4 Wachstum dünner magnetischer Filme

Das Wachstum von dünnen magnetischen Filmen zeigt ein interessantes Wechselspiel mit den magnetischen Eigenschaften des jeweiligen Systems [Him 98]. Änderungen der Schichtdicke und der Morphologie beeinflussen u.a. die Curietemperatur (T_C) und die magnetischen Anisotropien, wie es beispielsweise die Untersuchungen am System Fe auf W(110) zeigen. In der Arbeit von Elmers et al. wurden erstmals das RTM und eine magnetische Untersuchungsmethode kombiniert, um die magnetischen Eigenschaften von Eisenfilmen im Submonolagenbereich zu interpretieren [Elm 94, Elm 95]. Eine treibende Kraft hinter diesem und vielen ähnlichen Experimenten ist das Studium von Phasenübergängen in niedrigdimensionalen Systemen. Auf der anderen Seite kann man an dünnen Filmen und Oberflächen neue Eigenschaften entdecken, die sowohl für die Forschung als auch für die Anwendung von Interesse sind. Hierzu zählen z.B. Spinreorientierungsübergänge oder ein erhöhtes T_C an der Oberfläche, wie es im Fall von Gd(0001)/W(110) gefunden wird [Wel 85]. Das RTM ermöglicht in diesem Zusammenhang die Kontrolle über die Herstellung von geeigneten Proben.

Neben der oben erwähnten Arbeit über Fe/W(110) diente W(110) als nicht magnetisches Substrat für weitere Wachstumsstudien ferromagnetischer Materialien mit dem RTM: u.a. Ni/W(110) [Sch 98], Co/W(110) [Müh 96] und Gd/(W110) [Tob 96b]. Das Wachstum ist für alle Materialien sehr ähnlich. Bei Raumtemperatur aufgedampfte Filme ordnen sich nahezu Lage-für-Lage. Moderates Tempern bewirkt ein Glätten des Films, wobei der Film beim Erhöhen der Temperatur aufbricht und sich ein Stranski-Krastanov-Wachstum anschließt.

Im folgenden Kapitel wird der Einfluss des Temperns dünner Co- und Gd-Filme auf die Morphologie beschrieben und phänomenologisch erklärt. Im Fall von Co/W(110) dienen die RTM-Daten darüber hinaus dazu, eine unerwartete Abnahme der Curietemperatur an getemperten 2 Monolagen (ML) dicken Filmen quantitativ zu erklären, die an unter vergleichbaren Bedingungen hergestellten Filmen festgestellt worden ist. Im Gegensatz zum Bandferromagneten Co ist Gd ein Prototyp für einen Ferromagneten mit lokalisierten magnetischen Momenten und aus diesem Grunde für Studien an niedrigdimensionalen Strukturen besonders interessant. Im Rahmen dieser Arbeit gelang es erstmals, quasi eindimensionale Strukturen, sogenannte Gd-Drähte, an den Stufen des W-Substrats zu wachsen, was eine sich anschließende Untersuchung der magnetischen

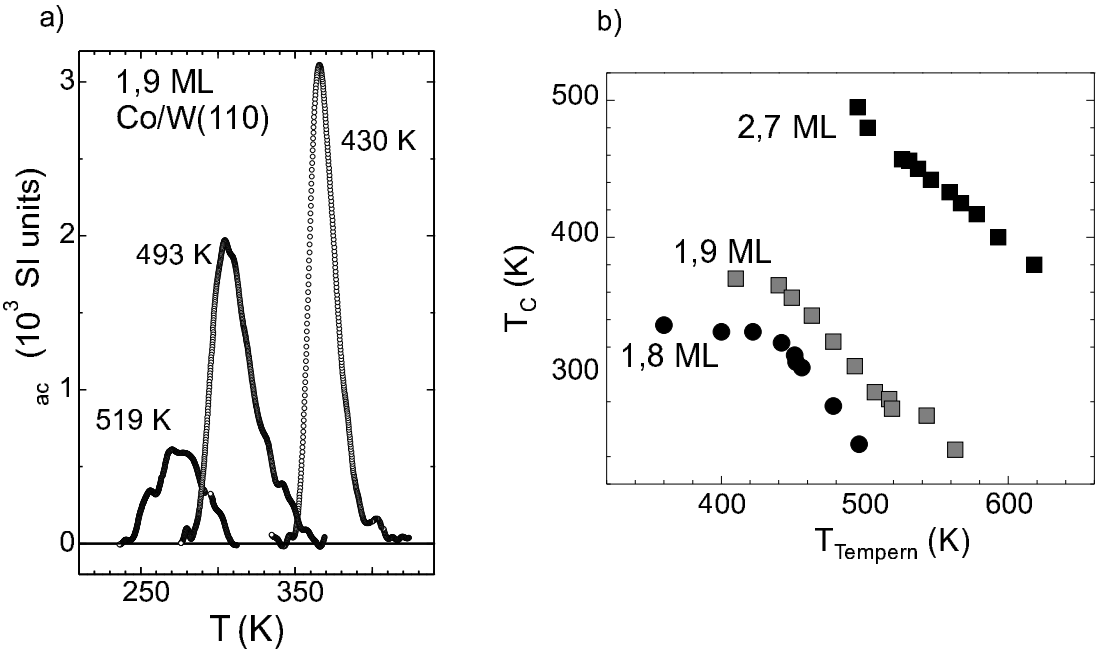

Abbildung 4.1: (a) ac-MOKE Daten der ac-Suseptibilität χ_{ac} in Abhängigkeit von der Temperatur für einen 1,9 ML dicken Co/W(110) Film, der bei den angegebenen Temperaturen getempert wurde. (b) Die Maxima der χ_{ac}-Kurve, die bei der Curie-Temperatur T_C des Films erwartet werden, in Abhängigkeit von der Temperatur bei unterschiedlichen Filmdicken [Gar 97].

Eigenschaften des Systems motivierte. Beide Systeme, Co/W(110) und die Gd-Drähte, wurden mit dem für Wachstumsstudien sehr gut geeigneten Zimmertemperatur-RTM untersucht. Der wichtigste Unterschied zum oben beschriebenen Tieftemperatur-RTM ist, dass hier die Tunnelspannung an die Spitze angelegt wird, während die Probe mit der Masse verbunden ist.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Morphologie dünner getemperter Lanthanid-metall-Filme diskutiert, deren elektronische Eigenschaften mit der Tunnelspektroskopie untersucht wurden und in Kap. 5 dieser Arbeit beschrieben sind. Die gezeigten Bilder wurden mit dem Tieftemperatur-RTM bei tiefen Temperaturen aufgenommen.

4.1 Wachstum von Co/W(110)

Das Wachstum von Co/W(110) bei Zimmertemperatur ist von unterschiedlichen Gruppen mit AES[1], LEED und RHEED[2] untersucht worden ([Joh 89], [Kno 93]). In allen Studien wurde ein Lage-für-Lage-Wachstum für die ersten Monolagen (ML) gefunden, was

[1] AES. engl. auger-electron spectroscopy.
[2] RHEED: engl. reflection high-energy electron diffraction.

durch eine vorherige RTM-Untersuchung bestätigt wurde [Müh 96]. Trotz einer Gitterfehlanpassung von 21% entlang der $[001]_W$-Richtung wächst Co bis zu einer Schichtdicke von 0.7 ML pseudomorph auf der W(110)-Oberfläche. Bei einer Bedeckung oberhalb von 0,7 ML relaxiert der Film in eine verzerrte hcp(0001) Struktur mit einer Nishiyama-Wassermann-Orientierung ($[1120]_{Co} \parallel [001]_W$). Entlang der $[001]_W$ bzw. $[1\bar{1}0]_W$ beobachtet man im LEED eine (4×1)-Überstruktur, die oberhalb von 4 ML verschwindet. Der Film ist ab 10 ML vollständig relaxiert [Fri 95].

Ein sich dem Aufwachsen anschließendes Tempern von Filmen mit Dicken oberhalb einer ML resultiert in dem Aufbrechen des geschlossenen Films bei einer Temperatur von 500 K und höher [Gar 97]. Damit einhergehend verändern sich die magnetischen Eigenschaften des Systems. Mit ac-MOKE[3] wurde festgestellt, dass sich die Curie-Temperatur von einem aufgerissenen Film mit einer Schichtdicke $d < 3$ ML gegenüber dem nicht getemperten Film verringert, während sie für einen Film $d > 3$ ML ansteigt (vergl. Abb. 4.1). Letzteres ist durch eine lokal erhöhte Schichtdicke erklärbar. Ersteres Verhalten motivierte die im Folgenden vorgestellte RTM-Untersuchung an getemperten 2 ML bzw. 4 ML dicken Kobaltfilmen. Mit den gewonnenen Ergebnissen kann das magnetische Verhalten durch das Auftreten von Superparamagnetismus quantitativ erklärt werden.

4.1.1 Morphologie getemperter Co/W(110) Filme

Zum Aufwachsen wurde Kobalt von einem Stab durch Elektronenstoß mit einer Rate von 0,5 ML/min auf den gereinigten Wolframkristall bei Zimmertemperatur aufgedampft. Anschließend wurde der Film für 10 Minuten bei den angegebenen Temperaturen getempert.

2 ML Co/W(110)

Abb. 4.2 zeigt repräsentative Bilder eines 2 ML dicken Films, der bei verschiedenen Temperaturen getempert wurde. Der gewachsene Film zeigt eine nahezu geschlossene zweite Lage, auf der vereinzelt Inseln der dritten Lage nukleiert sind. Letzteres wird der Vervollständigung der zweiten Lage vorgezogen. Es dient dem Abbau der Fehlanpassung zwischen W und Co, nachdem durch das Schließen der ersten Lage die Bereiche mit einer hohen Freien Oberflächenenergien abgedeckt wurden ($\sigma_{Co} = 2.0$ J/m^2 vs. $\sigma_W = 2.9$ J/m^2) .

Offensichtlich wächst der Film bei Zimmertemperatur nicht im thermodynamischen Gleichgewicht auf. Getemperte Filme zeigen erwartungsgemäß einen Übergang zum stabileren Stranski-Krastanov-Wachstum. Temperaturen von $T_{Temper} \geq 500$ K reichen zur Ausbildung von Inseln aus, die auf einer geschlossenen Monolage mit zunehmender Temperatur zu kleinen Kristalliten anwachsen. Die Inseln dehnen sich von einer Stufe über die Terrasse aus. Während die Ausdehnung der Inseln in Abb. 4.2 (b) noch durch

[3]ac-MOKE: engl. alternating-current magneto-optical Kerr effect.

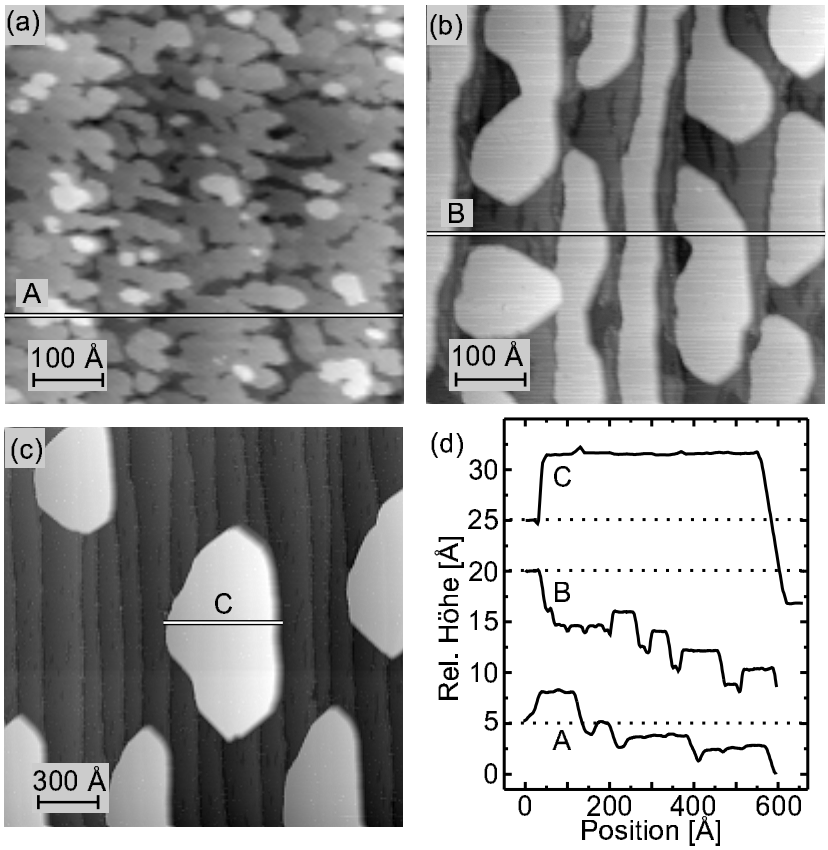

Abbildung 4.2: RTM Bilder von 2 ML CO/W(110), die bei verschiedenen Temperaturen getempert wurden: (a) gewachsen bei 300 K, (b) 500 K und (c) 550 K. (d) Höhenlinienprofile entlang der in den Bildern markierten Linien.

eine einzelne Wolframterrasse begrenzt ist und sie eine durchschnittliche Fläche von 30 nm^2 bedecken, erstrecken sich die Kristallite in Abb. 4.2 (c) über mehrere Substratterrassen hinweg, wobei sie lokal bis zu 10 Lagen Co in die Höhe ragen (vergl. Abb. 4.2 (d)). Die Ränder dieser Kristallite korrespondieren zu den dichtgepackten Ebenen von Co(0001), was die Bezeichnung "Kristallit" rechtfertigt.

4 ML Co/W(110)

Im Vergleich zu den 2 ML dicken Filmen zeigen die bei den angebenen Temperaturen getemperten 4 ML dicken Co-Filme ein qualitativ unterschiedliches Verhalten. Der ungetemperte Film besitzt eine erhöhte Oberflächenrauhigkeit, wobei die lokale Filmdicke zwischen 3 ML und 5 ML variiert (vergl. Abb. 4.3 (a)). Tempern bei 500 K führt zu einer nahezu perfekten Lage-für-Lage Anordnung des aufgedampften Materials (vergl. Abb.4.3 (b)). Die Stufen an der Oberfläche sind nicht länger mit den verborgenen Stufen des Substrats korreliert. Letztere verursachen aber Versetzungen, die im RTM Bild durch kleinere Stufen auf den Terrassen sichtbar werden. Die Höhe der Stufen beträgt 0.2 Å, was gerade dem unterschiedlichen Lagenabstand von W(110) und Co(0001) entspricht (vergl. das Höhenprofil in Abb. 4.3).

Bei T_{Temper}=540 K beginnt der geschlossene Film aufzureißen, was sich durch feine Risse und Löcher in der Oberfläche ankündigt (vergl. Abb. 4.3 (c)). Während des Temperns bei T=580 K bildet sich eine netzwerkartige Struktur aus, in dem sich die Löcher immer weiter ausdehen. Deutlich erkennt man die Substratstufen, die aus energetischen Gründen weiterhin mit einer einzelnen Lage Kobalt bedeckt sind. Die Löcher haben eine Ausdehnung in der Größenordnung von 100 nm^2 und die Höhe des Netzwerks beträgt bis zu 12 ML. Beim Tempern bei T=700 K bricht das Netzwerk auf und das aufgebrachte Kobalt kondensiert zu Kristalliten, die in ihrer Form denen des 2 ML dicken Films ähneln, jedoch sehr viel größer sind.

Der Abbau von Verspannungen zwischen Substrat und Film wird, wie oben angedeutet, thermisch aktiviert. Allgemein kann die Relaxation entweder durch das Einfügen von Versetzungen oder durch die Formation von Inseln oder Löchern erfolgen. Wie Tersoff und LeGoues in einer theoretischen Beschreibung des Spannungsabbaus von $Si_{1-x}Ge_x$-Filmen festellen, ist der Prozess, der dem Stressabbau dient, abhängig von der Fehlanpassung ε [Ter 94]. So erfolgt das Aufreißen eines Films, was aufgrund der größeren Oberfläche mit einer erhöhten Freien Oberflächenenergie einhergeht, nur, wenn der Energiegewinn durch den Stressabbau überwiegt. Ist dies nicht der Fall, so findet der Abbau durch das Einfügen von Versetzungen statt. Da die Tiefe der Löcher durch die Filmdicke bestimmt ist, erwartet man bei dünnen Filmen eine Formation von Inseln, während dickere Filme Löcherbildung bevorzugen. Diese allgemeinen Ergebnisse können dazu herangezogen werden, metallische Schichtsysteme zu erklären. Sie machen plausibel, warum ein 2 ML dicker Film Inseln auftürmt, während ein 4 ML dicker Film die Ausbildung von Löchern bevorzugt. Da der Stressabbau bei dickeren Filmen beispielsweise durch das Einfügen von Versetzungen weiter vorangeschritten ist, erwartet

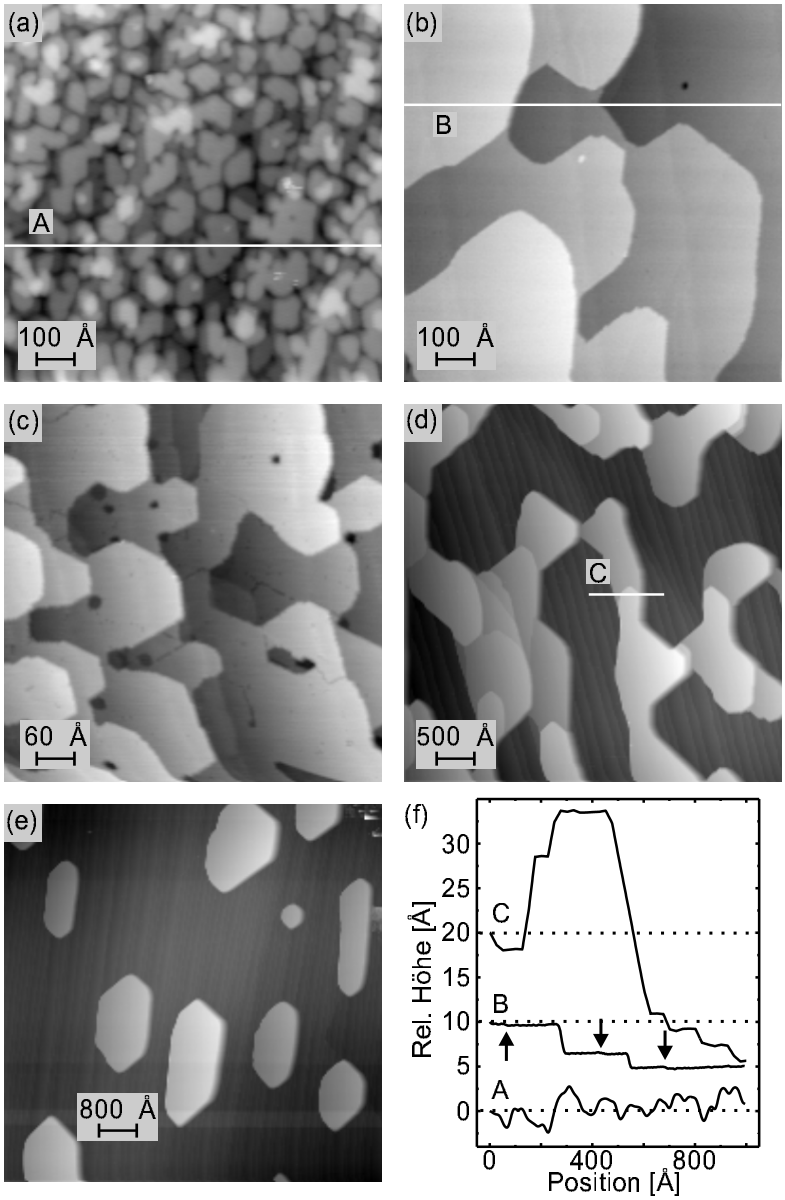

Abbildung 4.3: 4 ML Co/W(110) bei unterschiedlichen Temperaturen getempert: (a) gewachsen bei 300 K, (b) 500 K, (c) 540 K, (d) 580 K und (e) 700 K. (f) Höhenlinienprofile entlang der in den Bildern markierten Linien. Die Pfeile markieren die Position der Substratstufen, die in (b) zu identifizieren sind.

man eine mit der Schichtdicke erhöhte Aktivierungsenergie für das Aufreissen dieser Filme. Ein derartiges Verhalten zeigen nicht nur die hier diskutierten Kobaltfilme. Eine lagenabhängige Temperatur, bei der Filme aufbrechen, wurde bereits für viele Dünnschichtsysteme gefunden. Das anfängliche Glätten des 4 ML dicken Films bei 500 K kann durch eine Reduzierung der Freien Oberflächenenergie erklärt werden, die durch eine Minimierung der Oberfläche erreicht wird.

4.1.2 Magnetismus getemperter Co/W(110) Filme

Die Ergebnisse von ac-Suzeptibilitätsmessungen mit ac-MOKE sind im Einklang mit den RTM Daten (vergl. Abb. 4.1). Breite und Höhe der χ_{ac}-Kurve sind mit den magnetischen und morphologischen Eigenschaften verknüpft. So kann eine Verbreiterung der Kurve entweder mit einem erhöhten lateralen Entmagnetisierungsfaktor aufgrund von morphologischen Inhomogenitäten (beispielsweise Inseln, wie mit dem RTM beobachtet) oder mit magnetischen Inhomogenitäten (beispielsweise lokal unterschiedliche Werte von T_C) gedeutet werden. Das extrem schmale Maximum bei T_{Temper}=430 K (und darunter) deutet auf einen glatten wohlgeordneten Film hin, wie ihn das RTM-Bild zeigt.

Die Änderungen in der Morphologie getemperter Co-Filme von 4 ML Dicke sind offensichtlich die Ursache für die erhöhte Curie-Temperatur und als *finite-size*-Effekt bekannt, ein Effekt aufgrund einer endlichen räumlichen Ausdehnung der Probe [Ber 84]. Mit einer lokal erhöhten Schichtdicke vergrößert sich die Anzahl der Nachbarn und T_C nimmt zu. In einer Molekularfeldnäherung verhält sich die Differenz zwischen T_C des Films und T_C der Volumenprobe invers zur Schichtdicke d [Jen 94]:

$$\frac{T_C - T_C(d)}{T_C} \propto d^{-1}. \tag{4.1}$$

Dies erklärt die Zunahme von T_C bei Filmen mit $d > 3$ ML. Wie die RTM-Bilder verdeutlichen, kommt es lokal grob zu einer Verdopplung der Schichtdicke (vergl. Abb. 4.3 (c)). Prinzipell sollte das *finite-size*-Verhalten auch bei getemperten Filmen mit d<3 ML zu beobachten sein, da sich auch bei diesen Filmen lokal die Schichtdicke in etwa verdoppelt (vergl. Abb. 4.2 (b)). Bei disen Filmen beobachtet man jedoch eine Abnahme von T_C (vergl. Abb. 4.1).

Eine Abnahme von T_C läßt sich durch einen lateralen *finite-size*-Effekt erklären [Elm 94]. Die Inseln des bei 500 K getemperten Films haben eine Breite von etwa 100 Å. Elmers et al. haben an dünnen Eisenfilmen gefunden, dass ein 100 Å Streifen 1 ML Fe/W(110) ein um 10% reduziertes T_C gegenüber der geschlossenen Lage besitzt. Die hier beobachtete Abnahme um etwa 20% scheint aber noch eine zusätzliche Ursache zu haben. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, dass sich die gemessenen χ_{ac}-Kurven auch durch eine Reorientierung der Magnetisierung erklären lassen. So wurden Komponenten mit senkrechter Magnetisierung in Domänenbildern von 4-8 ML dicken Co/W(110) Filmen gefunden [Dud 96]. Da aber eine schichtdickenabhängige Reorientierung nicht nachgewiesen werden konnte, wird im Folgenden die Abnahme von T_C als Ursache der Morphologie erklärt.

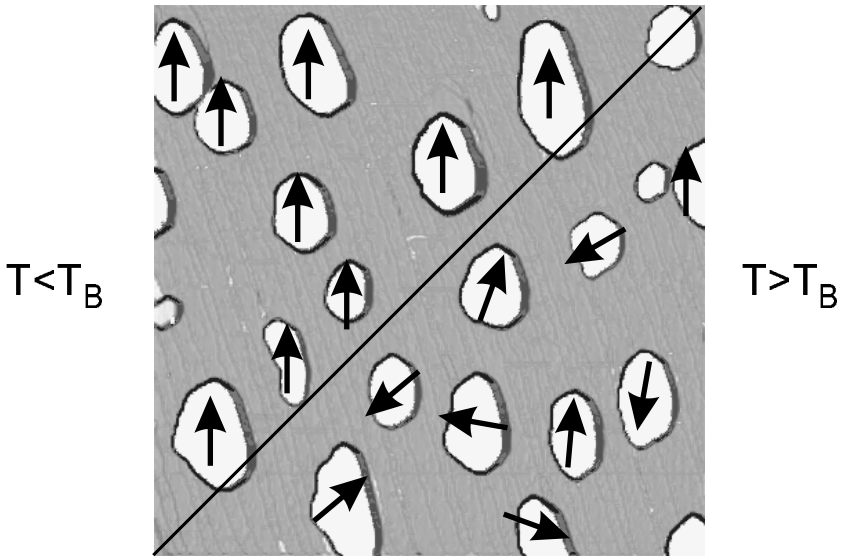

Abbildung 4.4: Modell eines superparamagnetischen Films. Die einzelnen Inseln sind ferromagnetisch geordnet. Im linken Fall misst man eine Nettomagnetisierung für eine Temperatur unterhalb der durch die Messdauer und die magnetische Anisotropie bestimmten *Blocking*-Temperatur. Im anderen Fall ist die Temperatur der Probe oberhalb der *Blocking*-Temperatur. Die magnetische Ausrichtung der Inseln fluktuiert so stark, dass keine Nettomagnetisierung gemessen wird (rechts).

Im Unterschied zum Netzwerk des 4 ML dicken Films sind die Inseln des 2 ML dicken Films nur über die erste Lage verbunden, die selbst nicht magnetisch ordnet [Fri 95]. Deshalb ist zu erwarten, dass keine magnetische Kopplung zwischen den Inseln vorhanden ist, während die Inseln selbst ferrromagnetisch geordnet sind. Ihre magnetische Ausrichtung kann aber aufgrund thermischer Anregung so stark fluktuieren, dass - gemittelt über die Dauer des Messvorgangs und integriert über den Ort - eine Nettomagnetisierung des Systems nicht nachgewiesen werden kann (vergl. Abb. 4.4). Ein solches System bezeichnet man als superparamagnetisch [Fre 30]. Die Zeitkonstante der Fluktuationen wird als Relaxtionszeit τ bezeichnet [Nee 49]. Sie ist temperaturabhängig und in einem einfachen Modell gegeben durch

$$\tau = \tau_0 \cdot exp(KV/k_BT) \tag{4.2}$$

[Bea 59], wobei $\tau_0 \cong 10^{-10}$s eine materialabhängige Konstante ist, K die effektive Anisotropiekonstante, V das durschnittliche Volumen der Inseln, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur bezeichnen. Entspricht die Messzeit ungefähr der Relaxationszeit τ, kommt es zu einem scheinbaren Phasenübergang von einem paramagnetischen zu einem ferromagnetischen Verhalten, der durch eine Singularität in der Suzeptibilität χ charakterisiert ist. Die Maxima der gemessenen χ-Kurven markieren deshalb die von der Relaxationszeit abhängige Übergangstemperatur eines superparamagnetischen Systems, der sogenannten *Blocking*-Temperatur. Die *Blocking*-Temperatur ist abhängig von der

$T_{Tempern}$ (K)	500	550
Inseldicke (ML)	3	4-10
$K_{\|\|}$ (μeV/Atom) [Fri 95]	17,5	2,1
$T_{Blocking}$ (K)	300	260
V_{RTM} (nm^3)	180±60	1800±380
$V_{berechnet}$ (nm^3)	250±80	2100±630

Tabelle 4.2: Die gemessenen Eigenschaften eines 2 ML dicken Films nach dem Tempern bei 500 K bzw. 550 K. Die mit Gl. 4.2 berechneten Volumina sind zum Vergleich ebenfalls aufgeführt.

Messmethode und kann nicht länger als die Curie-Temperatur des Systems angesehen werden.

Mit Hilfe von Gl. 4.2 kann die obige Erklärung des magnetischen Verhaltens quantitativ überprüft werden. In der Tabelle4.2 werden die experimentell bestimmten Eigenschaften von zwei Filmen, die bei unterschiedlicher Temperatur getempert wurden, gegenübergestellt. Die gemessenen Anisotropiekonstanten wurden aus der Arbeit von Frizsche et al. entnommen, die allerdings an nicht getemperten Filmen gewonnen wurden [Fri 95]. Sie messen die parallel zur Oberfläche gerichtete magneto-kristalline Anisotropie, die sie mit K=17,5 μeV/Atom für Filme unterhalb von 10 ML bzw. mit K=2,1 μeV/Atom für Filme mit d > 10 ML angeben. Die Abnahme der Anisotropieenergie erklären sie mit dem Abbau von Verspannungen bei dickeren Filmen. Wie oben diskutiert, fördert das Tempern der Filme die Relaxation. Die Kristallite besitzen eine wohlgeordnete hexagonale Struktur, wie sie auch bei 10 ML dicken Filmen nachgewiesen wurde. Es darf angenommen werden, dass sie aufgrund dieser Tatsache eine ähnliche Anisotropieenergie besitzen. Bei dem bei 500 K getemperten Film ist der Spannungsabbau noch nicht soweit fortgeschritten, weshalb aufgrund der starken uniaxialen Verspannung dieser Film eine erhöhte Anisotropieenergie besitzt. Mit den gemessenen Werten und einer Messzeit von $t = \tau \cong 10$ ms können die mittleren Volumina der Inseln von einem Film bestimmt werden, der die *Blocking*-Temperatur T_B besitzt. Die berechneten Volumina stimmen gut mit denen aus den RTM-Bildern bestimmten überein. Sowohl RTM-Daten als auch die berechneten Werte zeigen einen Anstieg des Volumens um eine Grössenordnung bei den bei 550 K gegenüber dem bei 500 K getemperten Filmen. Allerdings besitzen alle experimentellen Werte einen großen Fehler, was insgesamt zu einem Fehler in den berechneten Größen von ca. 30% führt. Trotzdem erklärt die Annahme eines superparamagnetischen Verhaltens gemessene und berechnete Daten ebenso wie die weiter oben qualitativ diskutierte Übereinstimmung zwischen Suszeptibilitätskurven und den dazu korrespondierenden RTM-Bildern.

Die obige Diskussion zeigt eine neue Möglichkeit auf, magnetische Daten mit Hilfe der Ergebnisse von RTM zu interpretieren. Aus den χ_{ac}-Daten vergleichbarer Systeme können die mit dem RTM ausgemessenen Inselgrößen zur groben Berechnung von Anisotropieenergien verwendet werden. Vom technologischen Standpunkt aus ist die Untersuchung

von superparamagnetischen Systemen ebenfalls sehr interessant. Die Partikelgrösse setzt beispielsweise eine natürliche obere Schranke für die mögliche Speicherdichte moderner Datenträger [Jor 96].

4.2 Wachstum von Lanthanidmetallen auf W(110)

Wachstumsstudien von Gd/W(110), als das am besten untersuchte Lanthanidmetall, wurden von verschiedenen Gruppen u.a. mit LEED, AES und RTM durchgeführt. Eine frühe Arbeit von Kolaczkiewiecz etal., in der das Wachstum im Submonolagenbereich untersucht wurde , beschreibt den Übergang von einer offenen (n×2) Überstruktur zu einer hexagonalen Überstruktur bei einer Schichtdicke von 0,6 ML [Kol 86].[4] Erst nach Abschluss der ersten Lage, die gegenüber Gd(0001) um 4,4% gestaucht ist [Wel 86], beginnt die Nukleation von Inseln der zweiten Lage. Bei einer Wachstumsrate von 0,15 ML/min wachsen die Filme nahezu Lage-für-Lage mit einer sukzessiven Erhöhung der Oberflächenrauhigkeit auf, wenn sie bei Zimmertemperatur aufgebracht werden [Tob 96a]. Gleichzeitig mit der wachsenden Bedeckung wird die Fehlanpassung zwischen W und Gd abgebaut. Ähnlich dem System Co/W(110) verändert sich die Morphologie des Films beim Tempern. In Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Temperatur erfolgt der Übergang von einem geschlossenen zu einem aufgebrochenen Film, dem sich die Bildung von Inseln anschließt. Bei einer Schichtdicke von 11 ML beispielsweise führt das Tempern bei 530 K zu einer vollständigen Glättung der Oberfläche mit atomaren Stufen, während Tempern bei 710 K die Ausbildung von Inseln nach sich zieht, die durchschnittlich 22 ML hoch sind und eine Fläche von etwa 500 nm^2 bedecken [Asp 94, Tob 96b]. Auch während des Temperns bei T<1200 K bleibt die erste Monolage, die in einer (14×7)-Überstruktur geordnet ist, vollständig geschlossen. Erst bei etwa 1800 K ist Gd vollständig von der W(110)-Oberfläche desorbiert [Kol 86].

Wie bei Co/W(110) können für das beobachtete Wachstumverhalten die sehr viel kleinere Freie Oberflächenenergie von Gd ($\sigma_{Gd} = 0,87$ J/m^2 vs. $\sigma_W = 2,9$ J/m^2) und die Fehlanpassung zum Substrat verantwortlich gemacht werden. Der Unterschied in der Freien Oberflächenenergie führt zu dem Bestreben, die unbedeckte Substratoberfläche zu minimieren. Die fortschreitende Bedeckung, beginnend mit einer sehr offenen (10×2)-Überstruktur über immer dichter gepackte (n×2)-Strukturen zu einem hexagonalen Gitter, verdeutlicht dies. Die Strukturen im Submonolagenbereich sind thermisch sehr stabil. 0,5 ML dicke Filme, die bei 720 K getempert werden, bedecken das Substrat vollständig und es wurde in einer RTM-Studie kein Hinweis darauf gefunden, dass sich bei dieser Temperatur Gd-Atome über die Terrassen zur Stufe hin orientieren [Pas 97], wie es beispielsweise beim System Fe/W(110) beobachtet wird [Elm 95]. Erst durch Tempern bei sehr viel höheren Temperaturen gelingt es, Gd an den Stufenkanten zu stabilisieren, was im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

[4] Die Überstrukturen im Submonolagenbereich sind ein guter Indikator für eine saubere Filmpräparation, da eine leichte Kontaminierung des Films mit Sauerstoff deren Ausbildung unterdrückt [Kol 86].

Daran anschliessend wird auf das Wachstum von Ho und Lu auf W(110) eingegangen, welches sich allerdings kaum von Gd/W(110) unterscheidet.

4.2.1 Gd-Drähte auf W(110)

In diesem Experiment wurden 0,3 ML Gd aus einem Mo-Tiegel mit einer Dampfrate von etwa 0,5 ML/min auf den gereinigten Wolframkristall bei Zimmertemperatur gedampft. In Übereinstimmung mit Tober et al. sieht man im RTM-Bild kleine Gd-Inseln, die sich zufällig über die Terrassen verteilen [Tob 96a]. Das LEED zeigt keine Überstruktur. Dies ist im Widerspruch zu Kolaczkiewiecz et.al., die von scharfen LEED-Punkten einer (10×2)-Struktur ab einer Bedeckung von d=0,24 ML berichten [Kol 86]. Ein Grund hierfür mag die in dieser Arbeit erhöhte Dampfrate sein, die ein Ordnen des Adsorbats durch vorherige Keimbildung verhindert. Es ist aber auch nicht auszuschließen, dass durch die Anwesenheit von Wolframoxiden auf der Oberfläche eine Diffusion der Atome behindert wird. Im LEED-Bild des frisch präparierten Kristalls ist eine derartige Verunreinigung jedoch nicht zu erkennen.

Tempern bei 1100 K

Nach dem Aufdampfen werden die Filme kurz auf 1100 K erhitzt. Der Kammerdruck ist bei diesem Vorgang $p \leq 3\times10^{-10}$ mbar. Abb. 4.5 zeigt repräsentative Bilder des so präparierten Films. Entlang der W(110)-Stufen erkennt man Gd in der Form von Drähten und kleinen 2D-Inseln. Resonantes Tunneln bei einer an die Spitze angelegten Spannung von U=-3 V führt zu einer starken Überhöhung von Gd gegenüber W [Jun 95]. Ein hierzu inverser Kontrast ergibt sich bei einer Tunnelspannung von U=+1 V (vergl. Abb. 4.5 (d-f)). Die Drähte sind eine Monolage hoch und sitzen auf der tieferen Terrasse an der Stufe angelagert. Sie besitzen eine durchschnittliche Breite von etwa 50 Å mit lokalen Änderungen von bis zu ±30 Å. Aufgrund der starken Änderungen in der Breite und dem vereinzelten Ausbilden von Inseln lässt sich das Wachstum als eindimensionales Stranski-Krastanov-Wachstum beschreiben. Dieser Wachstumsmodus ermöglicht einen Abbau von Verspannungen zwischen Substrat und Adsorbat, die von den unterschiedlichen Gitterkonstanten herrühren. Während auf den Drähten keine atomare Auflösung erzielt werden konnte, erkennt man auf den Inseln eine (14×7)-Überstruktur, die auch das LEED-Bild des Films dominiert (vergl. Abb.4.5 (c)). Die Inseln können aufgrund ihrer Form als zweidimensionale Kristallite angesehen werden, deren Ausdehnung auf eine Terrasse beschränkt ist. Die Ränder der Kristallite laufen entlang definierter Richtungen, beispielsweise der W[001]-Richtung, und diese ausgezeichneten Richtungen entsprechen den dichtgepackten Reihen der hexagonalen (14×7)-Überstruktur [Tob 96b].

Die Grenzfläche von Gd und W ist in Abb. 4.5 (b) gezeigt. Auf der linken Seite erkennt man die hexagonale Struktur von Gd, während auf der rechten Seite W nicht atomar aufgelöst werden konnte. Die Grenzfläche zeichnet sich nicht durch einen geraden Verlauf aus, sondern sie ist vielmehr sehr rauh, was auf einen Austausch von Gd und W an der

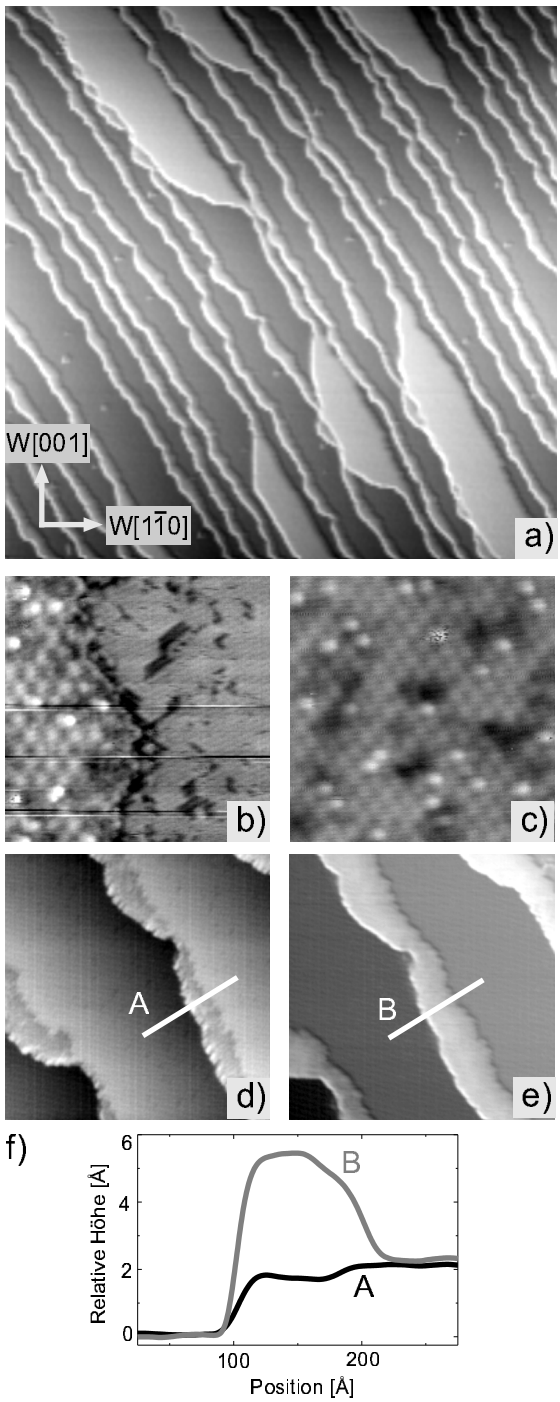

Abbildung 4.5: RTM-Bilder von 0,3 ML Gd/W(110) nach dem Tempern bei 1100 K. (a) 4000Å×4000Å Bild, aufgenommen bei U=-3 V Spitzenspannung. (b, c) 200Å×200Å Bilder, aufgenommen bei U=0,3 V, zeigen die Grenzfläche zwischen einer Gd-Insel und einer W-Terrassen (b) bzw. die (14×7)-Überstruktur einer Gd Insel (c). (d, e) 600Å×600Å Bilder, aufgenommen bei U=-3 V bzw. U=+1 V zeigen eine Erhöhung und eine Erniedrigung des Gd-Streifens gegenüber dem W-Substrat. (f) Höhenprofil entlang der in (d) und (e) angedeuteten Linien.

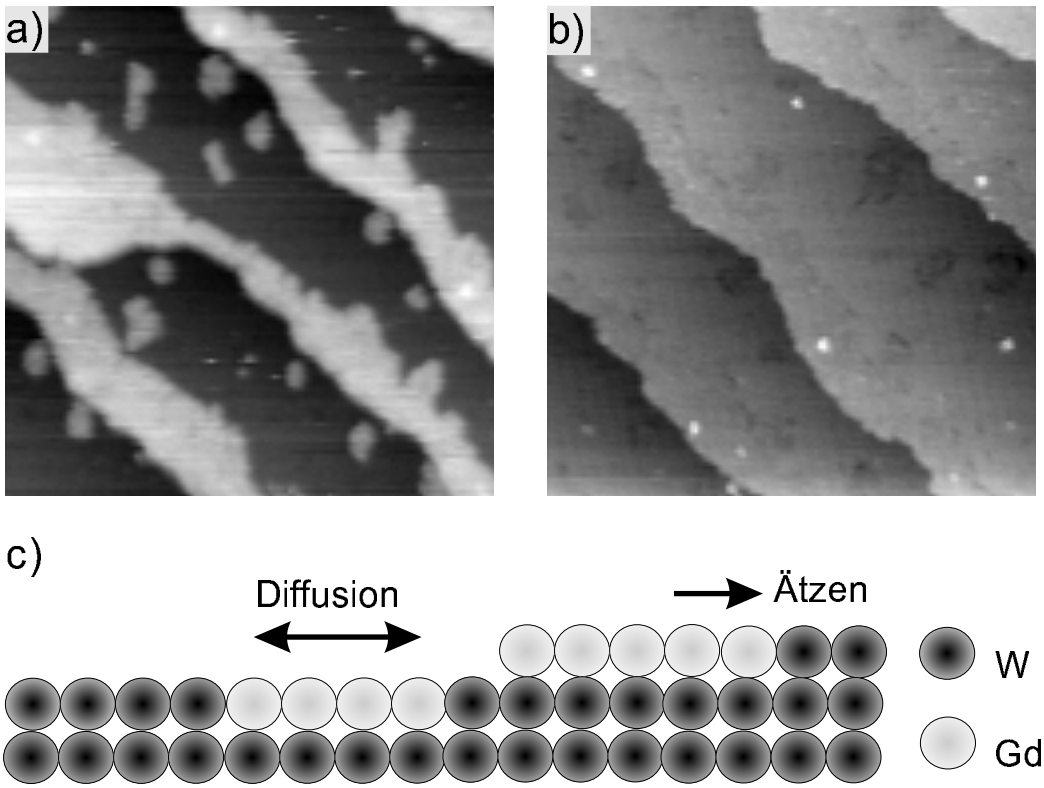

Abbildung 4.6: 600Å×600Å RTM-Bilder von 0,3 ML Gd/W(110) nach dem Tempern bei 1200 K. Gd-Inseln sind in die erste Lage W diffundiert, wie die Bilder bei positiven bzw. negativen Kontrast verdeutlichen (U_{Spitze}=-3 V (a) bzw. U_{Spitze}=+1 V (b)). Der Diffusionsprozess beginnt an der Stufe, wo Gd sich in die erste Lage ätzt, anschliessend den Kontakt zum Rest verliert und über die Terrassen hinweg zu diffundieren beginnt (c).

Grenzfläche schließen lässt. Ob die treibende Kraft für diesen Austausch eine höhere Koordinationszahl für die Gd-Atome ist oder das Ausfransen hilft, Spannungen an der Grenzfläche abzubauen, kann nicht beantwortet werden. Auffallend sind die kleinen Löcher auf der Wolframseite, deren Auftreten ebenfalls nicht verstanden ist. Es ist jedoch möglich, dass es sich hierbei um oxidische Verunreinigungen handelt. Diese können jedoch nur während der Präparation des Films auf die Oberfläche gelangt sein.

Tempern bei 1200 K

Abb. 4.6 zeigt einen bei 1200 K getemperten 0,3 ML dicken Film. Wiederum ermöglicht resonantes Tunneln den elementspezifischen Kontrast in den Bildern. Zusätzlich zu den Drähten erkennt man nun auf der Terrasse kleine Gd-Inseln (vergl. Abb. 4.6 (a)). Diese Inseln sitzen jedoch nicht auf der Terrasse, vielmehr sind sie in die W-Terrassen eingebettet, wie es sich leicht durch Tunneln bei anderen Spannungen bestätigen lässt. Die Einbindung von Gd in W ist ein erstaunlicher Effekt, da beide Metalle als nicht

mischbar bekannt sind. Es handelt sich also um einen reinen Oberflächeneffekt.

Von metallischen Legierungen, die auf die Oberfläche beschränkt sind, ist in zwei unabhängigen Arbeiten erstmals 1993 berichtet worden. Am einfachsten lässt sich die Legierung im Rahmen einer Energiebilanz beschreiben, wie sie von Röder et al. für das System Ag/Pt(111) vorgeschlagen wurde [Röd 93]. In diesem Modell vergleicht man die Freien Oberflächenenergien von Substrat σ_S, Adsorbat σ_A und der Zwischenschicht σ_{AS}. Üblicherweise nimmt man $\sigma_{AS} \geq 0$ an, wobei der genaue Wert nicht bestimmt werden kann. Das Adsorbat segregiert dann entweder Lage-für-Lage oder in Inseln. Im Falle $\sigma_{AS} < 0$ jedoch ist das System bestrebt, die Oberfläche der Zwischenschicht zu vergrößern und es kann zu einer Mischung der Komponenten kommen. Dieser Ansatz erklärt allerdings nicht, weshalb der Effekt allein auf die Oberfläche beschränkt ist[5]. Nielsen et al. finden für das System Au/Ni(110) einen Austausch einzelner Au-Atome mit den Substratatomen der ersten Ni-Monolage [Nie 93]. Wie sie in ihrer Arbeit theoretisch zeigen, wird durch diesen Prozess die Koordinationszahl in der ersten Lage erhöht, was die offenen Bindungen, die durch das Fehlen der nächsten Lage entstanden sind, absättigt. Dieses Szenario kann jedoch nicht die Einbettung von Gd-Inseln in W(110) erklären.

Die Gd-Inseln sind willkürlich über die Oberfläche verteilt, was auf eine freie Diffusion in der ersten Lage hindeutet. Ihre Ausdehnung ist sehr unterschiedlich und sie kann bis zu 500 $Å^2$ betragen. Damit sind die Inseln sehr viel größer als im Fall von Ag/Pt(111), die immer aus 7-12 Atomen bestehen. Aufgrund der unterschiedlichen Größen der Inseln und ihrer zufälligen Verteilung über die Oberfläche kann man nicht von einer Mischung von Gd und W in der ersten Lage sprechen, da eine Mischung gerade durch eine regelmäßige Verteilung der beiden Komponenten oder, anders ausgedrückt, durch eine minimale Mischungsenthalpie ΔG, charakterisiert ist. Aus dem selben Grund kann $\sigma_{AS} < 0$ ausgeschlossen werden. Die Größe der Inseln deutet vielmehr auf $\sigma_{AS} \geq 0$ hin, da die Fläche der Zwischenschicht durch die Größe der Inseln minimiert wird. Während $\sigma_{AS} \geq 0$ einer Legierung entgegenwirkt, existiert ein Mechanismus, der die Einbettung von Gd in die erste W-Lage stabilisiert. Mit einem einfachen Modell, welches allein die Fehlanpassung aufgrund unterschiedlicher Bindungslängen berücksichtigt, zeigt Tersoff, dass die Mischung von zwei Elementen an der Oberfläche energetisch günstiger als im Volumen sein kann, wo die Fehlanpassung gerade eine Mischung verhindert [Ter 95]. Dies würde erklären, warum die Einbettung von Gd in W auf die erste Lage beschränkt ist. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation zeigt Tersoff zusätzlich, dass eine positive Freie Energie der Zwischenschicht ($\sigma_{AS} \geq 0$) eine Durchmischung der beiden Elemente modifiziert. Während $\sigma_{AS} = 0$ eine vollständige Auflösung von Element A in der ersten Lage von B bewirkt, vergrößert eine zunehmende σ_{AS} die Tendenz, dass A sich in Inseln organisiert. Auch dieses Ergebnis lässt sich gut auf das hier studierte System übertragen.

Offen bleibt die Frage nach der Dynamik des oben beschriebenen Verhaltens. Die effektivste Weise die Fläche der Zwischenschicht zu minimieren ist natürlich das Wachstum von mehrlagigen Gd-Inseln, was durch die große Freie Oberflächenenergie von W

[5]Die Autoren bemerken hierzu, dass die Diffusionsbarriere für Ag in die unteren Lagen von Pt(111) sehr viel höher ist als für die Diffusion in die Oberflächenlage, zumindest höher als die Desorptionsschwelle.

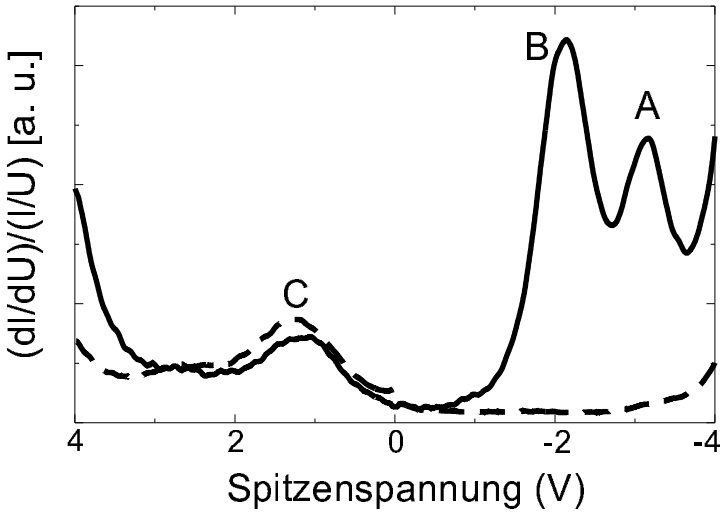

Abbildung 4.7: Repräsentative RTS-Spektren, aufgenommen bei Zimmertemperatur auf einer Gd-Insel mit einer (14×7)-Überstruktur (volle Linie) und auf einer unbedeckten WolframTerrassen (gestrichelte Linie). Die Maxima A, B und C sind im Text diskutiert.

verhindert wird. Stattdessen findet eine Diffusion der Gd-Atome in die erste Lage statt. Im Gegensatz zu Au/Ni(110) erfolgt kein Austausch von Atomen auf der Terrasse, was aufgrund der großen Kohäsionsenergie von W nicht möglich ist. Vergleichbar mit Ag/Pt(111) zeigen die RTM-Bilder vielmehr, dass sich kleine Gd-Inseln, thermisch aktiviert, in die W(110)-Terrassen ätzen, wie es Abb. 4.6 (c) schematisch verdeutlicht. Eine erhöhte Rauhigkeit der Substratstufen wurde bereits bei den bei 1100 K getemperten Filmen diskutiert. In den RTM-Bildern der bei 1200 K getemperten Filme kann man zusätzlich an mehreren Stellen erkennen, wie sich eine Insel von den Drähten in Richtung der sich anschließenden W-Terrasse löst, ähnlich einem Tropfen Wasser, der sich von einer Stange löst. Im Gegensatz hierzu findet man keine Gd-Insel, die sich unter einen Gd-Streifen schiebt. Für eine genauere Beschreibung des Austauschs an der Stufe fehlen derzeit noch Modelle und experimentelle Daten. Aufgrund der hohen Temperaturen, bei denen sich die Aufrauhung der Stufe vollzieht, ist das System Gd/W(110) für weitere Untersuchungen allerdings sehr ungeeignet. Systeme wie Ag/Pt(111), die schon bei niedrigeren Temperaturen ähnliche Effekte zeigen, sind viel leichter zugänglich, beispielsweise für eine RTM-Studie bei variabler Temperatur.

Elektronische Struktur

Abschließend soll nochmal auf den beobachteten elementspezifischen Kontrast in den Bildern anhand des RTS-Spektrums in Abb. 4.7 eingegangen werden. In Kap. 2.3 wurde darauf hingewiesen, dass sich durch das Tunneln in Bildkraftzustände sehr gut Strukturen wie beispielsweise Drähte elementspezifisch unterscheiden lassen. Voraussetzung hierfür ist ein ausreichender Unterschied in den Austrittsarbeiten von Adsorbat und Substrat. Für Gd(0001) mit einer Austrittsarbeit von Φ=3,3 eV wurde der erste Bild-

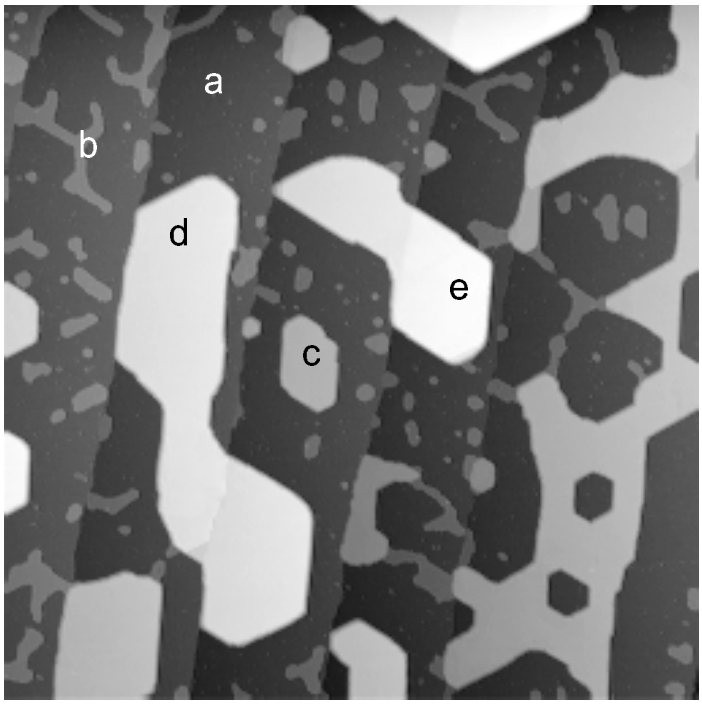

Abbildung 4.8: Stranski-Krastanov-Wachstum von 3 ML Gd/W(110). Moderates Tempern läßt den Film in Inseln unterschiedlicher Höhe und Größe aufbrechen. Die Kanten der Kristallite deuten das hexagonale Gitter von Gd an. In dem 1500Å×1500Å großen Auschnitt erkennt man die geschlossene 1. Lage (a) und 2 ML (b), 3 ML (c), 4 ML (d) und 5 ML (e) hohe Inseln.

kraftzustand mit Inverser Photoemmision (IPE) bei einer Bindungsenergie von 3,15 eV oberhalb der Fermienergie gefunden [Fed 94]. Der erste Oberflächenzustand von Wolfram hingegen liegt bei 4,5 eV [Jun 95] und diese Differenz lässt sich leicht mit dem RTM auflösen.

Da die Spektren über einen großen Spannungsbereich aufgenommen wurden, ist die Spitze um 1 Å/V während der Aufnahme des Spektrums zurückgezogen worden. Dargestellt ist die normierte Leitfähigkeit gegenüber der Spitzenspannung. In dem RTS-Spektrum, das auf einer Gd-Insel aufgenommen wurde, erkennt man drei Maxima, A bei -3,2 V, B bei - 2,2 V und C bei +1,3 V Spitzenspannung. A und B korrespondieren mit den unbesetzten Zuständen der (14×7) Gd-Überstruktur. Da C auch auf der reinen W-Terrasse gemessen wird, ist dies weniger ein Zustand der Probe als vielmehr ein unbesetzter Spitzenzustand.

Das Maximum A ist der erste Bildkraftzustand der Gd-Struktur. Die Energieposition stimmt gut mit den IPE-Daten überein. Die geringe Differenz resultiert entweder aus der leicht gedehnten atomaren Struktur oder kann aufgrund einer Störung durch das elektrische Feld zwischen Spitze und Probe auftreten. Resonantes Tunneln in diesen Zustand führt zu der Erhöhung von Gd gegenüber W. Das Maximum B kann aufgrund der hohen Intensität ebenfalls als ein Oberflächenzustand bezeichnet werden. Allerdings

ist seine Intensität stark durch die Normierung log I/log U hervorgehoben. Der Kontrast zwischen Gd und W in den RTM-Bildern bei einer Spitzenspannung von -2,2 V ist etwa um 1 Å kleiner als bei -3 V. Bei gleichem Abstand entspricht dies einem Unterschied im Tunnelstrom von einer Größenordnung. Die Normierung des Spektrums dient deshalb in diesem Fall dazu, Maxima in der Zustandsdichte hervorzuheben und nicht, um die Verhältnisse der Intensitäten darzustellen.

Da man für den ersten Bildkraftzustand die höchste Tunnelwahrscheinlichkeit erwartet, ist B eher als kristallinduzierter Oberflächenzustand zu identifizieren. Es sind allerdings keine theoretischen oder experimentellen Arbeiten zur Bandstruktur von 1 ML Gd/W(110) veröffentlicht, die dies bestätigen könnten. In einer Bandstrukturberechnung für Gd(0001) werden zwar Oberflächenzustände bei 1,2 eV und 2 eV oberhalb der Fermienergie vorhergesagt [Wu 91]. Diese Ergebnisse können jedoch nicht zur Interpretation der untersuchten (14×7)-Überstruktur herangezogen werden.

Magnetische Eigenschaften

Die magnetischen Eigenschaften der Drähte wurden von Starke et al. mit Hilfe von Magnetischen-Zirkular-Dichroismus in der Photoemmision (MCD-PE) untersucht. Mit dieser Methode wird die magnetische Polarisation der $4f$-Elektronen bestimmt, die proportional zur Magnetisierung der Probe ist. Die Gd-Drähte wurden hierzu in der gleichen Weise präpariert, wie oben beschrieben. Die untersuchten Proben zeigen jedoch keine langreichweitige ferromagnetische Ordnung bei Temperaturen von $T \geq 20K$. Dieses Ergebnis kann zwei unterschiedliche Ursachen haben. Entweder wurde bei Temperaturen oberhalb von T_C der Drähte gemessen oder die atomare Struktur lässt keine ferromagnetische Ordnung zu. Da bei Gd die magnetische Kopplung zwischen den einzelnen $4f$-Momenten auf der stark vom interatomaren Abstand abhängigen RKKY-Wechselwirkung[6] beruht, ist letzteres wahrscheinlicher. Diese Vermutung bestätigen Untersuchungen von Submonolagen von 0,5 ML Gd/Y(0001)/W(110), die einen deutlich messbaren Dichroismus der $4f$-Elektronen zeigen [Sta 97]. Bei diesem System erwartet man eine zu Gd(0001) sehr ähnliche atomare Ordnung, da Y und Gd im Volumen eine nahezu gleiche Struktur besitzen[7].

Es lässt sich zusammenfassend feststellen, dass sich durch die Manipulation der Wachstumsbedingungen eindimensionale Gd-Strukturen auf W(110) stabilisieren lassen. Die Frage jedoch, ob Gd-Drähte auf W(110) magnetisch ordnen oder warum das System eventuell nicht ordnet, ist noch nicht abschließend beantwortet.

[6] Benannt nach Rudermann, Kittel, Kasuya und Yosida [Rud 54].

[7] Eine RTM-Arbeit zu Submonolagen von Gd/Y(0001) und deren magnetischen Eigenschaften findet sich in [Gaj 98].

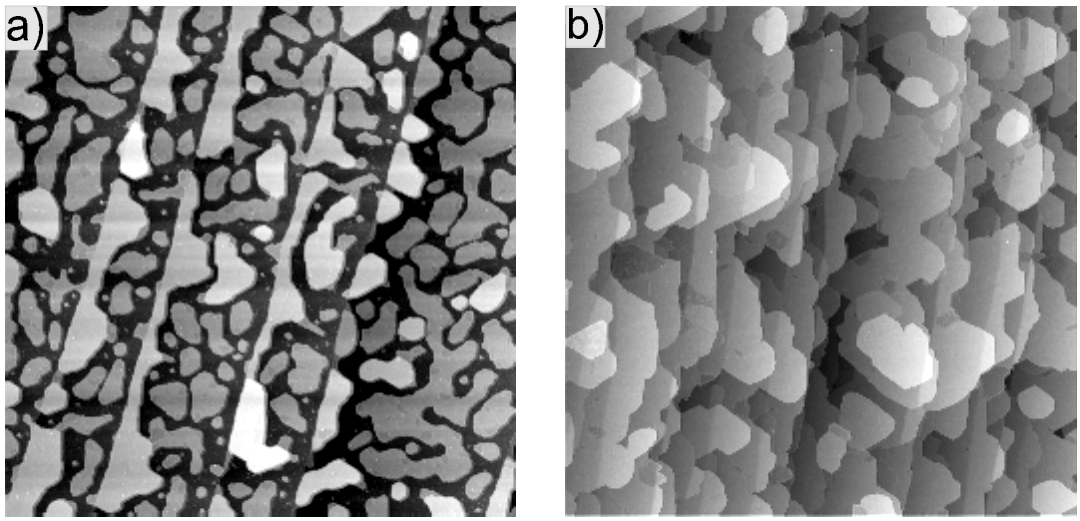

Abbildung 4.9: Wachstum von Ho(0001)/W(110). (a) 1500Å×1500Å RTM-Bild mit zwei und drei Monolagen hohen Inseln auf der geschlossenen ersten Lage Ho nach dem Tempern bei T<700 K. (b) 3000Å×3000Å RTM-Bild von 14 ML Ho/W(110) nach dem Tempern bei gleichen Einstellungen wie (a). Die Oberfläche weist viele monoatomare Stufen auf, sie ist aber über den gesamten Bereich geschlossen. Die Substratstufen sind nach wie vor sichtbar, was auf die große Fehlanpassung von etwa 20% zurückzuführen ist, die sich offensichtlich nicht über die Dicke abbaut.

4.2.2 Morphologie getemperter Lanthanidmetall-Filme

In diesem Abschnitt wird die Morphologie von getemperten Lanthanidmetall-Filmen beschrieben, an denen mit Hilfe von RTS die elektronische Struktur untersucht wurde, die in Kap. 5 diskutiert wird. Ein Ziel der Untersuchung der elektronischen Struktur ist, Veränderungen in der Bandstruktur und im Magnetismus in Abhängigkeit von der Schichtdicke zu studieren. Deshalb wurden Proben präpariert, die eine inhomogene Verteilung der Schichtdicke besitzen. Bei Messmethoden, deren laterale Auflösung im Bereich von einigen hundert Nanometern und darüber liegt, wird die Schichtdickenabhängigkeit der Effekte typischerweise an Proben untersucht, deren Schichtdicke über die Probe sukzessiv ansteigt (Keilform). Für eine RTM-Untersuchung bietet sich im Gegensatz dazu die Präparation von Inseln an (vergl. Abb. 4.8). Im Mikroskop-Modus kann in diesem Fall die lokale Schichtdicke bestimmt werden, während mit RTS die lokale elektronische Struktur untersucht wird. Besitzt die Probe darüber hinaus bei verschiedenen Schichtdicken eine unterschiedliche elektronische Struktur, können durch einen Vergleich Spitzeneffekte in den Tunnelspektren bemerkt werden.

Zunächst wird auf das Wachstum von Ho eingegangen. Mit Hilfe der Beugung harter Röntgenstrahlung konnten Wachstumsoszillationen bis zu einer Schichtdicke von 100 ML nachgewiesen werden, was auf ein gutes Lage-für-Lage Wachstum bei Zimmertemperatur schließen läßt [Wes 97]. Anschliessendes Tempern führte zu einer zunehmender Reflektivität. Dies wurde mit einer Glättung des Films interpretiert. Ab einer Temperatur

von 710 K wurde ein Aufbrechen des Films beobachtet.

Eine erst kürzlich durchgeführte RTM-Studie an dünnen Ho-Filmen auf W(110) findet im Schichtdickenbereich zwischen 0,3 ML und 2 ML ein analoges Wachstum zu Gd/W(110) [Göb 00]. Im Submonolagenbereich bilden sich ab 0.3 ML (n×2)-Überstrukturen aus, die oben bereits diskutiert wurden. Ab 1 ML wächst Ho bei Zimmertemperatur im Stranski-Krastanov-Modus in Form von dreieckigen Inseln auf.

Tempern eines 14 ML dicken Films führt zu einem Glätten des Films, wie es Abb. 4.9 verdeutlicht. Die Temperatur beim Tempern ist unterhalb von 700 K und außerhalb des Messbereichs des verwendeten Pyrometers. Ein 2 ML dicker Film, der auf die gleiche Weise getempert wurde, bricht in 2- und 3 ML hohe Inseln auf.

Im Gegensatz zu Gd und Ho läßt sich Lu aufgrund der höheren Kohäsionsenergie erst bei sehr viel größeren Leistungen verdampfen. Zum Aufbrechen des Films muß die Probe bei mindestens 1000K getempert werden. Abb. 4.10 zeigt 5 ML hohe Lu-Inseln. Die Bereiche zwischen den Inseln sind mit der ersten ML Lu/W(110) bedeckt. Die präparierten Filme zeigen stellenweise Kontaminationen. Diese lassen sich bei negativen Probenspannungen durch "Löcher" im Film identifizieren. Zwischen den Löchern erscheint der Film glatt. Im Gegensatz dazu sind die Bereiche ohne Löcher eher rauh. Die Grenzen zwischen den beiden Bereichen verlaufen sehr scharf und scheinen sich entlang von ausgezeichneten Richtungen des hexagonalen Gitters zu orientieren.

Einen Einblick in die Struktur der Oberfläche erlauben die Spektroskopiedaten. Die (0001)-Oberflächen der dreiwertigen Lanthanidmetalle zeichnen sich durch die Existenz eines Oberflächenzustands am Γ-Punkt aus (vergl. Kap. 5). Die Spektren in Abb.4.10(d), die im Bereich ohne Löcher aufgenommen wurden, zeigen im Spektrum einen scharfen Peak bei einer Probenspannung von etwa -1 mV. Dieser Peak ist im unteren Spektrum, das im Bereich mit Löchern aufgenommen wurde, nicht mehr zu sehen. Allerdings erkennt man eine Stufe bei etwa 0 mV und bei positiven Probenspannungen ist das Signal ohne Struktur. Den Peak im oberen Spektrum kann man als den Oberflächenzustand von Lu interpretieren. Die Löcher hingegen können von Sauerstoff stammen, welcher den Oberflächenzustand unterdrückt [Mei 98]. Im Spektrum erkennt man deshalb nur noch eine schwache Schulter. Die Tatsache, dass dissozierte Sauerstoffmoleküle im RTM-Bild als Löcher erscheinen, kann mit der starken Elektronegativität von Sauerstoff erklärt werden, wie bereits für O/W(110) und für O_2 auf Gd/W(110) gezeigt wurde [Joh 93, Get 99]. Die Kontamination des Films durch O_2 erfolgt entweder während des Verdampfens oder des Temperns, da für das Ordnen des Films in scharf getrennte Bereiche vermutlich Energie aufgewendet werden muss. Während des Verdampfens und des Temperns ist der Druck in der Präparationskammer $p \leq 5 \times 10^{-10}$ mbar und damit nicht schlechter als bei Gd und Ho, wo keine Kontaminationen auf der Oberfläche sichtbar sind. Dies läßt vermuten, dass das Lu-Metall im Verdampfertiegel schon einen relativ hohen Sauerstoffanteil besitzt.

Die Rauhigkeit der Bereiche ohne Löcher kann ebenfalls durch ein Adsorbat hervorgerufen werden. Im Allgemeinen unterdrücken jedoch Adsorbate Oberflächenzustände. Es verwundert daher, dass trotz des scharfen Peaks im Spektrum keine flache Oberfläche zu

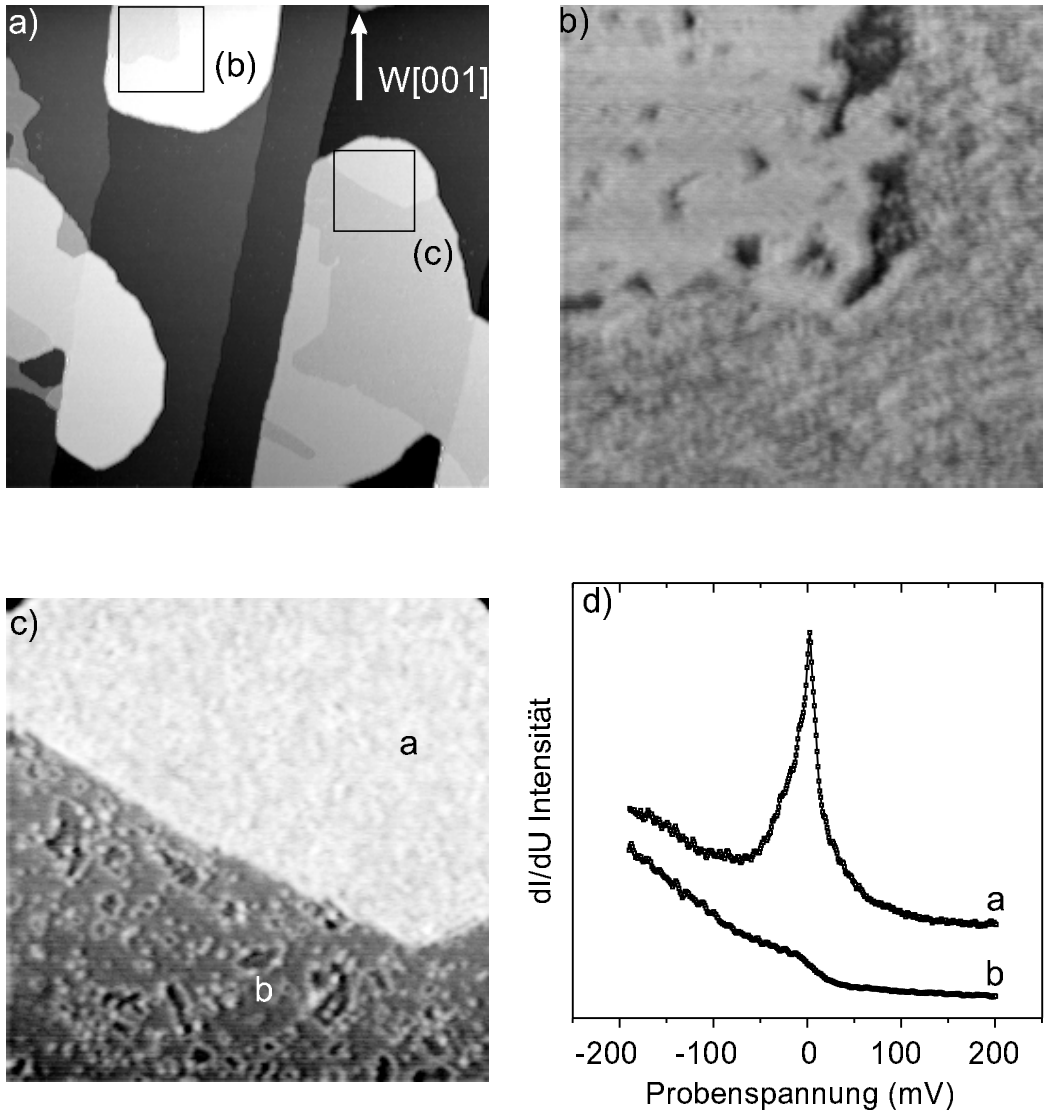

Abbildung 4.10: (a) 1500Å×1500Å von 3 ML Lu/W(110) getempert bei 1000 K. Auf den 5-8 ML hohen Inseln erkennt man zwei unterschiedliche Bereiche. (b) 250Å×250Å Ausschnitt von (a). Bei -1 V Probenspannung erkennt man Bereiche mit Löchern im Film, die auf eine Kontamination mit Sauerstoff hindeuten. (c) 250Å×250Å Ausschnitt von (a). Bei 1 V Probenspannung erscheint der Bereich mit Löchern gegenüber dem rauhen Bereich abgesenkt. (d) Tunnelspektren an den in (c) markierten Positionen.

erkennen ist. Eine gezielte Adsorptionsstudie, die den Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte, könnte zu einem besseren Verständnis der Oberflächenrauhigkeit führen. Für eine solche Untersuchung kommen O_2, CO oder H_2 in Frage, die den höchsten Partialdruck in der Kammer besitzen. Inwieweit die Rauhigkeit die Energielage und die Breite des Peaks beeinflussen, wird im folgenden Kapitel diskutiert.