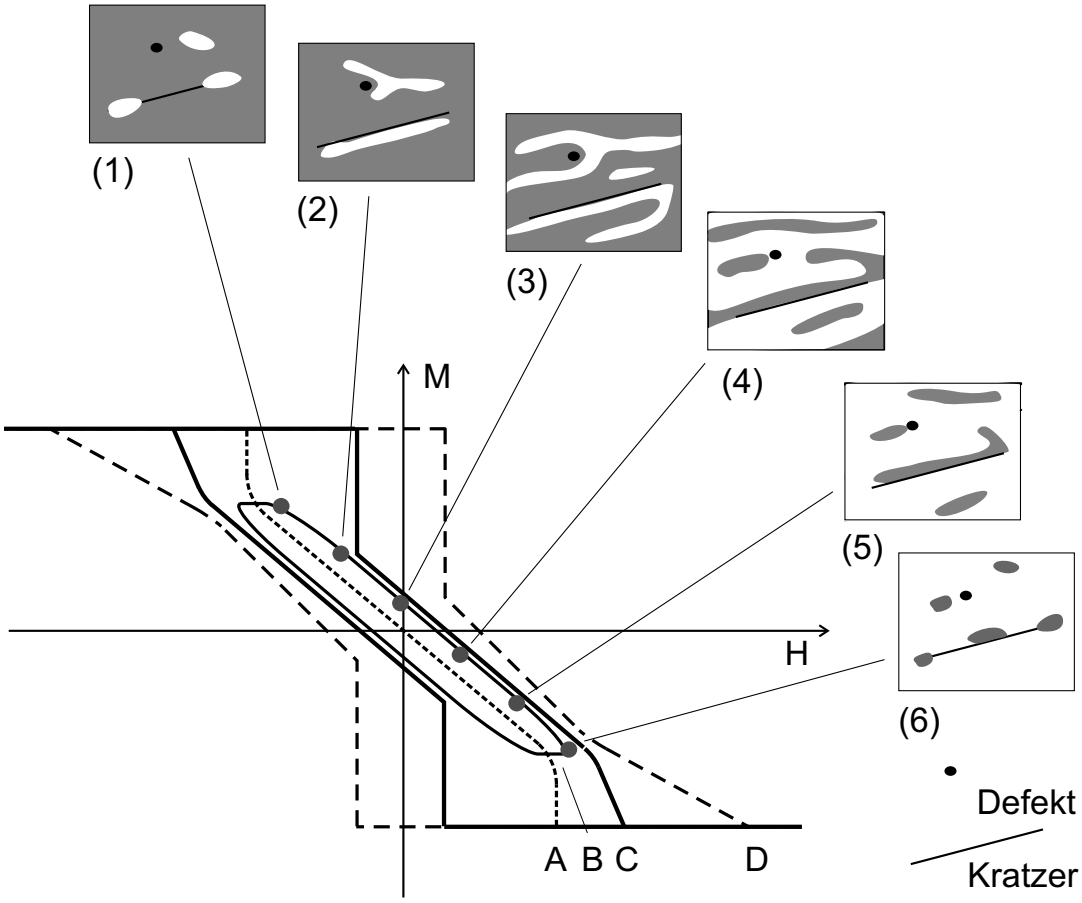

Abbildung 5.22: Modell des Ummagnetisierungsprozesses eines ultradünnen magnetischen Filmes bei der Spinreorientierung unter Berücksichtigung von Pinningeffekten und der Abhängigkeit der Domänenwandenergie vom Magnetfeld. Magnetisierungskurven: (A) ohne Pinningeffekte, (C) bei höherer, (D) bei niedriger Temperatur, (B) innere Hystereseschleife. (1)-(6): Transformation des Streifendomänenzustandes im äußeren Magnetfeld.

von Domänenwänden aufgebracht werden muss, zweitens steigt das Sättigungsfeld, da sich die Minoritätsdomänen im Magnetfeld zurückbilden, dieser Prozess aber zunehmend durch Pinning aufgehalten wird. Die innere Hystereseschleife ist frei von solchen den Übergang zwischen vieldomänigem und eindomänigem Zustand betreffenden Prozessen. Anhand dieser inneren Hystereseschleife lassen sich die Transformationsprozesse des Streifendomänenzustands diskutieren:

Ausgehend von kleinen, tröpfchenförmigen Domänen (1) knapp unterhalb des Sättigungsfeldes beginnt bei Verringerung des äußeren Magnetfeldes (2) die Verzweigung, da den Minoritätsdomänen bei Abnahme der Zeemanenergie mehr Platz zugebilligt wird. Hier spielen Stellen mit erhöhter Anisotropie, z.B. Oberflächendefekte die Rolle von Verzweigungspunkten, da die Domänenwand sie nicht ohne weiteres überwinden kann. An Stellen mit erniedrigter Anisotropie dagegen bilden sich bevorzugt neue Domänen aus, z.B. an Polierkratzern. Daran entlang wachsen die Domänen in die Länge, es können sogar kleine neue Domänen entstehen (3). Die Polierkratzer geben für benachbarte Domänen eine Vorzugsrichtung vor, was anders als bei den dicken Granatfilmen nicht zu Mäandern, sondern zu einem Streifenmuster führt. Die Umkehr der Richtung des äußeren Magnetfeldes (4) lässt die Domänen nun zunächst sprunghaft in der Breite wachsen, wobei sich ihre Position aufgrund von Pinning nicht ändert. Majoritätsdomänen werden zu Minoritätsdomänen und umgekehrt. Bei weiterer Felderhöhung (5) bilden sich Verzweigungen zurück. Nur Streifen, die nicht gepinnt sind, können auseinander driften. Die gepinnten Streifendomänen reißen schließlich auf und ermöglichen so eine gleichmäßige Verteilung der Minoritätsdomänen (6). Anders als bei den Granatfilmen gibt es also einen Kanal für die Transformation des Streifendomänenmusters in den Tröpfchendomänenzustand.