

Herstellung und Charakterisierung epitaktischer Fe(001)/MgO/Fe – Tunnelmagnetowiderstände



Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
(mathematisch naturwissenschaftlicher Bereich)
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von **Dirk Ullmann**

geb. am 10.01.1972 in Peine

Gutachter:

1. Prof. Dr. J. Kirschner, Halle
2. Prof. Dr. I. Mertig, Halle
3. Prof. Dr. R. Franchy, Jülich

Halle (Saale), 15. Oktober 2002 (Tag der Verteidigung)

urn:nbn:de:gbv:3-000004094

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=nbn%3Ade%3Agbv%3A3-000004094>]

<u>1</u>	<u>EINLEITUNG</u>	<u>4</u>
1.1	ELEKTRISCHER WIDERSTAND IN MAGNETISCHEN LEITERN	4
1.2	MAGNETFELDSSENSOREN UND MODERNE DATENSPEICHERSYSTEME	6
1.2.1	MAGNETOMECHANISCHER SENSOR (KOMPASSNADEL)	6
1.2.2	MODERNE FELDSSENSOREN	6
1.2.3	MAGNETISCHE DIREKTZUGRIFFSSPEICHER (MRAM)	8
1.3	INHALT DIESER DISSERTATION	10
<u>2</u>	<u>THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....</u>	<u>12</u>
2.1	DER QUANTENMECHANISCHE TUNNELEFFEKT	12
2.1.1	DURCHGANG DURCH EINEN KONSTANTEN POTENTIALWALL	12
2.1.2	STROMDICHTEN DURCH EINE ISOLATORSCHICHT (SIMMONS-MODELL).....	14
2.2	DER TUNNELMAGNETOWIDERSTAND	16
2.2.1	DAS MODELL VON JULLIERE	16
2.2.2	DAS MODELL VON BUTLER: TMR IM EPITAKTISCHEN FE/MGO/FE – SYSTEM.	18
<u>3</u>	<u>WACHSTUM VON MGO AUF FE(001)</u>	<u>23</u>
3.1	AUSWAHL UND PRÄPARATION DER SUBSTRATE	24
3.1.1	FE AUF MGO: SAUBER, ABER VERSETZUNGSREICH	24
3.1.2	DER FE – EINKRISTALL	25
3.1.3	FE WHISKER.....	26
3.2	DER HERSTELLUNGSPROZESS.....	26
3.2.1	AUFBAU DER UHV - KAMMER	27
3.2.2	ABSCHÄTZUNG DER ENERGIEDICHTE DES LASERPULSES AUF DEM TARGET	28
3.2.3	BESTIMMUNG DER MGO - AUFDAMPFRATE	29
3.3	CHARAKTERISIERUNG DER MGO - SCHICHT	31
3.3.1	BEUGUNG HOCHENERGETISCHER ELEKTRONEN (RHEED)	31
3.3.2	AUGER - ELEKTRONEN - SPEKTROSKOPIE (AES) VON MGO AUF FE	38
3.3.3	TOPOLOGISCHE UND ELEKTRONISCHE CHARAKTERISIERUNG IM RASTER – TUNNEL – MIKROSKOP	46
3.3.4	STRUKTURELLE CHARAKTERISIERUNG DURCH BEUGUNG NIEDERENERGETISCHER ELEKTRONEN (LEED).....	56
3.4	VERGLEICH MIT THERMISCH HERGESTELLTEN MGO – SCHICHTEN.....	59
3.4.1	WACHSTUMSVERLAUF	59
3.4.2	TOPOGRAPHIE UND STROMBILD	59
3.4.3	SATELLITEN IM LEED – BILD.....	60
3.4.4	ZUSAMMENFASSUNG.....	61
<u>4</u>	<u>HERSTELLUNG UND CHARAKTERISIERUNG VON FE(001)/MGO/FE SCHICHTSYSTEMEN</u>	<u>63</u>
4.1	ELEKTRONENTRANSPORT DURCH DAS FE/MGO/FE(001)-SYSTEM.....	63
4.2	EINBAU EINER FEO - SCHICHT	64

4.3	SCHLUSSFOLGERUNGEN	69
<u>5</u>	<u>MESSUNG DES TUNNELMAGNETOWIDERSTANDES</u>	<u>70</u>
5.1	MIKROMAGNETISCHE EIGENSCHAFTEN DÜNNER MAGNETISCHER SCHICHTEN AUF FE-WHISKERN	70
5.1.1	FUNKTIONSPRINZIP TIEFENEMPFINDLICHER KERRMIKROSKOPIE	70
5.1.2	DOMÄNENSTRUKTUR IN FE-WHISKERN	71
5.1.3	DOMÄNEN IN DÜNNEN FE-SCHICHTEN AUF FE-WHISKERN	73
5.1.4	AUSWIRKUNGEN AUF DEN TMR-EFFEKT	75
5.2	LEITFÄHIGKEITSMESSUNG DURCH GOLDDRAHTKONTAKTE	76
5.2.1	KONTAKTIERUNG DER WHISKER	76
5.2.2	ERGEBNISSE DER TMR-MESSUNGEN	79
5.3	WIDERSTANDSMESSUNG DURCH AFM - KONTAKTE	82
5.3.1	MESSAUFBAU	82
5.3.2	ERGEBNISSE	83
5.3.3	SCHLUSSFOLGERUNGEN	85
<u>6</u>	<u>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....</u>	<u>87</u>

1 Einleitung

Gegenstand dieser Dissertation ist die Herstellung und Charakterisierung epitaktischer Fe / MgO / Fe – Schichtsysteme. Diese sind von besonderem wissenschaftlichen und technologischen Interesse, da theoretische Untersuchungen [1] eine besonders starke Abhängigkeit des elektrischen Tunnelwiderstandes von der relativen Orientierung der Magnetisierungen der Fe-Schichten erwarten lassen. Phänomenologisch ähnelt dieser als Tunnelmagnetowiderstand (TMR) bezeichnete Effekt dem auf anderen physikalischen Ursachen basierenden Riesenmagnetowiderstand (GMR). Sollten sich die Erwartungen an die Amplitude des TMR - Effektes bestätigen, so könnte dieser jedoch u. a. wegen des besseren [2] Signal/Rausch Verhältnisses für einen breiteren Anwendungsbereich geeignet sein.

In diesem Kapitel werden zunächst verschiedene Erscheinungsformen des Magnetowiderstandes, d. h. der Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes einer Probe von ihrer magnetischen Konfiguration, beschrieben und gegeneinander abgegrenzt. Danach werden mögliche technische Anwendungen dargestellt. Schließlich erfolgt eine Übersicht über den Inhalt dieser Dissertation.

1.1 Elektrischer Widerstand in magnetischen Leitern

Träger des elektrischen Stromes in leitfähigen Festkörpern sind Elektronen, und zwar in der Regel solche, die sich in unvollständig besetzten Bändern befinden. In para- und ferromagnetischen Materialien sind eben diese Elektronen auch für die magnetischen Eigenschaften verantwortlich. Es ist daher naheliegend, dass die Leitfähigkeit magnetischer Materialien vom Zustand ihrer Magnetisierung beeinflusst wird. Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Magnetisierung bezeichnet man als „Magnetowiderstand“ [3].

Der **normale Magnetowiderstand** beruht auf Ablenkung der Leitungselektronen durch die Lorentzkraft, die zur Verkürzung der effektiven freien Weglänge der Leitungselektronen führt. Seine Ursache ist die magnetische Flussdichte $B = \mu_0(H_{ext} + M)$. Während der normale Magnetowiderstand bei tiefen Temperaturen von signifikanter Größe sein kann, ist er bei Raumtemperatur und insbesondere in dünnen Schichten meist vernachlässigbar.

Als **anisotropen Magnetowiderstand (AMR)** bezeichnet man die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes vom Winkel zwischen der Stromdichte und der Magnetisierung eines Ferromagneten, die als Folge der Spin-Bahn Wechselwirkung auftritt. Als quantitatives Maß des AMR dient üblicherweise die spontane Widerstandsanisotropie (SRA):

$$SRA := \frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{||} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}}$$

Bei tiefen Temperaturen kann die SRA bis zu 20 % erreichen.

Der **kolossale Magnetowiderstand (CMR)** tritt in einigen Manganoxiden auf. Er beruht darauf, dass Elektronen zwischen Mn^{3+} und Mn^{4+} - Ionen wechseln können, wenn diese magnetisch parallel ausgerichtet sind. Werden die Magnetisierungen durch ein externes Feld in eine einheitliche Richtung gezwungen, verringert sich folglich der Widerstand. Eine ausführliche Darstellung findet sich bei Ramirez [4].

Der **Riesenmagnetowiderstand (GMR)** wurde 1988 von A. Fert [5] und P. Grünberg [6] bei der Untersuchung der Austauschkopplung in Fe/Cr Multischichtsystemen entdeckt. Dabei wurde festgestellt, dass der elektrische Widerstand eines solchen Systems mit antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung abnimmt, wenn den Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten durch ein externes Magnetfeld eine parallele Orientierung aufgezwungen wird. Der GMR-Effekt hängt nicht von der Zwischenschichtkopplung ab, sondern tritt bei geeigneter Wahl der Materialien auch auf, wenn die parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen auf andere Weise erreicht wird [7].

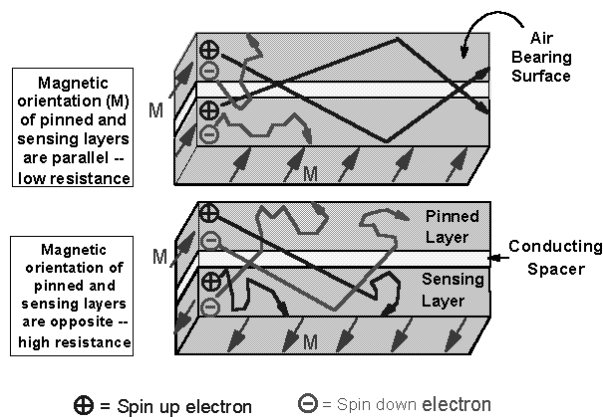


Abbildung 1-1: Ursache des GMR-Effektes: Bei paralleler Magnetisierung werden Elektronen mit geeignetem Spin in beiden Schichten nur schwach gestreut. Bei antiparalleler Magnetisierung unterliegen alle Elektronen in einer der Schichten einer hohen Streuwahrscheinlichkeit.

(Quelle: www.storage.ibm.com/hdd/technolo/gmr/fig8.gif)

Ursache des GMR-Effektes ist die unterschiedliche Streuwahrscheinlichkeit von Majoritätselektronen und Minoritätselektronen in den ferromagnetischen Schichten und an den Grenzflächen. Diese führt zur Maximierung der Gesamtleitfähigkeit wenn die benachbarten ferromagnetischen Schichten parallel magnetisiert sind [8].

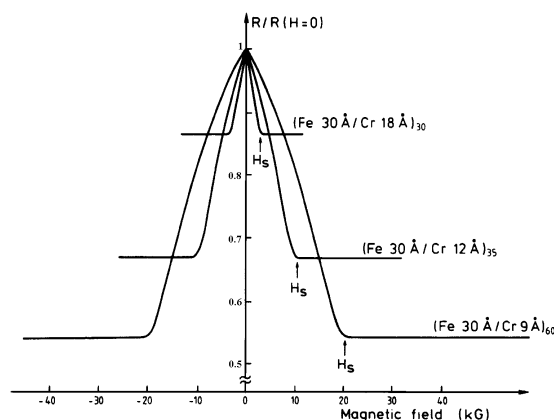


Abbildung 1-2: Riesenmagnetowiderstand dreier Fe/Cr-Schichtsysteme bei 4,2 K. Der elektrische Widerstand nimmt ab, wenn die antiferromagnetische Austauschkopplung durch ein externes Feld überwunden wird. Mit zunehmendem Abstand zwischen den ferromagnetischen Schichten nimmt der Effekt ab. Strom und Feld verlaufen in-plane in [110]-Richtung. (Ref. [5])

Als **Tunnelmagnetowiderstand (TMR)** bezeichnet man die Abhängigkeit des Tunnelstromes zwischen zwei durch einen Isolator getrennten ferromagnetischen Elektroden von der relativen Ausrichtung ihrer Magnetisierungen. Der TMR-Effekt wird im nächsten Kapitel ausführlich beschrieben.

1.2 Magnetfeldsensoren und moderne Datenspeichersysteme

Die technische Nutzung magnetischer Eigenschaften hat eine lange Tradition. Durch die Möglichkeit, die Richtung des Erdmagnetfeldes zu bestimmen, wurde die Kompassnadel bereits vor Jahrhunderten zu einem wichtigen Hilfsmittel bei der Orientierung in unbekanntem Gelände. Seit Mitte des letzten Jahrhunderts werden mit magnetisierbaren Teilchen beschichtete Oberflächen zur Datenspeicherung verwendet. Deren Auslesung erfolgte ursprünglich durch Induktionsschleifen; seit einigen Jahren werden Lesegeräte auf GMR-Basis verwendet, mit denen sich eine höhere laterale Auflösung und damit eine höhere Datendichte erreichen lässt. Von aktuellem Interesse sind die laufenden Bemühungen zur Entwicklung eines magnetoelektronischen Direktzugriffsspeichers (MRAM), welcher in einigen Jahren die derzeit gebräuchlichen DRAM Systeme ablösen könnte.

1.2.1 Magnetomechanischer Sensor (Kompassnadel)

Eine der ältesten bekannten Anwendungen eines Magnetfeldsensors ist die Kompassnadel. Dabei handelt es sich um eine Nadel aus einem vormagnetisierten ferromagnetischen Material, die an ihrem Schwerpunkt so aufgehängt wird, dass sie um mindestens eine Achse frei rotieren kann. Befindet sich diese Nadel in einem externen Magnetfeld, so wird eine Orientierung ihres magnetischen Moments in Richtung dieses Feldes energetisch bevorzugt. Die entscheidende Eigenschaft der Kompassnadel besteht nun darin, dass sich ihre Magnetisierung anisotrop verhält, d. h. dass eine bestimmte, als „leichte Achse“ bezeichnete Ausrichtung ihres magnetischen Momentes zur räumlichen Orientierung der Nadel energetisch besonders günstig ist. Daraus folgt, dass nicht nur das magnetische Moment, sondern im Rahmen ihrer Bewegungsfreiheit die Kompassnadel selbst durch das externe Feld ausgerichtet wird. Die Richtung des externen Feldes lässt sich dadurch unmittelbar ablesen.

1.2.2 Moderne Feldsensoren

Neuere Feldsensoren nutzen ebenfalls die Ausrichtung der Magnetisierung am externen Feld. Die Ablesung erfolgt jedoch nicht mehr über eine durch Anisotropie hervorgerufene mechanische Drehung des Sensors, sondern elektronisch.

Dass sich ein geeignetes System antiferromagnetisch gekoppelter Schichten unmittelbar als Feldstärkesensor einsetzen lässt zeigt der in Abbildung 1-2 dargestellte Zusammenhang zwischen dem elektrischen Widerstand und der magnetischen Feldstärke. Ein solches System ist jedoch nicht geeignet, die Orientierung eines Magnetfeldes zu bestimmen.

Soll auch die Richtung eines Feldes gemessen werden, so verwendet man ein System, in welchem die Magnetisierung einer der ferromagnetischen Schichten fixiert ist, während die andere dem externen Feld folgt. Der elektrische Widerstand ist dann eine Funktion des Winkels zwischen der fixen Magnetisierung und dem externen Feld. Abbildung 1-3 zeigt dieses Prinzip am Beispiel eines Datenlesekopfes, wie er in modernen Festplattenspeichern verwendet wird.

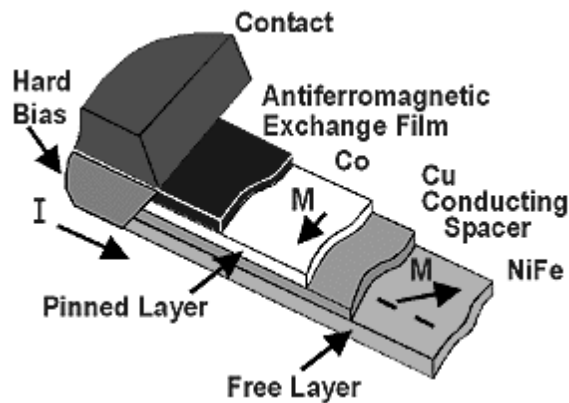


Abbildung 1-3: Aufbau eines Datenlesekopfes. Die Magnetisierung der Co-Schicht ist durch Austauschkopplung an eine darüber liegende antiferromagnetische Schicht fixiert. Die Magnetisierung der NiFe - Schicht folgt dem Streufeld des Datenträgers.

(Quelle: <http://www.almaden.ibm.com/sst/images/headmtp.gif>)

Nach diesem Prinzip arbeitende Feldsensoren sind über das Gebiet der Datenspeicherung hinaus von erheblichem Interesse. Montiert man z. B. einen Dauermagneten in einen Rotor, so lässt sich über einen geeignet angebrachten GMR-Sensor der absolute Drehwinkel bestimmen. Die Anwendungsmöglichkeiten solcher Systeme sind vielfältig. Sie eignen sich zur Geschwindigkeitsmessung in Fahrzeugen ebenso wie zur Positionsbestimmung von Drehschaltern.

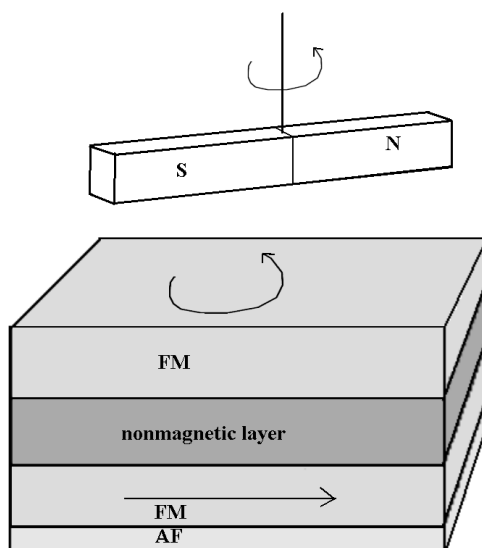


Abbildung 1-4: Aufbau eines Winkelmessers auf GMR-Basis. Die Magnetisierung der unteren ferromagnetischen Schicht ist durch Austauschkopplung mit der antiferromagnetischen Schicht fixiert. Die Magnetisierung der oberen ferromagnetischen Schicht folgt dem Feld des Dauermagneten.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Sensoren haben gemeinsam, dass mit ihnen der GMR Effekt bei einer „current in plane“ (cip) Messung genutzt wird, d. h. es wird ein Messstrom verwendet, der in der Ebene der beteiligten Leiterschichten fließt. Zwar tritt der GMR Effekt auch auf, wenn der Strom senkrecht zu diesen Schichten

orientiert ist, dass Problem bei einer solchen „current perpendicular to the plane“ (cpp) Messung besteht jedoch darin, dass der elektrische Widerstand eines solchen Systems gegenüber dem Widerstand der Zuleitungen vernachlässigbar klein ist. Durch das daraus resultierende niedrige Signal / Rausch Verhältnis wird ein solches System praktisch unbrauchbar.

1.2.3 Magnetische Direktzugriffsspeicher (MRAM)

Ein Bit eines derzeit in der Mikroelektronik gebräuchlichen DRAM Speichersystems besteht im wesentlichen aus einem Kondensator und einem Transistor, durch welchen die Auf- und Entladung des Kondensators gesteuert wird. Solche Speicher sind schnell (< 10 ns), gut miniaturisierbar und billig herzustellen. Ihr Nachteil besteht jedoch darin, dass sie wegen der unvermeidbaren Leckströme regelmäßig ausgelesen und neu beschrieben werden müssen. Der Betrieb solcher Speicher ist daher auch dann mit Stromverbrauch und Wärmeentwicklung verbunden, wenn ihr Inhalt nicht verändert wird. Bei abgeschalteter Stromversorgung gehen außerdem die gespeicherten Informationen verloren, was nicht nur zu Problemen bei der Datensicherheit führt (etwa bei plötzlichem Stromausfall), sondern auch zu unerwünschten Wartezeiten beim Einschalten mikroelektronischer Geräte, da die zum Betrieb erforderlichen Daten (Betriebssystem) erst aus einem nichtflüchtigen Speicher in den Arbeitsspeicher übertragen werden müssen.

Abhilfe könnte in absehbarer Zukunft ein Speichersystem schaffen, welches auf der magnetischen Speicherung von Informationen basiert, dabei aber im Unterschied zu konventionellen magnetischen Speichersystemen (Festplatte) ohne Verwendung mechanisch beweglicher Teile direkt elektronisch gelesen und beschrieben werden kann: der magnetische Direktzugriffsspeicher (Magnetic Random Access Memory, MRAM).

Der MRAM besteht aus zwei ferromagnetischen Elektroden, die durch eine dünne Isolatorschicht voneinander getrennt sind. Durch diese nur wenige Atomlagen dicke Schicht kann wegen des quantenmechanischen Tunneleffektes (vgl. Kapitel 2.1) auch dann ein Strom fließen, wenn die angelegte Spannung nicht ausreicht, um die Elektronen ins Leitungsband zu heben. Dabei hängt die auftretende Stromdichte u. a. von der anliegenden Spannung, den verwendeten Materialien, der Dicke der Isolatorschicht und – in diesem Zusammenhang entscheidend – von der magnetischen Konfiguration der beiden Elektroden ab. Die Leitfähigkeit eines solchen Systems ist bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungsvektoren größer als im antiparallelen Fall. Theoretische Modelle zur Erklärung dieses als Tunnelmagnetowiderstand (TMR) bezeichneten Phänomens werden in Kapitel 2.2 vorgestellt.

Abbildung 1-5 zeigt den Aufbau eines MRAM-Bits. Die Magnetisierung der unteren Elektrode wird geeigneten Mitteln fixiert. Die obere Elektrode hat eine leichte magnetische Achse, welche eine stabile Magnetisierung parallel oder antiparallel zur Magnetisierung der unteren Elektrode erlaubt. Die beiden möglichen Zustände entsprechen dann den beiden Zuständen eines Bits (1 bzw. 0).

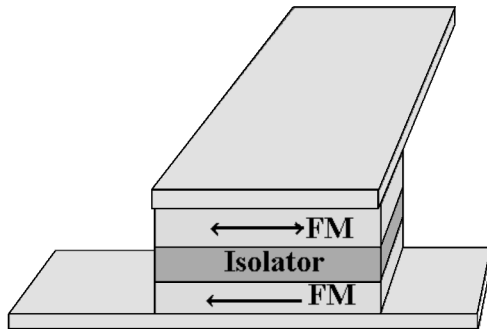


Abbildung 1-5: MRAM – Bit.

Durch die Isolatorschicht ist der cpp-Widerstand deutlich höher als bei einem entsprechenden GMR – System.

Zum Beschreiben des Bits lässt man zunächst einen Strom durch den unteren Leiter fließen. Durch dessen Magnetfeld wird die Magnetisierung der oberen Elektrode aus der leichten Richtung herausgedreht, jedoch noch nicht so weit, dass die gespeicherte Information dadurch verloren geht. Durch einen Strom in der oberen Zuleitung wird die Magnetisierung dann in eine Richtung gebracht, aus welcher sie nach dem Abschalten des Stromes in den gewünschten Zustand fällt. Wichtig ist dabei, dass die Ströme so bemessen sind, dass nur die Magnetfelder der oberen und der unteren Zuleitung gemeinsam in der Lage sind, das Bit zu schalten. Dadurch wird es möglich, die Bits in einer Matrix anzuordnen und trotzdem jedes Bit einzeln zu schalten.

Die wegen der TMR Effektes unterschiedliche Leitfähigkeit der beiden Zustände kann direkt zum Auslesen des Bits verwendet werden. Dazu wird das Bit in definierter Weise geschaltet und die Widerstandsänderung gemessen. Anschließend bringt man das Bit wieder in seinen ursprünglichen Zustand.

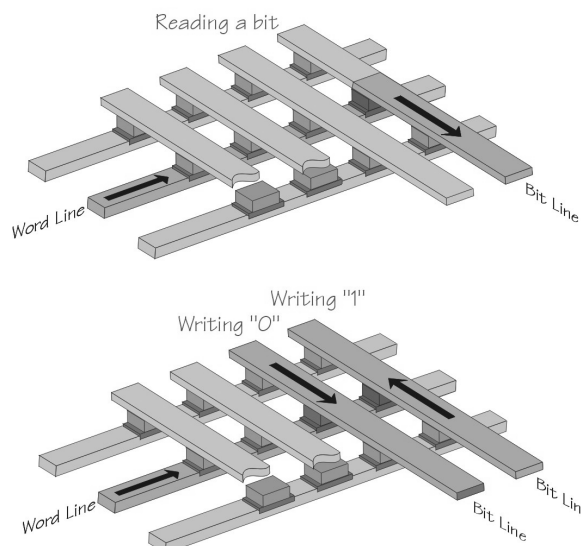


Abbildung 1-6: MRAM Array

Die unteren Zuleitungen werden als „Word Line“, die oberen als „Bit Line“ bezeichnet.

oben: Der elektrische Widerstand hängt von der magnetischen Konfiguration des Bits ab.

unten: Der Schaltstrom in der Bit Line schaltet nur dasjenige Bit, durch dessen Word Line ebenfalls Strom fließt.

Quelle:

www.research.ibm.com/resources/news/20001207_mramimages.shtml

1.3 Inhalt dieser Dissertation

Während der Tunnelmagnetowiderstand (TMR) phänomenologisch leicht zu beschreiben ist, erschwert sein quantenmechanischer Charakter die intuitive Erfassung seiner physikalischen Ursachen und seiner Abhängigkeit von den experimentellen Parametern. Im nachfolgenden Kapitel wird daher zunächst am einfachen Beispiel des Durchganges eines Teilchens durch einen Potentialwall der Tunneleffekt kurz erläutert. Anschließend werden zwei sehr unterschiedliche Modelle des TMR – Effektes dargestellt: das ursprüngliche Modell von Julliere, welches sich zur phänomenologischen Beschreibung von Systemen mit amorpher Tunnelbarriere eignet, sowie ein aktuelles Modell von Butler, welches die Besonderheiten eines epitaktischen Fe/MgO/Fe Systems berücksichtigt.

Der in den nachfolgenden Kapiteln beschriebene experimentelle Schwerpunkt dieser Dissertation ist die Herstellung und Charakterisierung von Fe/MgO/Fe – Schichtsystemen. Im Unterschied zu in der Literatur beschriebenen Experimenten zu diesem Thema wurden dabei die MgO-Schichten überwiegend durch Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) hergestellt. Die strukturelle und elektronische Charakterisierung erfolgte unter Verwendung von Spektroskopie (AES) und Beugungsverfahren (LEED, RHEED), außerdem wurden topographische und elektronische Untersuchungen mit dem Rastertunnelmikroskop durchgeführt.

Für die Durchführung von Messungen zum Tunnelmagnetowiderstand ist die Kenntnis der mikromagnetischen Eigenschaften der Probe von entscheidender Bedeutung. Aus diesem Anlass wurden Kerr-mikroskopische Untersuchungen an Fe-Whiskern durchgeführt [9], auf welche zuvor ein MgO/Fe/Au – Schichtsystem aufgebracht wurde.

Schließlich wurden erste Versuche zur Messung des TMR – Effektes durchgeführt. Dazu wurden mit MgO/Fe/Au – Schichten präparierte Fe-Whisker auf verschiedene Weisen kontaktiert und die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes vom externen Magnetfeld gemessen.

-
- [1] W. H. Butler, X. -G. Zhang, T. C. Schulthess. „Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches”, Phys. Rev. B, Vol. 63, 054416
 - [2] A. A. Smits. „Tunnel Junctions noise and barrier characterization“, thesis, ISBN 90-386-1809-3
 - [3] A. Fert, C. Vouille. „Magnetoresistance Overview: AMR, GMR, TMR, CMR“, 30. Ferienkurs des IFF (1999), Vorlesungsmanuskripte, ISBN 3-89336-235-5
 - [4] A. P. Ramirez. „Colossal magnetoresistance“, J. Phys. :, Condens. Matter 9, 8171 (1997)
 - [5] M. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”, Phys. Rev. Lett, 61 (21): pp 2472-5, 1988

-
- [6] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange“. *Phy. Rev. B*, 39(7), 1989, pp p4828-30
 - [7] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn. “Novel magnetoresistance in layered magnetic structures,: Theory and experiment”, *Phys Rev B* 42 (1990) 8110
 - [8] P. Grünberg. “Riesenmagnetowiderstand in magnetischen Schichtstrukturen”, *Phys. Bl.* 51 (1995) Nr.11 pp1077
 - [9] R. Schäfer, R. Urban, D. Ullmann, H. L. Meyerheim, B. Heinrich, L. Schultz, J. Kirschner. „Domain Wall induced switching of whisker-based tunnel junctions“, *Phys. Rev. B*, Vol. 65, 144405

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Der quantenmechanische Tunneleffekt

Nach den Gesetzen der klassischen Mechanik ist ein Körper nicht in der Lage, eine Potentialbarriere zu überwinden, wenn er nicht über die dafür notwendige Energie verfügt. So muss z. B. ein Fahrzeug, das ohne eigenen Antrieb über einen Hügel rollen soll, hinreichend schnell auf den Hügel zurollen, um den Gipfel erreichen zu können. Ist das Fahrzeug zu langsam, so sind jene Bereiche des Hügels, auf denen die potentielle Energie des Fahrzeuges größer wäre als seine Gesamtenergie, unerreichbar. Diese „klassisch verbotenen“ Bereiche kann das Fahrzeug nicht überwinden.

Die klassische Mechanik ist jedoch nicht auf alle in der Natur vorkommenden Vorgänge anwendbar. Sie stellt vielmehr einen Spezialfall einer allgemeineren Theorie, der Quantenmechanik, dar. Der Zusammenhang zwischen beiden Theorien besteht darin, dass die Gesetze der Quantenmechanik mit zunehmender Größe der betrachteten Körper asymptotisch in die Gesetze der klassischen Mechanik übergehen. Zur Beschreibung alltäglicher Beobachtungen ist daher die klassische Mechanik meistens hinreichend. In Systemen, in denen sehr kleine Abmessungen bis zu einigen nm relevant sind, weichen die quantenmechanischen Eigenschaften jedoch erheblich von denen ab, die nach der klassischen Theorie zu erwarten wären.

Ein quantenmechanisches System wird durch eine Differentialgleichung, die sog. „Schrödingergleichung“ beschrieben, deren i.a. komplexe Lösung die zeitliche Entwicklung des Systems vollständig beschreibt. Im Unterschied zur klassischen Mechanik ist dies jedoch nicht so zu verstehen, dass z. B. die genaue Position eines Teilchens vorbestimmt wäre. Vielmehr lässt sich aus dieser auch als „Wellenfunktion“ bezeichneten Lösung die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür berechnen, dass das Teilchen bei einer Messung zu einer bestimmten Zeit an einem bestimmten Ort angetroffen wird.

2.1.1 Durchgang durch einen konstanten Potentialwall

Zur Veranschaulichung des Tunneleffektes ohne Berücksichtigung magnetischer Effekte betrachte man ein eindimensionales System mit stückweise konstanten Potentialverlauf.

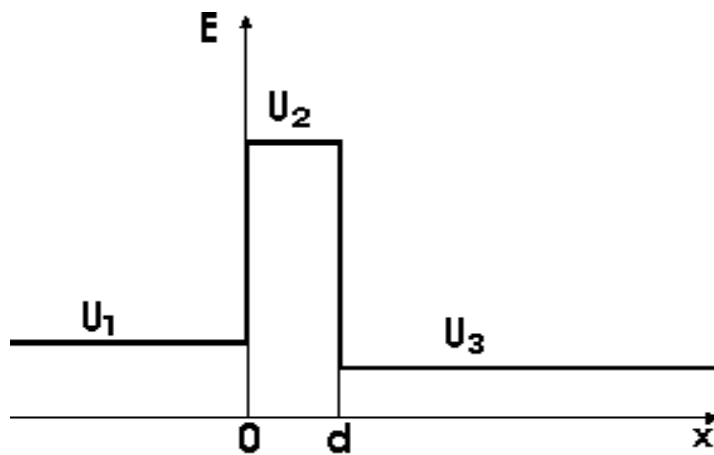


Abbildung 2-1:
Durchgang eines Elektrons
durch einen Potentialwall

Die Schrödingergleichung eines Elektrons in diesem Potential lautet:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x,t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_j \right) \Psi(x,t) \quad \text{mit} \quad \begin{array}{ll} j=1 & x < 0 \\ j=2 & 0 \leq x < d \\ j=3 & d \leq x \end{array}$$

Da der Hamilton – Operator nicht explizit zeitabhängig ist, lassen sich die Eigenfunktionen in der Form $\Psi(x,t) = \psi(x) \cdot \exp(-i\omega t)$ darstellen:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\psi(x) \exp(-i\omega t)] = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_j \right) [\psi(x) \exp(-i\omega t)]$$

$$\hbar\omega [\psi(x) \exp(-i\omega t)] = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_j \right) [\psi(x) \exp(-i\omega t)]$$

Nach Division durch $\exp(-i\omega t)$ und mit $E = \hbar\omega$ erhält man die zeitunabhängige Schrödingergleichung

$$E\psi(x) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U_j \right) \psi(x) \equiv \hat{H}\psi(x).$$

Die Eigenfunktionen dieser Differentialgleichung sind:

$$\psi_j = A_j e^{ik_j x} + B_j e^{-ik_j x} \quad \text{mit} \quad k_j = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_j)} \quad \text{für} \quad E > U_j$$

$$\psi_j = A_j e^{k_j x} + B_j e^{-k_j x} \quad \text{mit} \quad k_j = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_j - E)} \quad \text{für} \quad E < U_j$$

Diese Wellenfunktionen sind nicht normiert. Sie beschreiben kein einzelnes Elektron, sondern einen kontinuierlichen Elektronenstrahl. Um ein einzelnes Teilchen zu beschreiben müssen geeignete Linearkombinationen aus Lösungen zu verschiedenen Eigenwerten E gebildet werden. Zu Erklärung des Tunneleffektes ist dies jedoch nicht erforderlich.

Von den sechs Koeffizienten A_j und B_j sind zwei durch die Anfangsbedingungen festgelegt. Die übrigen vier erhält man aus der Stetigkeit der Wellenfunktion und ihrer Ableitung an den Stellen $x = 0$ und $x = d$. Die Bedingungen $A_1 = 1$ und $B_3 = 0$ beschreiben den Fall eines von links auf die Barriere zulaufenden Teilchenstrahles. Dabei ist $E > U_1$, $E < U_2$ und $E > U_3$. Das zu lösende Gleichungssystem lautet:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0) & 1 + B_1 &= A_2 + B_2 \\ \psi_2(d) &= \psi_3(d) & A_2 e^{k_2 d} + B_2 e^{-k_2 d} &= A_3 e^{ik_3 d} \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) & ik_1 - ik_1 B_1 &= k_2 A_2 - k_2 B_2 \\ \psi_2'(d) &= \psi_3'(d) & k_2 A_2 e^{k_2 d} - k_2 B_2 e^{-k_2 d} &= ik_3 A_3 e^{ik_3 d} \end{aligned} \quad , \text{ also}$$

Aus den so ermittelten Koeffizienten lassen sich die Reflexionswahrscheinlichkeit $|B_1|^2$ und die Transmissionswahrscheinlichkeit $\frac{k_3}{k_1} |A_3|^2$ bestimmen. A_2 und B_2 legen das Verhalten der Wellenfunktion in der Barriere fest. Sie sind im allgemeinen von null verschieden, so dass auch in diesem klassisch verbotenen Bereich Elektronen angetroffen werden können.

2.1.2 Stromdichte durch eine Isolatorschicht (Simmons-Modell)

Die Lösung eines eindimensionalen Systems mit allgemeinem Potentialverlauf $V(x)$ kann durch die WKB¹-Näherung beschrieben werden, wenn die lokale Änderung des Potentials nicht zu groß ist: $\left(\frac{dV(x)}{dx}\right) \cdot \lambda(x) \ll E - V(x)$. Demnach ist

$$\psi(x) = \frac{A}{\sqrt{|p(x)|}} \cdot \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{x_0}^x p(x') dx'\right) + \frac{B}{\sqrt{|p(x)|}} \cdot \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{x_0}^x p(x') dx'\right)$$

$$\text{mit } p(x)^2 = 2m[E - V(x)] \text{ und } \lambda(x) = \frac{2\pi\hbar}{p(x)}.$$

Zur Bestimmung der Transmissionswahrscheinlichkeit durch eine Potentialbarriere ist nur der zweite Term relevant, da die Wahrscheinlichkeit für hinreichend hohe und

¹ Wentzel, Kramers, Brillouin

breite Barrieren gegen null gehen muss. Setzt man $\psi(x_0)=1$ und vernachlässigt² man den Faktor $\sqrt{|p(x)|}$, so wird

$$\psi(x) = \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_{x_0}^x \sqrt{2m[V(x)-E]} dx'\right) \quad \text{und die Transmissionswahrscheinlichkeit}$$

$$\psi(x)^2 = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_0}^x \sqrt{2m[V(x)-E]} dx'\right).$$

Auf dieser Näherung basiert das Modell von John G. Simmons zur Berechnung der Stromdichte durch eine Isolatorschicht [1]. Demnach ist die Stromdichte

$$J = \int_0^{\infty} D(E_x) \{\xi(E_x) - \xi(E_x + eU)\} dE_x \quad \text{mit} \quad E_x = \frac{1}{2} m v_x^2$$

Dabei ist v_x die x-Komponente der Elektronengeschwindigkeit und $D(E_x)$ die mit der WKB - Näherung bestimmte Transmissionswahrscheinlichkeit. $\xi(E_x)$ ist die Gesamtladung der Elektronen, die während einer Zeiteinheit mit der Geschwindigkeit v_x auf eine Seite der Barriere treffen. U ist die angelegte Spannung.

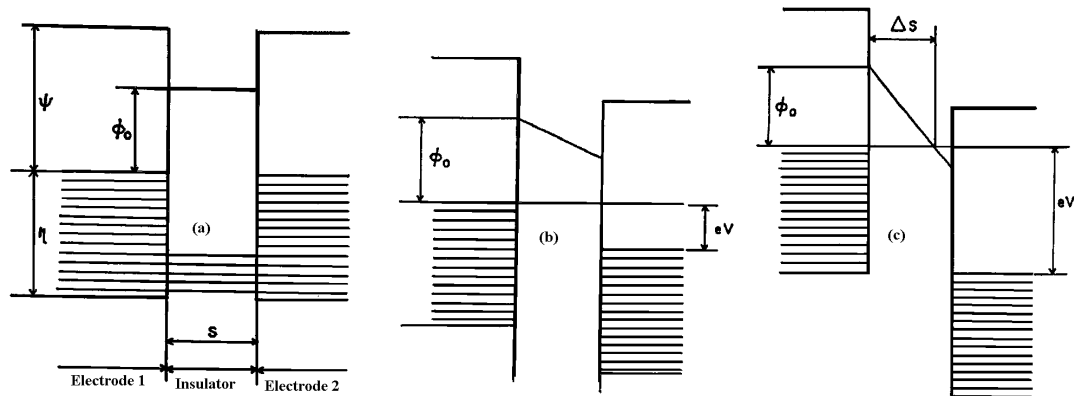


Abbildung 2-2: Potentialbarriere im Simmons-Modell. (a) $U=0V$; (b) $U < \phi_0/e$; (c) $U > \phi_0/e$

Zur Berechnung der Transmissionsstromdichte geht Simmons von einer rechteckigen Potentialbarriere (Abbildung 2-2 (a)) aus, die durch eine extern angelegte Spannung zu einer Barriere mit konstantem Gradienten verzerrt wird (Abbildung 2-2 (b) und (c)).

Die mit diesem Ansatz für den Fall (b) berechnete Stromdichte beträgt:

$$J = \left(\frac{e}{2\pi\hbar s^2}\right) \cdot \left(\phi_0 - \frac{eU}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{4\pi s}{\hbar} \sqrt{2m} \cdot \sqrt{\phi_0 - \frac{eU}{2}}\right) - \left(\frac{e}{2\pi\hbar s^2}\right) \cdot \left(\phi_0 + \frac{eU}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{4\pi s}{\hbar} \sqrt{2m} \cdot \sqrt{\phi_0 + \frac{eU}{2}}\right)$$

² Diese Unstimmigkeit lässt sich vermeiden, indem man die Potentialfunktion in den Umgebungen der klassischen Umkehrpunkte linearisiert und die Schrödingergleichung analytisch löst.

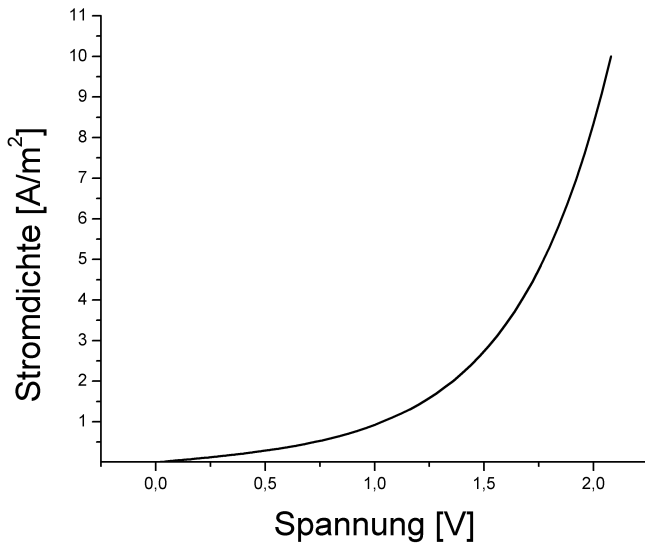


Abbildung 2-3:
Stromdichte durch eine
Tunnelbarriere aus 8
Monolagen MgO nach
Simmons.

2.2 Der Tunnelmagnetowiderstand

2.2.1 Das Modell von Julliere

Die Abhängigkeit des elektrischen Tunnelwiderstandes zweier durch eine dünne Isolatorschicht getrennter ferromagnetischer Leiter von der Orientierung der Magnetisierungsvektoren zueinander wurde erstmals 1975 von M. Julliere [2] beschrieben. Das enorme Anwendungspotential dieses Effektes wurde jedoch erst nach der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes durch A. Fert [3] und P. Grünberg [4] im Jahr 1988 deutlich.

Jullieres Probe bestand aus einer Eisen- und einer Kobaltelektrode, die durch eine 100 bis 150 Å dicke Germaniumbarriere voneinander getrennt waren:

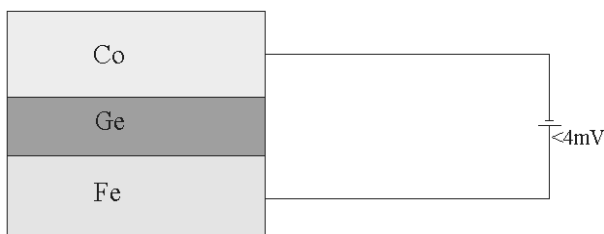


Abbildung 2-4: Aufbau der Probe von Julliere

Während der Herstellung der ferromagnetischen Schichten befand sich die Probe in einem externen magnetischen Feld, um eindomäniges Wachstum zu erzwingen. Beide Filme haben die gleiche leichte magnetische Achse, jedoch unterschiedliche Koerzitivfeldstärken. Durch ein externes Magnetfeld geeigneter Orientierung, dessen Stärke zwischen den beiden Koerzitivfeldstärken liegt, lassen sich die Magnetisierungsvektoren der Schichten antiparallel stellen.

Die Höhe der Potentialbarriere liegt in der Größenordnung von 100 meV, während der TMR-Effekt bei Spannungen bis ca. 4 mV und $T = 4,2$ K gemessen wurde. Damit ist sichergestellt, dass die an der Leitung beteiligten Elektronen den Halbleiter durchtunneln.

Die Messungen ergaben eine maximale Änderung der Leitfähigkeit von 14 % im spannungsfreien Grenzfall. Bei zunehmender Spannung nimmt der TMR-Effekt ab und ist ab ca. 5 mV nicht mehr erkennbar (Abbildung 2-5).

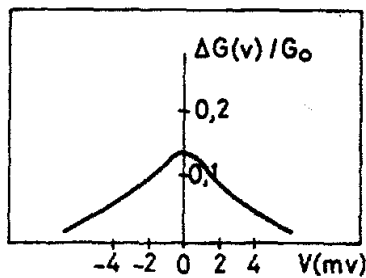


Abbildung 2-5: Abhängigkeit der relativen Änderung der Leitfähigkeit von der angelegten Spannung (Ref. [2])

Zusammen mit seinen Messungen lieferte Julliere auch gleich ein einfaches theoretisches Modell zur Erklärung des TMR-Effektes:

Grundlage des Modells ist die Annahme, dass der Anteil der Elektronen, die während des Tunnelvorgangs ihren Spin ändern, vernachlässigbar gering ist. Dann ist der Strom die Summe aus zwei Teilströmen, die jeweils von Elektronen mit einheitlichem Spin getragen werden. Julliere nahm an, dass jeder dieser Teilströme proportional zum Produkt des Anteils der „tunneling electrons“ (gemeint ist wohl die Zustandsdichte in einer geeigneten Umgebung des Fermi-Niveaus) mit dem betreffenden Spin in beiden Elektroden ist.

Sind die Elektroden parallel magnetisiert, so tunneln Elektronen von Majoritätsband zu Majoritätsband und von Minoritätsband zu Minoritätsband. Bei antiparalleler Magnetisierung tunneln sie entsprechend von Majoritätsband zu Minoritätsband und Umgekehrt.

Die Gesamtleitfähigkeit ist dann proportional zu:

$$aa' + (1-a)(1-a') \quad \text{bei paralleler Magnetisierung und}$$

$$a(1-a') + a'(1-a) \quad \text{bei antiparalleler Magnetisierung.}$$

a und a' sind die Anteile der parallel zur Magnetisierung der beiden Elektroden orientierten „tunneling electrons“. $P := 2a - 1 \equiv a - (1-a)$ und $P' := 2a' - 1$ sind ihre jeweilige Spin-Polarisation.

Für die relative Änderung der Leitfähigkeit folgt:

$$\frac{\Delta G}{G^P} = \frac{[aa' + (1-a)(1-a')] - [a(1-a') + a'(1-a)]}{aa' + (1-a)(1-a')} = \frac{(2a-1)(2a'-1)}{\frac{1}{2}(2a-1)(2a'-1) + \frac{1}{2}} = \frac{2PP'}{1+PP'}$$

Bezogen auf die Leitfähigkeit bei antiparalleler Magnetisierung beträgt die relative

$$\text{Änderung: } \frac{\Delta G}{G^A} = \frac{2PP'}{1-PP'}$$

Bemerkenswert ist, dass die Bandstruktur der Potentialbarriere in dieser Gleichung keine Rolle spielt. Mit $P = 44\%$ (Fe) und $P' = 34\%$ [5] (Co) wird $\frac{\Delta G}{G^P} = 26\%$. Damit ist die gemessene Leitfähigkeitsänderung kleiner als die berechnete.

2.2.2 Das Modell von Butler: TMR im epitaktischen Fe/MgO/Fe – System

2001 veröffentlichten W. H. Butler und Mitarbeiter eine first-principles Theorie[6] zur Leitfähigkeit eines Fe/MgO/Fe – Schichtsystems. Während in früheren Theorien zum TMR-Effekt die Zustandsdichte der Elektroden in den Vordergrund gestellt und die Eigenschaften der Tunnelbarriere vernachlässigt wurde (vgl. 2.2.1), hält Butler diesen Ansatz für völlig ungenügend. Zu berücksichtigen ist vielmehr

- die Abhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit von den Symmetrieeigenschaften der Bloch-Funktionen im Eisen sowie der abfallenden Wellenfunktionen in der Barriere und
- der Einfluß von Grenzflächenresonanzzuständen in der Nähe der Grenzfläche.

2.2.2.1 Die Bedeutung der Symmetrien der Wellenfunktionen

Die Besonderheit des Fe/MgO/Fe – Systems besteht darin, dass die Kristallstruktur der Elektroden in der Barriere epitaktisch fortgesetzt wird. Die in den Elektroden vorhandenen Bloch-Zustände koppeln im MgO an Zustände mit entsprechender, d.h. um 45° gedrehter (vgl. Kapitel 3) Symmetrie an. Die für den Elektronentransport relevante Umgebung der Fermi-Energie liegt im MgO jedoch in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband, d. h. in diesem Energiebereich sind die Wellenzahlen der Elektronenzustände imaginär. Aus der ursprünglichen periodisch modulierten Bloch-Welle wird also beim Übergang in die MgO-Schicht eine Funktion mit abklingender Hüllkurve. Dabei weisen Wellenfunktionen, die aus Bloch-Wellen mit unterschiedlicher Symmetrie hervorgegangen sind, unterschiedliche Abklingraten auf.

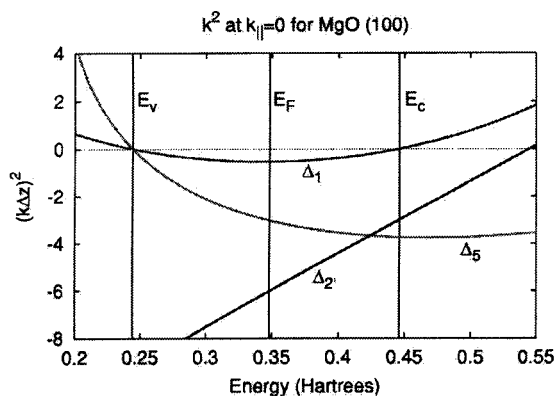


Abbildung 2-6: Komplexe Fortsetzung der Energiebänder von MgO in der Bandlücke.

In der Bandlücke ist die $\exp(ikz)$ -Komponente der Wellenfunktion nicht mehr periodisch, sondern abfallend. Dabei ist $|k|$ entscheidend für die Abklingrate. Δz ist der Abstand der MgO(001) - Ebenen. (Ref. [6])

Der Strom im ferromagnetischen Leiter setzt sich zusammen aus dem Strom der Majoritäts- und der Minoritätselektronen. Für jeden der beiden Teilströme sind Bloch – Zustände mit unterschiedlicher Symmetrie an der Stromleitung beteiligt.

Der Majoritätsstrom wird im wesentlichen von Elektronen getragen, deren k -Vektor annähernd senkrecht zur Grenzfläche verläuft ($k_x, k_y \approx 0$). Von besonderer Bedeutung sind in diesem Zusammenhang die Bloch-Wellen mit Δ_1 -Symmetrie. Für diese ist $|k|$ in der Bandlücke des MgO kleiner als für Zustände mit anderen Symmetrien, wie in Abbildung 2-6 zu erkennen ist. Sie tragen daher wesentlich zum Tunnelstrom bei.

Abbildung 2-7 zeigt am Beispiel einer 8 Monolagen dicken Barriere den Intensitätsverlauf des Transmissionsstromes für verschiedene Symmetrien und magnetische Konfigurationen. Die Stromdichte der eintreffenden Elektronen ist jeweils auf 1 normiert. Die dominante Rolle der Majoritätselektronen mit Δ_1 -Symmetrie ist deutlich erkennbar.

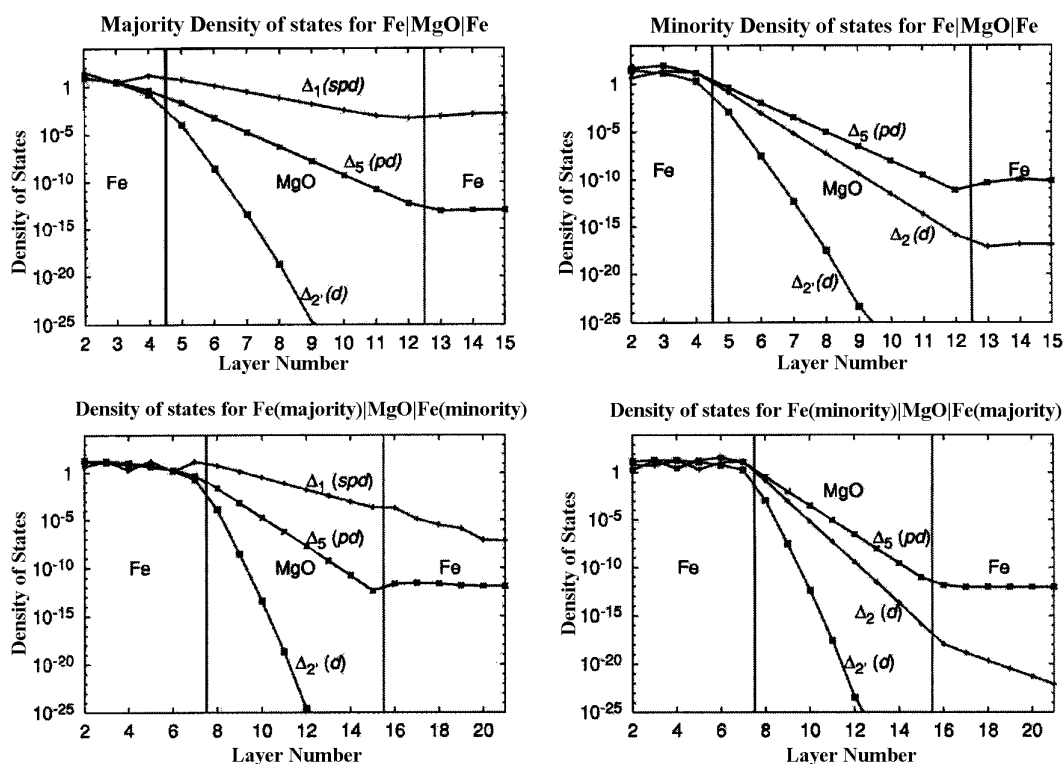


Abbildung 2-7: Normierte z-Abhängigkeit der Transmissionsstromdichte für Elektronen mit k senkrecht zur Grenzfläche ($k_x=k_y=0$) und verschiedenen Symmetrien ihrer Wellenfunktionen. Butler verwendet den Begriff „tunneling density of states“, definiert als „density of electronic states subject to the following boundary conditions: on the left hand side of the interface there is an incoming Bloch state with unit flux and the corresponding reflected Bloch states; on the right hand side there are the corresponding transmitted Bloch states.“ Aus dem Zusammenhang ist zu erkennen, dass das Amplitudenquadrat der einfallenden bzw. transmittierten Wellenfunktion gemeint ist. (Ref. [6])

2.2.2.2 Einfluss der Zustandsdichte an den Grenzflächen

Neben der Transmissionswahrscheinlichkeit ist auch die Zustandsdichte am Fermi - Niveau an den Grenzflächen ausschlaggebend für die Leitfähigkeit des Gesamtsystems. Im Gegensatz zur Leitfähigkeit der Majoritätselektronen beruht die Leitfähigkeit der Minoritätselektronen nicht mehr überwiegend auf Zuständen, deren k -Vektor näherungsweise senkrecht zur Grenzfläche ausgerichtet ist. Sie beruht

vielmehr auf an der Grenzfläche lokalisierten Zuständen, deren Zustandsdichte am Fermi-Niveau stark von der in-plane Komponente des k -Vektors abhängt, den sog. Grenzflächenresonanzzuständen [7]. Dabei treten insbesondere in der Umgebung von $k_x=0$ und $k_y=0$ Grenzflächenresonanzzustände auf, die zu einer erheblichen Erhöhung der Zustandsdichte führen.

Unter den am Ladungstransport beteiligten Minoritätszuständen befindet sich jedoch keiner, dessen Wellenfunktion Δ_1 -Symmetrie aufweist. Die Wellenfunktionen der am Ladungstransport beteiligten Zustände mit Δ_5 , Δ_2 und Δ_2' -Symmetrie klingen in der MgO-Barriere schneller ab als die der Wellenfunktion mit Δ_1 -Symmetrie. Der Beitrag des Minoritätsstromes zum Tunnelstrom ist also abhängig von der Dicke der MgO-Schicht: bei dünnen Schichtdicken ist der Beitrag signifikant, da wegen der Resonanzerscheinung an den Grenzflächen eine hohe Zustandsdichte der Minoritätselektronen vorliegt. Bei dicken MgO-Schichten verschwindet der Beitrag der Minoritätselektronen, da die Amplituden ihrer Wellenfunktionen in der MgO-Barriere schnell abnehmen.

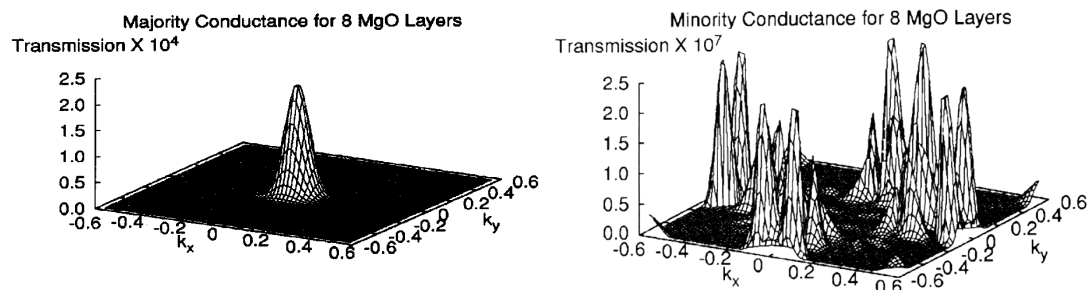


Abbildung 2-8: Der Majoritätsstrom wird von Elektronen mit kleiner in-plane Komponente des k -Vektors getragen. Für den Minoritätsstrom spielen Interferenzeffekte eine erhebliche Rolle (Quelle: [6]).

2.2.2.3 Leitfähigkeit bei antiparalleler Magnetisierung der Elektroden

Bei antiparalleler Magnetisierung der Elektroden tunneln Elektronen aus den Majoritätszuständen einer Elektrode in Minoritätszustände der anderen Elektrode und umgekehrt. Der für den TMR-Effekt entscheidende Unterschied zum Fall der parallelen Magnetisierung besteht nun darin, dass die Wellenfunktionen beim Übergang aus dem MgO in die Elektrode nicht in jedem Fall einen Bloch-Zustand mit entsprechender Symmetrie vorfindet, an welchen sie ankoppeln kann. In diesem Fall wirkt die zweite Elektrode auf die eintreffende Wellenfunktion wie ein Isolator, d.h. ihre Amplitude wird weiter gedämpft; es kommt zur Totalreflexion.

Dieser Effekt tritt insbesondere bei den Zuständen mit Δ_1 -Symmetrie auf, die an der Leitung im Majoritätsband beteiligt sind, jedoch im Minoritätsband der anderen Elektrode nicht fortgesetzt werden können. Abbildung 2-7 (unten links) zeigt, dass diese Zustände auch nach dem durchtunneln der MgO-Schicht weiter abklingen. Entsprechend verhalten sich die Zustände mit Δ_2 -Symmetrie aus dem Minoritätsband. Sie können nicht als Majoritätszustände der anderen Elektrode fortgesetzt werden.

Die relativ geringe Abklingrate der (Majoritäts-) Zustände mit Δ_1 -Symmetrie in der MgO-Barriere führt dazu, dass bei paralleler Magnetisierung der Elektroden der Anteil dieser Zustände an der Gesamtleitfähigkeit des Systems mit zunehmender Barrierendicke zunimmt. Gerade diese Zustände können jedoch im Fall antiparalleler Magnetisierung der Elektroden nicht als Minoritätszustände fortgesetzt werden. Der daraus resultierende relative Unterschied zwischen den Leitfähigkeiten bei paralleler und antiparalleler Magnetisierung (TMR-Effekt) nimmt daher anders als in früheren Modellen [8] mit zunehmender Dicke der MgO-Schicht zu.

Abbildung 2-9 zeigt die Leitfähigkeit des Fe/MgO/Fe-Systems in Abhängigkeit von der Barrierendicke. Bei 8 Monolagen MgO beträgt der TMR-Effekt $\frac{G_p - G_a}{G_a}$ über 1000 % und ist damit erheblich höher als der jedes bisher bekannten TMR-Systems.

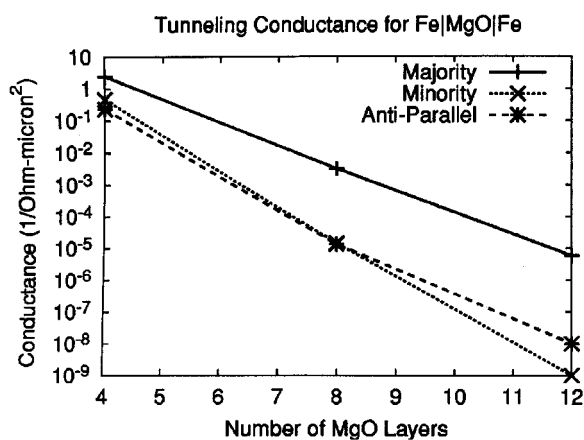


Abbildung 2-9: Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Schichtdicke der MgO-Barriere. Die Leitfähigkeit der Majoritätselektronen nimmt langsamer ab als die der Minoritätselektronen oder die Gesamtleitfähigkeit bei antiparalleler Konfiguration. (Ref. [6])

2.2.2.4 Spannungsabhängigkeit des TMR-Effektes

Das Modell von Butler basiert wesentlich auf der Annahme, dass Elektronen die Tunnelbarriere nur passieren können, wenn ihre Wellenfunktionen in der gegenüberliegenden Elektrode fortgesetzt werden können. Damit liefert es auch eine Erklärung für die experimentell beobachtete [9] Abnahme des TMR-Effektes bei zunehmender angelegter Spannung, da durch diese auch bei paralleler Magnetisierung der Elektroden die Energieniveaus der Zustände gegeneinander verschoben werden.

-
- [1] J. G. Simmons. "Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film", JAP Vol. 34, No. 6 (1963), pp 1793 - 1803
- [2] M. Julliere. "Tunneling between ferromagnetic films", Physics Letters Vol. 54A, no 3, 8. Sept. 1975, pp225-6
- [3] M. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. "Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices", Phys. Rev. Lett, 61 (21): pp 2472-5, 1988

- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange“. *Phy. Rev. B*, 39(7), 1989, pp p4828-30
- [5] P.M. Tedrow, R. Meservey. “Spin Polarization of Electrons tunneling from Films of Fe, Co, Ni and Gd”, *Phys. Rev. B*, Vol. 7(1973), p318
- [6] W. H. Butler, X.-G. ZHANG; T. C. Schulthess. „Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches“, *Phys. Rev. B*, Vol. 63, 054416
- [7] F. U. Hillebrecht, E. Kisker. „Oberflächenphysik“, Bergmann Schäfer, Lehrb. Exp. Bd. 6, ISBN 3-11-012605-2
- [8] Y. Utsumi, Y. Shimizu, H. Miyazaki. “Barrier Height and Film thickness dependence of the TMR”, *J Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 68, No 10 (1999), 3444-55
- [9] J. Zhang, R. M. White. “Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions”, *JAP*, Vol. 83, No. 11. (1998), pp 6512

3 Wachstum von MgO auf Fe(001)

Der entscheidende Grund für die Wahl von MgO als Tunnelbarriere zwischen den Fe-Elektroden besteht darin, dass MgO epitaktisch auf der Fe(001) Oberfläche aufwächst. MgO besitzt eine kubisch-flächenzentrierte Gitterstruktur mit zweiatomiger Basis (NaCl - Struktur); die Gitterkonstante beträgt $4,21 \text{ \AA}$. Die Gitterstruktur von Eisen ist kubisch – raumzentriert (bcc) mit einer Gitterkonstanten von $2,87 \text{ \AA}$. Der Abstand zwischen benachbarten Fe-Atomen auf der (001)-Oberfläche in [110]-Richtung beträgt $\sqrt{2} \cdot 2,87 \text{ \AA} = 4,06 \text{ \AA}$. Die Gitterfehlانpassung zwischen der MgO [100] Gitterkonstanten und dem Atomabstand in der [110] – Richtung des Eisens beträgt demnach $3,7 \%$.

Thermisch aufgedampft MgO wächst bis zu einer Schichtdicke von 6 Monolagen epitaktisch auf der Fe(001)-Oberfläche auf [1], wobei die [100]-Richtung des MgO parallel zur [110]-Richtung des Fe-Substrates orientiert ist. Bei größeren Schichtdicken bilden sich Versetzungen infolge der Fehlanpassung der Gitterkonstanten [2].

Das Wachstum des MgO auf der Fe(001)-Oberfläche erfolgt lagenweise (Frank – van der Merwe Modus), was wegen der im Vergleich zu Fe ($2,9 \text{ J/m}^2$) [3] geringeren Oberflächenenergie des MgO ($1,16 \text{ J/m}^2$) [4] auch zu erwarten ist.

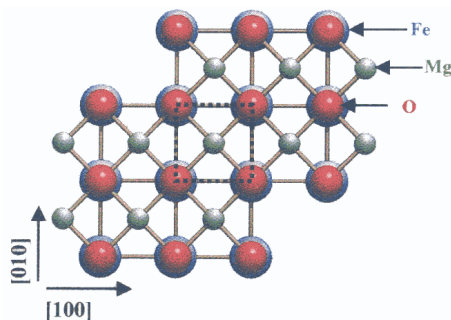


Abbildung 3-1: Draufsicht auf eine dünne MgO-Schicht auf Fe(001). Die Mg[100] – Richtung liegt parallel zur Fe[110] - Richtung. Die Sauerstoffionen liegen auf den Eisenatomen. Ref. [5]

Röntgenbeugungsexperimente an thermisch auf Fe(001) aufgewachsenen MgO-Schichten zeigen, dass in die oberste Fe-Schicht Sauerstoffionen eingebaut werden [5]. Dadurch erhält die Grenzschicht eine FeO-ähnliche Struktur, wobei jedoch nur ca. 60% der Gitterplätze mit O-Ionen besetzt sind.

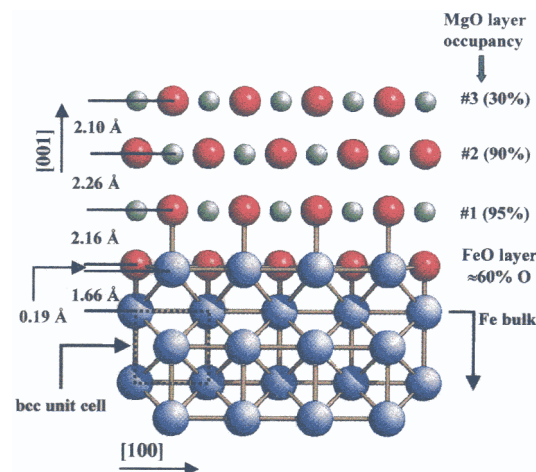


Abbildung 3-2: Seitenansicht einer dünnen MgO-Schicht auf Fe(001). In die oberste Fe-Schicht sind Sauerstoffionen eingebaut. Das Wachstum erfolgt nicht ideal lagenweise: Die dritte MgO - Lage entsteht bereits, obwohl die zweite (90%) und selbst die erste (95%) noch nicht vollständig besetzt sind (90%). Ref [5]

Für das Wachstum einer Fe-Schicht auf MgO wird aus theoretischen Untersuchungen [6] und Beugungsexperimenten mit niederenergetischen Elektronen (LEED) [7] angenommen, dass die Atome der untersten Fe-Schicht auf den O-Ionen der obersten MgO-Schicht liegen.

3.1 Auswahl und Präparation der Substrate

Zur Untersuchung des Wachstums von MgO auf Fe(001)-Oberflächen standen verschiedene Substrate zur Verfügung:

- Ein MgO – Einkristall, auf dessen (001)-Oberfläche ca. 500 Å Fe thermisch aufgedampft wurden,
- Eine ca. 3 mm dicke monokristalline Fe-Scheibe mit 10 mm Durchmesser,
- Fe-Whisker.

3.1.1 Fe auf MgO: sauber, aber versetzungsreich

Eine Möglichkeit zur Herstellung einer Fe(001) Oberfläche besteht darin, eine MgO(001)-Oberfläche mit einer hinreichend dicken Fe-Schicht zu bedampfen und diese thermisch zu glätten [2]. Zu diesem Zweck wurde ein monokristallines MgO - Plättchen der Größe 10x10x1 mm³ wie folgt präpariert:

- Ultraschallbad in Aceton (15 min), anschließend trocknen (20 min bei ca. 100 °C)
- Ultraschallbad in Ethanol (15 min), anschließend trocknen (20 min bei ca. 100 °C)
- Einschleusen ins UHV
- 20 min ausglühen bei 623 °C
- Aufdampfen von ca. 10 Monolagen Fe durch Laserablation
- Thermisches aufdampfen von ca. 300 Monolagen Fe bei 473 °C
- 15 min tempern der Probe bei 873 °C.

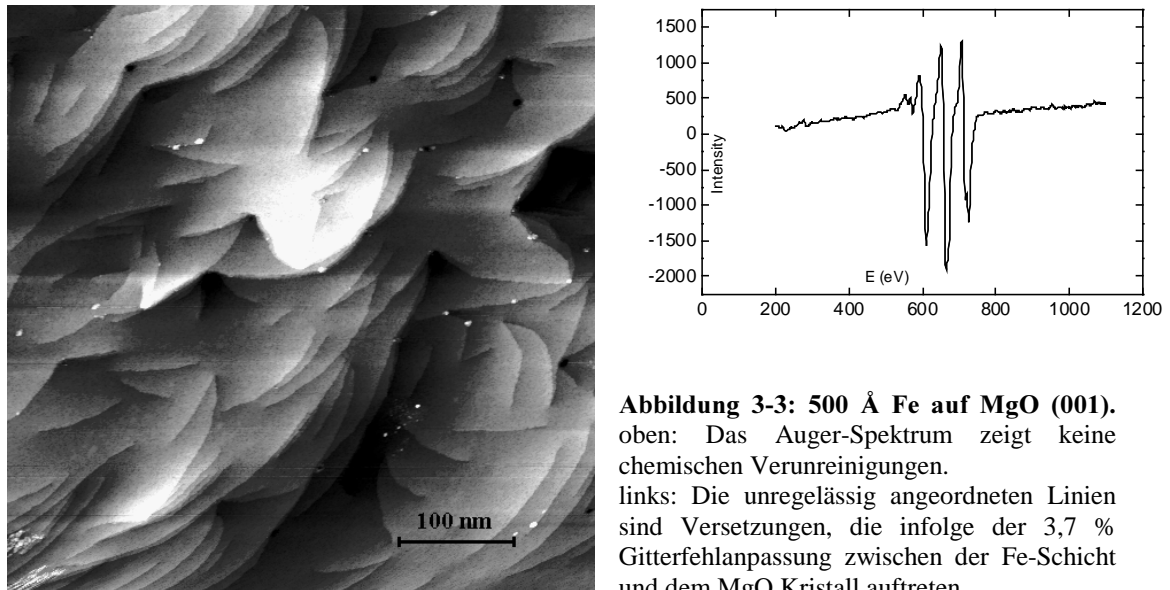


Abbildung 3-3: 500 Å Fe auf MgO (001). oben: Das Auger-Spektrum zeigt keine chemischen Verunreinigungen. links: Die unregelmäßig angeordneten Linien sind Versetzungen, die infolge der 3,7 % Gitterfehlpassung zwischen der Fe-Schicht und dem MgO Kristall auftreten.

Das Auger – Spektrum in Abbildung 3-3 zeigt im Rahmen der Messgenauigkeit keine chemische Verunreinigung der Fe-Oberfläche. Die Schwäche dieses Herstellungsverfahrens wird dagegen an der STM – Aufnahme sichtbar: Die Fehlanpassung zwischen dem MgO - Kristall und der Fe – Schicht führt zu einer hohen Dichte von Versetzungen in der Fe-Schicht, die sich bis zur Oberfläche fortsetzen. Es handelt sich dabei im wesentlichen um Schraubenversetzungen, die zu einer komplizierten Verformung der Oberfläche führen.

3.1.2 Der Fe – Einkristall

Zur Durchführung der Experimente stand des weiteren ein monokristalliner Fe-Kristall von 10 mm Durchmesser und 3 mm Dicke zur Verfügung. Die Oberfläche wurde mit Hilfe von Röntgenbeugung mit einer Abweichung von weniger als $0,2^\circ$ zur Fe(001) – Ebene ausgerichtet und mechanisch poliert; anschließend wurde sie 14 Tage bei 1170 K in H_2 – Atmosphäre getempert.

Zur Fertigstellung der Präparation wurde die Probe zunächst ins UHV eingeschleust. Die Reinigung der Oberfläche erfolgte durch jeweils dreistündigen Ionenbeschuss mit auf 2 keV beschleunigten Argon-Ionen zunächst bei 300 K, dann bei 500 K Kristalltemperatur. Anschließend wurde die Probe 5 Minuten bei 873 K getempert und dann auf 300 K abgekühlt.

Wie am Auger-Spektrum in Abbildung 3-4 zu erkennen ist gelingt es nicht, die Oberfläche des Fe-Einkristalls chemisch so rein zu präparieren, wie es bei der Fe-Schicht auf dem MgO - Kristall der Fall war. Stattdessen verbleibt bis zu einem Prozent Kohlenstoff auf der Oberfläche. Auf dem STM-Bild sind einatomige Stufen, Inseln und Löcher erkennbar, jedoch keine Versetzungen. Die in diesem Kapitel beschriebenen MgO Schichten wurden auf dem Fe-Einkristall aufgewachsen.

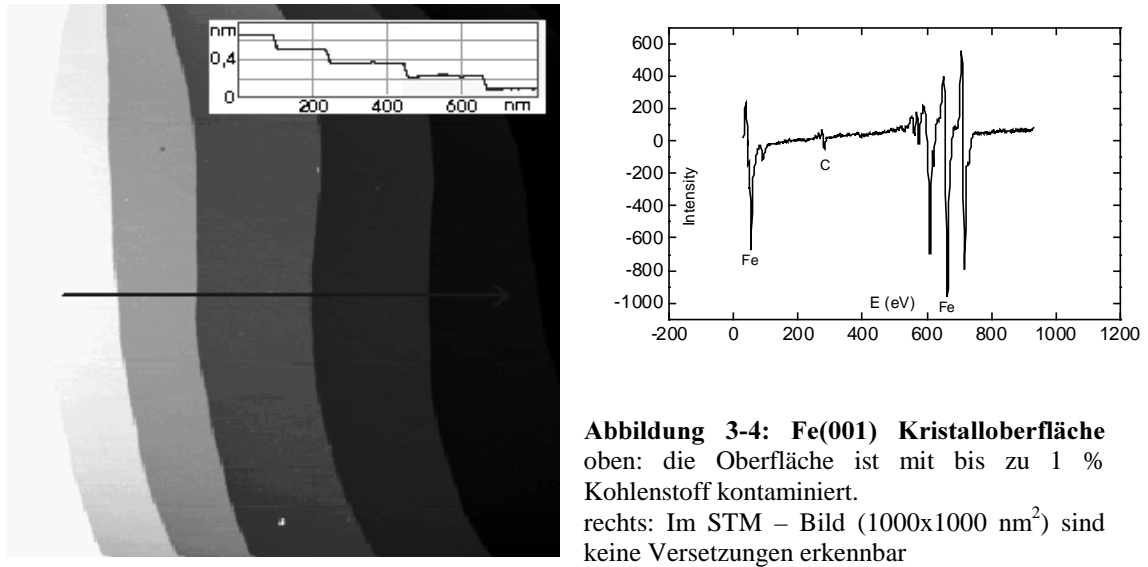


Abbildung 3-4: Fe(001) Kristalloberfläche
 oben: die Oberfläche ist mit bis zu 1 % Kohlenstoff kontaminiert.
 rechts: Im STM – Bild ($1000 \times 1000 \text{ nm}^2$) sind keine Versetzungen erkennbar

3.1.3 Fe Whisker

Bei den Eisen - Whiskern handelt es sich um ca. 10 mm lange, 200 bis 300 μm breite und tiefe Fe – Einkristalle, die durch Reduktion von FeCl_2 aus der Gasphase gewonnen werden. Whisker werden nicht einzeln hergestellt, sondern entstehen in Stückzahlen von einigen Dutzend. Sie wurden für solche Versuche eingesetzt, die nicht zerstörungsfrei durchgeführt werden konnten (strukturierte Beschichtung, Kontaktierung).

3.2 Der Herstellungsprozess

In den in der Literatur beschriebenen Experimenten zur Herstellung von MgO – Schichten auf Fe(001) wurden die MgO-Schichten durch thermische Verdampfung von MgO [1] durch Elektronenstrahlbeschuss erzeugt. Die in diesem Kapitel beschriebenen Schichten wurden dagegen durch Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) hergestellt. Bei diesem Verfahren wird ein Target, welches aus dem Material der aufzubringenden Schicht besteht, mit einem gepulsten Laser beschossen, wobei der Laser auf einen kleinen Bereich des Targets fokussiert wird. An der Einschlagstelle wird Targetmaterial stark erhitzt und löst sich explosionsartig ab, so dass sich eine hohe momentane Aufdampftrate ergibt. Die Dauer der Ruhephase zwischen den Pulsen wird so eingestellt, dass eine mittlere Aufdampftrate entsteht, bei welcher sich das Schichtwachstum gut kontrollieren lässt.

Für diese Arbeit wurde ein KrF – Excimerlaser des Herstellers Lambda Physik AG verwendet. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung beträgt 248 nm, die Pulsdauer 10 bis 40 ns. Die Energie ist zwischen ca. 200 und 400 mJ je Puls einstellbar.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Schichten wurden, sofern nicht anders angegeben, bei Raumtemperatur mit 300 mJ je Laserpuls hergestellt. Der Abstand zwischen Brennpunkt und Target betrug 5 cm, die Pulsfrequenz 5 Hz.

3.2.1 Aufbau der UHV - Kammer

Die zur Präparation der Proben genutzte Anlage besteht aus einem System von UHV - Kammern, die so mit einer zentralen Kammer verbunden sind, dass die Proben zwischen den verschiedenen Kammern transportiert werden können, ohne zwischendurch der Atmosphäre ausgesetzt zu sein.

Abbildung 3-5 zeigt einen Querschnitt durch den Aufbau der zur Verdampfung von Oxiden genutzten UHV – Kammer. Rechts im Bild befindet sich das Eintrittsfenster für den Laserstrahl. Vor dem Fenster befindet sich eine Linse, durch welche der Strahl auf ein höhenverstellbares rotierendes Target fokussiert wird. Über dem Target ist die Probe an einem heizbaren Probenhalter aufgehängt. Zur Kontrolle der Proben temperatur wird ein Thermoelement verwendet. Der Probenhalter ist an einem Manipulator befestigt, mit dem die Probenposition in allen drei Raumrichtungen sowie ihr Drehwinkel um die senkrechte Achse variiert werden kann. Durch einen herausziehbaren Shutter kann der Teilchenstrom zwischen dem Target und der Probe unterbrochen werden. In den Shutter ist ein kalibrierter Quarz-Resonator integriert, mit welchem die Änderung der Schichtdicke gemessen werden kann. In der Kammer sind weiterhin zwei Elektronenstrahlverdampfer integriert, so dass neben der Laserablation auch die thermische Beschichtung von Proben möglich ist.

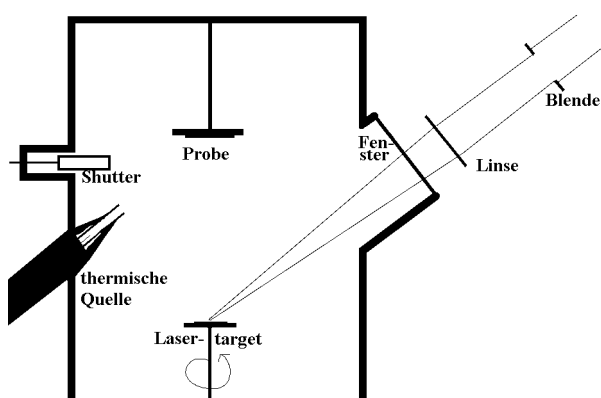


Abbildung 3-5: Laserablation

Die Probe ist mit der zu beschichtenden Seite nach unten über dem rotierenden Target aufgehängt.

rechts: Vor dem Eintrittsfenster befindet sich eine Linse, welche den Laserstrahl auf das Target fokussiert.

links oben: In den Shutter ist ein Quarz-Resonator zur Schichtdickenmessung integriert.

links unten: In der Kammer ist auch ein Gerät zur thermischen Verdampfung (Elektronenstrahlheizung) eingebaut.

Außer den in Abbildung 3-5 dargestellten Komponenten verfügt die Kammer noch über eine Quelle für hochenergetische Elektronen (bis 15 kV), welche auf Höhe des Probenhalters angebracht ist (auf der Skizze hinter der Probe) und zur Erstellung von Beugungsbildern (RHEED) verwendet werden kann. Der zugehörige Leuchtschirm befindet sich dementsprechend auf der gegenüberliegenden (vorderen) Seite der Kammer.

Schließlich besitzt die Kammer noch ein Gaseinlassventil, eine Vorrichtung zum Auswechseln des Lasertargets, diverse Sichtfenster und die Verbindung zur zentralen Kammer.

Zur Erzeugung des Ultrahochvakuums ist die Kammer mit zwei hintereinandergeschalteten Turbopumpen ausgestattet, als Vorpumpe wird eine Drehschieberpumpe verwendet. Eine zusätzliche Turbopumpe ist an der RHEED-Elektronenquelle angebracht.

Die Kammer kann auf ca. 10^{-10} mbar evakuiert werden. Während der Experimente steigt der Druck auf bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar an. Neben der Gasemission aus der jeweiligen Verdampfungsquelle (Lasertarget bzw. Elektronenstrahlverdampfer) trägt dazu auch durch den Elektronenstrahl induzierte Desorption vom RHEED – Schirm bei.

3.2.2 Abschätzung der Energiedichte des Laserpulses auf dem Target

Zur Bestimmung der Energiedichte des Laserpulses auf dem Target wurde an der Targetposition eine Mo - Platte angebracht. Für jede zu messende Einstellung des Laserstrahles wurde eine Stelle dieser Mo - Platte mit 100 Pulsen bestrahlt. Anschließend wurde die Größe der bestrahlten Flächen unter einem Lichtmikroskop gemessen.

Alle versuche wurden mit 250 mJ je Puls durchgeführt. Der vom Laser emittierte Strahl schwärzt wärmeempfindliches Papier auf einer rechteckigen 27 mm x 10 mm großen Fläche. Um Pulse geringerer Energie zu erzeugen kann eine Blende in den Strahlengang eingeführt werden. Nimmt man an, dass die Energiedichte im emittierten Strahl konstant ist, so beträgt die Energie je Puls hinter einer $15 \times 4 \text{ mm}^2$ großen Blende 56 mJ.

Die Energiedichte wurde bei drei verschiedenen Linsenpositionen jeweils mit und ohne Blende gemessen. Dabei war die Linse zunächst so positioniert, dass sich das Target im Brennpunkt befand. Dann wurde der Abstand der Linse zum Target um jeweils 2,5 cm verkürzt.

Es stellte sich heraus, dass die Brennflecke elliptisch geformt und unscharf berandet sind. Zur Messung des Flächeninhaltes wurde jeweils die Länge der großen und der kleinen Achse bestimmt, wobei Anfangs- und Endpunkte jeweils in der Mitte des Übergangsbereiches festgelegt wurden.

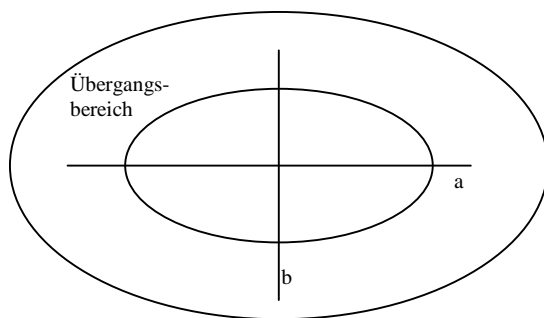


Abbildung 3-6: Vermessung des Brennflecks auf der Mo-Platte

Zur Berechnung der Energiedichte ist weiter zu berücksichtigen, dass nicht die gesamte vom Laser emittierte Energie auf das Target auftrifft. Der Lichtweg führt über zwei Spiegel, durch eine Linse und durch das Eintrittsfenster. Zur Bestimmung der Streu- und Absorptionsverluste wurde mit einem Kalorimeter die Pulsenergie vor und hinter einem Spiegel bzw. der Linse gemessen. Dabei stellte sich heraus, dass je Linse oder Spiegel ca. 10 % der Leistung verloren gehen. Nimmt man für das Eintrittsfenster die gleiche Verlustrate an, so ergibt sich über den gesamten Strahlengang

ein Verlust von ca. 35 %. Für die Fehlerabschätzung wurde angenommen, dass die Energie je Puls um maximal 10 % vom eingestellten Wert abweicht.

Blende	Abstand		a (mm)	b (mm)	Fläche (mm ²) $\frac{1}{4} \cdot a \cdot b \cdot \pi$	Energie je Fläche (mJ/mm ²)
	Target	Brennpunkt				
nein	0 cm	± 0,2 cm	2,5 ± 0,1	1,1 ± 0,1	2,16 ± 0,28	75,2 ± 18
ja	0 cm	± 0,2 cm	1,4 ± 0,1	0,6 ± 0,1	0,66 ± 0,16	55,2 ± 20
nein	2,5 cm	± 0,2 cm	3,0 ± 0,1	1,2 ± 0,1	2,83 ± 0,33	57,4 ± 12
ja	2,5 cm	± 0,2 cm	2,2 ± 0,1	0,8 ± 0,1	1,38 ± 0,24	26,4 ± 8
nein	5 cm	± 0,2 cm	4,8 ± 0,1	1,8 ± 0,1	6,78 ± 0,52	24,0 ± 5
ja	5 cm	± 0,2 cm	2,5 ± 0,1	0,9 ± 0,1	1,77 ± 0,27	20,6 ± 5

Tabelle 3-1: Energiedichte auf dem Lasertarget bei 250 mJ je Puls

Die meisten hier untersuchten MgO-Schichten wurden bei einer Energie von 300mJ je Puls bei 5 cm Abstand zwischen Target und Brennpunkt ohne Blende hergestellt. Die Energiedichte beträgt in diesen Fällen 28,8 mJ/mm².

3.2.3 Bestimmung der MgO - Aufdampftrate

Zur Herstellung der MgO - Schichten wurde ein gesintertes MgO-Target verwendet. Nach Einbau des Targets wurde zunächst die Aufdampftrate bei der Laserablation mit Hilfe des Quarz – Resonators kalibriert.

Abstand Target - Quarzresonator: ca. 8 cm.

Abstand Target - Probenposition: ca. 10 cm.

Da sich der Quarzresonator näher am Target befindet als die Probe ist die dort ermittelte Aufdampftrate etwas größer als die Aufdampftrate an der Probenposition. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt, die Pulsenergie betrug 300 mJ.

Pulse	Schichtdicke	Å je Puls
300	25 Å	0,083
360	30 Å	0,083
300	24 Å	0,080
360	32 Å	0,089
300	27 Å	0,09
600	55 Å	0,091
600	54 Å	0,090
Durchschnitt		0,086 ± 0,006

Tabelle 3-2: Aufdampftrate nach Resonator-Kalibrierung

In dieser Kalibriermessung wurde eine Aufdampftrate von $0,086 \pm 0,006$ Å je Puls gemessen. Die in späteren Experimenten erzielten Aufdampfraten liegen jedoch

zwischen 0,003 Å und 0,025 Å, d. h. sie sind erheblich kleiner und schwanken stärker als in der Kalibrierung. Mögliche Ursachen dafür sind:

- **Unterschiede zwischen den Absorptionsraten des Resonators und der Probenoberfläche:** Während es sich bei der Probe um gut gereinigte Fe(001) – Oberfläche handelt, ist die Oberfläche des Resonators mit einer unbekanntem Mischung aus Substanzen behaftet, die aus der Luft oder in früheren Experimenten absorbiert wurden.
- **Variationen in der Topographie der Target – Oberfläche:** Die Spuren des Laserbeschusses sind auf dem Target deutlich sichtbar. Da das Target während der Ablation rotiert, hinterläßt der Laser eine ringförmige Vertiefung auf der Oberfläche. Die Kalibrierung wurde mit einem neuen, glatten Target durchgeführt.
- **Variationen in der chemischen Zusammensetzung der Targetoberfläche:** Chemische Veränderungen der Targetoberfläche können verschiedene Ursachen haben: Zunächst ist das Target vor dem Einschleusen und bei jeder Öffnung der Kammer der Luft ausgesetzt. Zwar wird die Oberfläche vor jedem Experiment durch Laserbeschuss gereinigt, es besteht jedoch keine Möglichkeit, im Anschluss daran die Reinheit des Targets zu überprüfen. Des Weiteren können während der Experimente vom RHEED – Schirm oder aus anderen Quellen desorbierte Gase vom Target absorbiert werden. Schließlich bleibt noch die Möglichkeit, dass bei der Laserablation durch unterschiedliche Ablationsraten für Magnesium- und Sauerstoffionen die Stöchiometrie verändert wird.
- **Schwankungen der Energiedichte des Laserpulses:** Trifft ein Laserpuls auf das Target, so bildet sich an der Einschlagstelle ein leuchtendes Plasma. Die vom Laser abgegebene Energie je Puls ist zwar im Rahmen der Messgenauigkeit konstant, jedoch stellte sich heraus, dass die Intensität des von diesem Plasma emittierten Lichtes bereits bei kleinsten Veränderungen am Strahlengang des Lasers stark variiert. Die Justierung der Spiegel und der Linse ist jedoch nur mit endlicher Genauigkeit möglich. Falls eine Korrelation zwischen der Leuchtintensität des Plasmas und der Ablationsrate besteht, kann auch hierin eine Ursache für die schwankenden Aufdampfraten bestehen. Ein Indiz dafür, dass diese Annahme zutrifft, besteht auch darin, dass die Aufdampfrate während eines Experimentes nur gering schwankt (s.u.), während in verschiedenen Experimenten trotz gleicher Parameter stark unterschiedliche Aufdampfraten festgestellt wurden. Da an der Anlage verschiedene Arbeiten parallel durchgeführt wurden, musste der Strahlengang vor jedem Experiment neu justiert werden.

Die Bestimmung der Schichtdicke erfolgt daher in den nachfolgenden Versuchen nicht an Hand der hier gemessenen Aufdampfrate, sondern durch Auswertung der RHEED - Intensitätsverläufe und der Auger-Spektren.

3.3 Charakterisierung der MgO - Schicht

Der erste Schritt zur Charakterisierung der MgO – Schichten fand bereits während ihrer Herstellung statt: Durch Aufzeichnung des Intensitätsverlaufes der RHEED - Beugungsreflexe wurden Hinweise auf den Wachstumsmodus und die Schichtdicke gewonnen. Der nächste Schritt bestand in der Aufnahme und Auswertung von Auger – Spektren, welche Aussagen über chemische Zusammensetzung und die Dicke der Schichten zulassen. Mit Hilfe von Beugungsbildern niederenergetischer Elektronen (LEED) können Informationen über die Struktur der MgO – Schichten gewonnen werden. Insbesondere das zu erwartende Auftreten von Versetzungen ab einer hinreichend großen Schichtdicke ist im LEED gut erkennbar. Untersuchungen zur Topographie und den elektronischen Eigenschaften der MgO – Schichten wurden am Rastertunnelmikroskop (STM) durchgeführt.

3.3.1 Beugung hochenergetischer Elektronen (RHEED)

Abbildung 3-7 zeigt die Anordnung des RHEED – Systems in der UHV – Kammer. Der einfallende Strahl trifft in einem Winkel von $0,7^\circ$ bis $0,8^\circ$ auf die Kristalloberfläche. Die reflektierten Strahlen treffen auf einen Leuchtschirm, hinter welchem eine CCD Kamera aufgebaut ist.

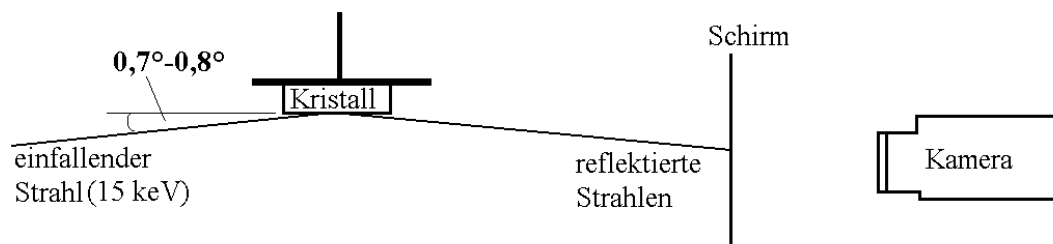


Abbildung 3-7: Anordnung des RHEED – Systems in der UHV-Kammer

3.3.1.1 Entstehung stabförmiger Beugungsreflexe

Das physikalische Prinzip der Beugung reflektierter hochenergetischer Elektronen ist in Abbildung 3-8 dargestellt [8]. Eine ideale³ Kristalloberfläche bildet im Realraum ein zweidimensionales Gitter, während sie in der dritten Raumrichtung keine Ausdehnung besitzt. Das reziproke (fouriertransformierte) Abbild eines solchen Objektes im dreidimensionalen Raum besteht aus einem zweidimensionalen Gitter, dessen Gitterpunkte in der dritten Raumrichtung zu Stäben entartet sind, also aus einer

³ Eine reale Grenzfläche ist ein Übergangsbereich endlicher Ausdehnung, in welchem sich die Eigenschaften des Festkörpers von denen im inneren des Kristalls unterscheiden, z. B. durch veränderte Schichtebenenabstände (Relaxation), Vakanzen oder Versetzungen. Im Beugungsbild resultieren daraus Intensitätsschwankungen entlang der Gitterstäbe, wie sie z. B. in Abbildung 3-30 zu sehen sind. Die systematische Untersuchung solcher Intensitätsschwankungen kann zur Aufklärung der Struktur der Grenzflächen beitragen. Die in Abbildung 3-2 dargestellte Struktur der Fe - MgO Grenzschicht wurde durch Auswertung des Intensitätsverlaufes von Röntgenbeugungsreflexen entlang solcher Stäbe ermittelt.

periodischen Anordnung von Gitterstäben. Die Beugung erfolgt in Richtung der Schnittlinien der Ewaldkugel mit den Gitterstäben.

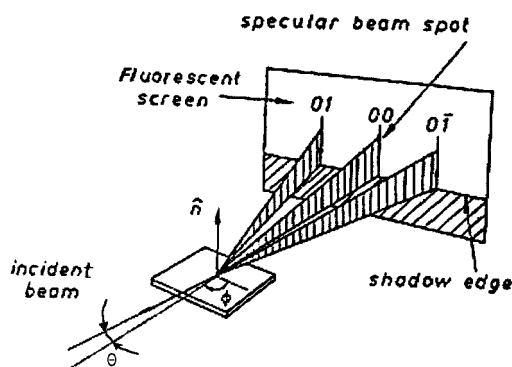


Abbildung 3-8: Prinzip der Abbildung der Kristalloberfläche durch RHEED

Die Beugung erfolgt in Richtung der Schnittlinien der Ewaldkugel mit den Stäben des reziproken Gitters. Ref. [8]

3.3.1.2 Schichtwachstum und Intensität der Beugungsreflexe

Während des Wachstums einer Absorbatschicht auf einer Kristalloberfläche sind die Intensitäten der RHEED – Reflexe nicht konstant. Abbildung 3-9 zeigt ein stark idealisiertes Modell zur Erklärung der Schwankungen der Intensität der Beugungsreflexe während der Beschichtung.

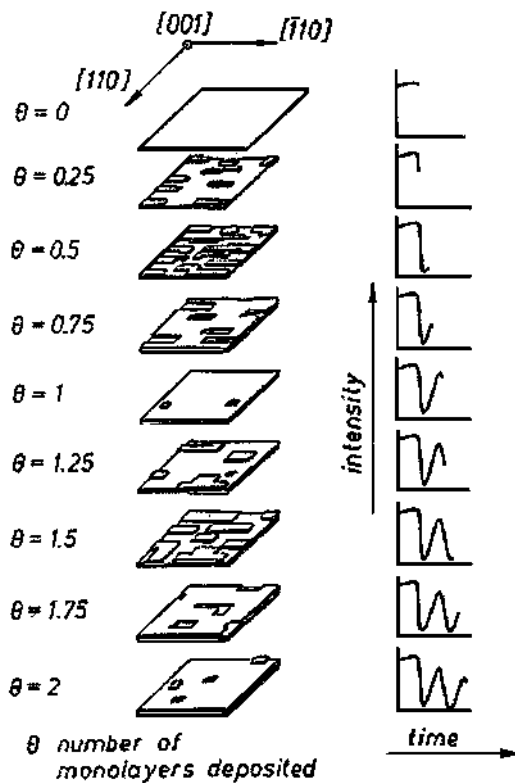


Abbildung 3-9: idealisiertes Modell zur Entstehung von RHEED – Oszillationen

Periodische Veränderungen der Topographie der Oberfläche während der Beschichtung führen zu periodischen Schwankungen der Intensitäten der Beugungsreflexe. Ref. [8]

Setzt sich die Gesamtintensität eines RHEED – Reflexes aus Beiträgen von Elektronenwellen zusammen, die an verschiedenen Atomlagen reflektiert werden, so lautet die Bragg – Bedingung für konstruktive Interferenz:

$$\sin \alpha = \pm m \frac{\lambda}{g}$$

Dabei ist α der Beugungswinkel, λ die Wellenlänge und g der Abstand zwischen den Schichtebenen. m ist die Beugungsordnung. Um das Schichtwachstum beobachten zu können wird der Winkel des einfallenden Elektronenstrahles so gewählt, dass m halbzahlige wird. Dadurch interferieren die von benachbarten Schichtebenen reflektierten Beiträge zur Wellenfunktion der Elektronen destruktiv. Ist die oberste Lage halb gefüllt, so existiert im Idealfall zu jedem Beitrag zur reflektierten Wellenfunktion ein gleichgroßes gegenphasiges Pendant, so dass die Intensität der Reflexe minimal wird. Abbildung 3-9 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

Für den Zusammenhang zwischen Beschleunigungsspannung U und Wellenlänge der Elektronen gilt:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e eU}}$$

Die in dieser Arbeit durchgeführten RHEED - Messungen wurden mit 15 keV Beschleunigungsspannung durchgeführt. Die zugehörige Wellenlänge beträgt 10^{-11} m. Der Schichtebenenabstand im MgO beträgt $2,1 \cdot 10^{-10}$ m. Mit $m=0,5$ erhält man aus der Bragg-Gleichung

$$=1,43^\circ.$$

Der Beugungswinkel ist doppelt so groß wie der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Kristalloberfläche. Der in den Experimenten genutzte Winkel von $0,7^\circ$ bis $0,8^\circ$ entspricht demnach der ersten anti-Bragg Bedingung ($m=0,5$).

Dieses Modell gibt den tatsächlichen Streuvorgang nur sehr unvollständig wieder. Der Einfluss mehrfach gestreuter Elektronen bleibt unberücksichtigt. Insbesondere zu Beginn der Beschichtung kann es außerdem zu chemischen Reaktionen oder Durchmischungen von Substrat und Absorbat kommen, die in dem Modell nicht berücksichtigt sind. Auch der Abstand zwischen den Atomlagen ist in der Nähe einer Grenzfläche i. a. nicht konstant.

Zur Auswertung der Intensitätsverläufe kann daher nicht einfach angenommen werden, dass jedes auftretende Intensitätsmaximum einer geschlossenen Atomlage entspricht. Sinnvoll ist hingegen die Annahme, dass eine periodische Veränderung der Oberflächentopographie auch zu einer periodischen Veränderung der Intensitäten der Beugungsreflexe führt. Somit können periodische Intensitätsschwankungen der Beugungsreflexe zur Kalibrierung der Aufdampfrate genutzt werden.

Die nachfolgend beschriebenen Experimente zeigen, dass mit dem hier beschriebenen Versuchsaufbau tatsächlich Oszillationen in der Intensität der RHEED – Reflexe beobachtet werden können. Bemerkenswert ist noch, dass bei Verwendung anderer Reflexionswinkel (z. B. $m = 1,5$) keine Oszillation der Intensitäten zu beobachten war.

3.3.1.3 Auswertung der RHEED – Intensitätsverläufe

Abbildung 3-10 zeigt RHEED – Beugungsbilder der (001) – Oberfläche des für die Experimente verwendeten Fe – Einkristalls. Am oberen Rand der Bilder ist jeweils der Primärstrahl zu sehen. Darunter befinden sich die spekulären Reflexe, umgeben von den Beugungsmaxima, die den 01- und $0\bar{1}$ -, ggf. auch den 02 bzw. $0\bar{2}$ - Stäben entsprechen. Zur Beobachtung der Intensitätsverlaufes wurde der Probenhalter so gedreht, dass die Einfallsrichtung des Elektronenstrahles ca. 1° neben der [100] – Richtung des Fe-Kristalls liegt. Gemessen wurden jeweils die Intensitätsverläufe des Primärstrahles sowie des 00 – und des $0\bar{1}$ - Reflexes.

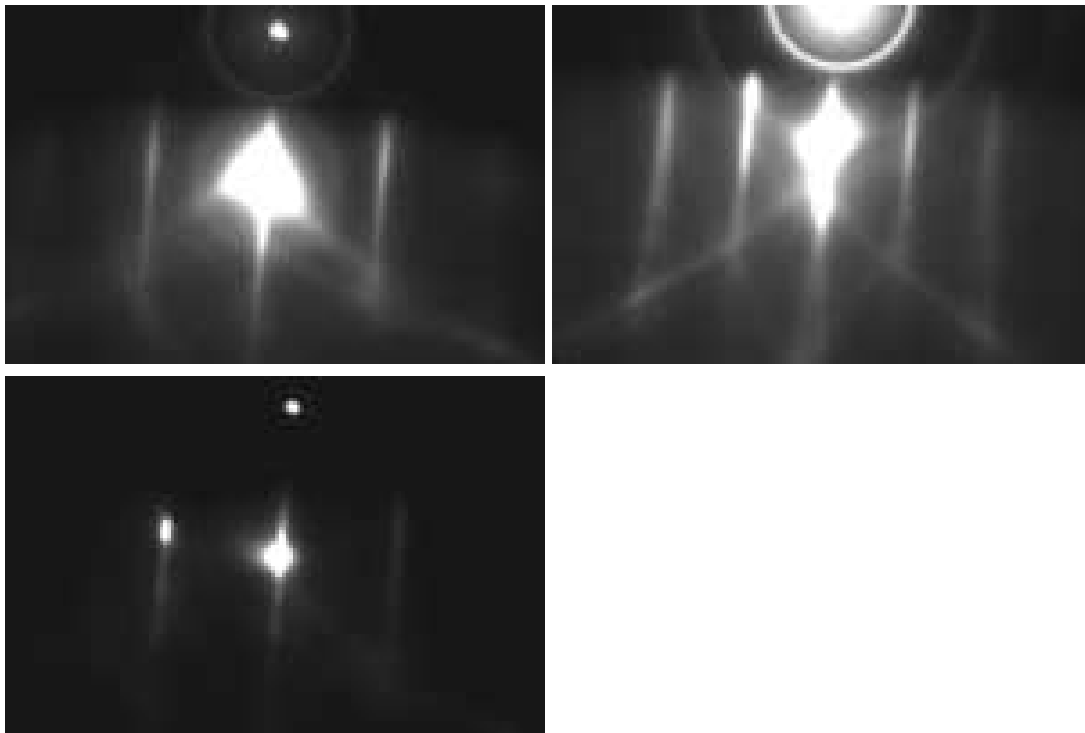


Abbildung 3-10: RHEED –Beugungsbilder der Fe(001) – Oberfläche
links: [100]-Richtung, recht: [110]-Richtung, unten: 1° Abweichung von [100]

Der Intensitätsverlauf der RHEED – Spots während der Beschichtung lässt sich grob in drei Phasen einteilen:

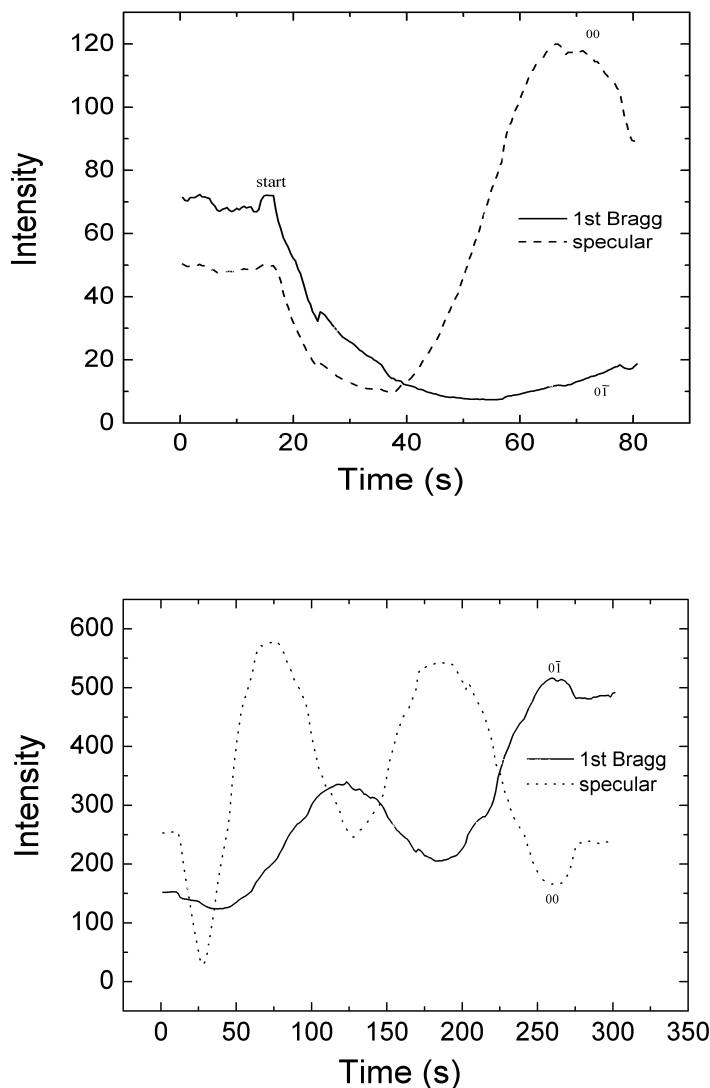


Abbildung 3-11: Intensitätsverlauf der RHEED – Spots während der ersten beiden Monolagen

1. wie in Abbildung 3-11 zu erkennen nimmt die Intensität der zu den 00 – und der $0\bar{1}$ - Stäben gehörenden Beugungsmaxima unmittelbar nach dem Start des Lasers ab. Die Intensität des spekulären Reflexes erreicht dabei zuerst ihr Minimum, steigt dann wieder an und erreicht ihr Maximum bei einer Intensität, die deutlich (etwa Faktor 2,5) größer ist als vor Beginn der Beschichtung. Die Intensität des $0\bar{1}$ - Reflexes erreicht ihr erstes Minimum mit einer Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ gegenüber dem spekulären Reflex. Ab dem zweiten Maximum des spekulären Reflexes verlaufen beide Intensitäten gegenphasig.
2. Nach dem zweiten Maximum steigt die Intensität noch einmal sprunghaft an. Bis zum sechsten Maximum verlaufen die Oszillationen gegenphasig, wobei die Amplitude in jeder Periode um ca. 15 % abnimmt.

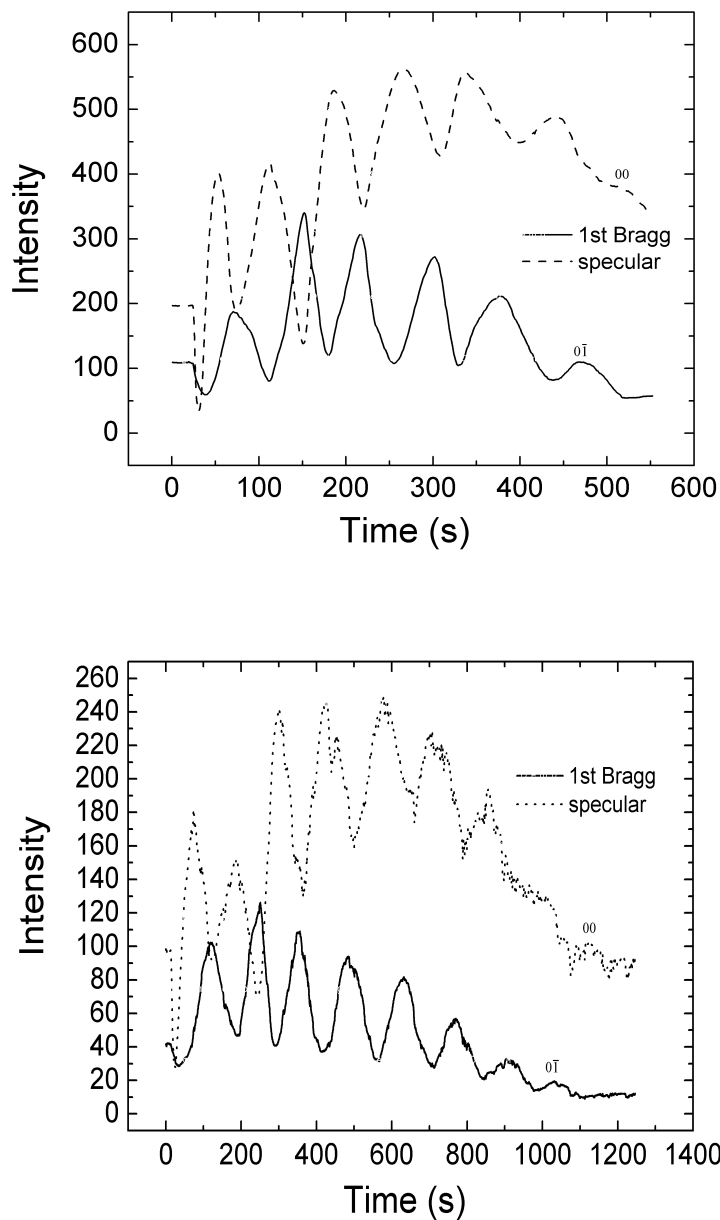


Abbildung 3-12: Intensitätsverlauf bis zur 6-ten bzw. 9-ten Monolage

3. Nach der sechsten Periode nimmt die Intensität stark ab. Wieder tritt eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ auf, jedoch dieses mal mit umgekehrtem Vorzeichen als zu Beginn der Deposition (Abbildung 3-13 unten). Die Intensität des $0\bar{1}$ - Reflexes nimmt weiter ab und verschwindet etwa ab der elften Periode. Die Intensität des spekulär reflektierten Strahles hingegen erreicht nach ca. 19 Perioden wieder ihren Anfangswert, während die Amplitude der Oszillationen ebenfalls verschwindet.

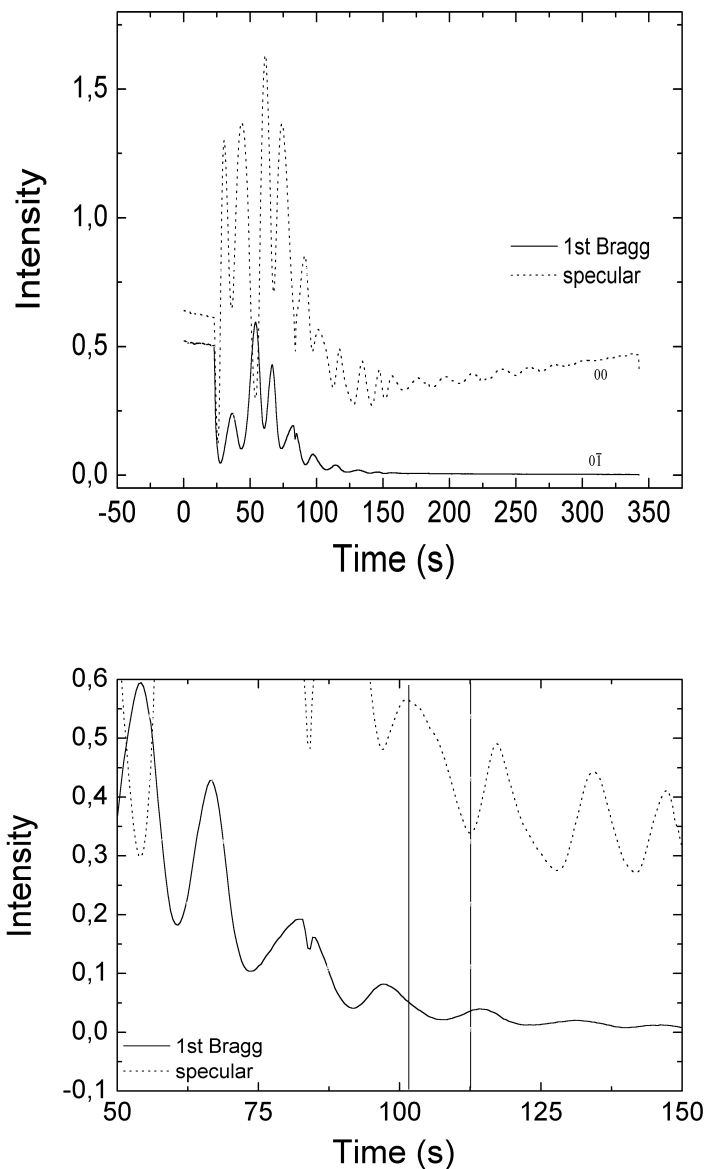


Abbildung 3-13: Amplitudenverkleinerung und Phasenverschiebung nach der 6. Monolage. Der vergrößerte Ausschnitt (unten) zeigt die Phasenverschiebung.

Eine mögliche Erklärung für das veränderte Verhalten nach der 2. Periode besteht darin, dass wie Abbildung 3-2 zeigt, erst ab der 3. Monolage der Abstand zwischen den MgO – Lagen $2,1 \text{ \AA}$ erreicht, was auch dem Schichtebenenabstand im Kristallinneren entspricht, während der Abstand zwischen den darunter liegenden MgO - Lagen $2,26 \text{ \AA}$ bzw. $2,16 \text{ \AA}$ beträgt. Außerdem findet zu Beginn der Beschichtung die Oxidation der obersten Fe-Lage statt. Zu beachten ist jedoch, dass die Struktur, die in Abbildung 3-2 wiedergegeben ist, einer thermisch deponierten MgO – Schicht entspricht, während die in diesem Kapitel beschriebenen Schichten durch Laserablation erzeugt wurden.

Die Veränderungen nach der sechsten Periode sind dagegen auf die Entstehung von Versetzungen infolge der 3,7 % Gitterfehlانpassung zwischen dem Fe-Substrat und der MgO-Schicht zurückzuführen, wie sie bereits für thermisch gewachsene MgO –

Schichten auf Fe(001) beschrieben wurden [2]. In den RHEED – Beugungsbildern sind solche Versetzungen an der Aufspaltung der Reflexe erkennbar (Abbildung 3-14).



Abbildung 3-14: RHEED – Beugungsbilder in Fe[100] – Richtung mit 4,5 (links), 5,5 (Mitte) und 9 (rechts) Monolagen MgO. Die Pfeile zeigen auf die gesplitteten Reflexe.

Die MgO – Schichtdicke wurde aus den Oszillationen der RHEED – Intensität bestimmt, indem aus der Periodendauer deutlich erkennbarer Oszillationen die Aufdampftrate bestimmt und für die gesamte Depositionszeit als konstant angenommen wurde. Mögliche Reaktionen der Fe – Oberfläche mit dem Sauerstoff wurden nicht berücksichtigt. Auffällig sind die stark unterschiedlichen Aufdampfraten. Sie liegen zwischen $0,014 \text{ \AA} / \text{s}$ und $0,123 \text{ \AA} / \text{s}$. Dies entspricht einer Schichtdicke je Laserpuls von $0,003 \text{ \AA}$ bis $0,025 \text{ \AA}$.

3.3.2 Auger - Elektronen - Spektroskopie (AES) von MgO auf Fe

Wird ein Elektron aus einer inneren Schale eines Atoms herausgelöst, so erfolgt die Auffüllung der Lücke, indem ein Elektron aus einer der äußeren Schalen auf den freien Platz wechselt. Die dabei freiwerdende Energie kann durch Photonenemission (strahlender Übergang) abgestrahlt oder auf ein anderes Elektron übertragen (Augerübergang) werden. Ein auf diese Weise emittiertes Elektron bezeichnet man als Auger - Elektron. Da seine Energie von einem Übergang zwischen zwei atomaren Niveaus herrührt, ist sie elementspezifisch.

Auger-Spektroskopie wird im wesentlichen für drei Zwecke eingesetzt:

- Wegen der elementspezifischen Energie der Augerelektronen eignen sich diese zur chemische Analyse der Probenoberfläche. Kontaminationen der Probe z. B. durch Absorption aus dem Restgas sind in der Regel gut zu erkennen.
- Bei hinreichend guter Auflösung können an Hand der Verschiebung von Energieniveaus Bindungszustände erkannt werden. Chemische Bindungen können sich auch durch fehlende oder zusätzliche Übergänge bemerkbar machen. So unterscheidet sich z. B. das Spektrum der Mg-Ionen im MgO deutlich vom Spektrum atomaren Magnesiums
- AES eignet sich zur Bestimmung der Schichtdicke dünner Schichten, wie in Abschnitt 3.3.2.4 näher ausgeführt wird. Können Auger-Spektren während des Schichtwachstums fortlaufend aufgezeichnet werden, so lässt sich daraus sogar der Wachstumsmodus bestimmen.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde ein Auger Spektrometer der Fa. Omicron verwendet. Die Anregung erfolgt durch einen Elektronenstrahl, der

senkrecht mit 3 keV auf die Probenoberfläche auftrifft. Die Bestimmung der Energieverteilung der emittierten Auger-Elektronen erfolgt durch einen senkrecht vor der Probe angebrachten Zylinderspiegelanalysator.

3.3.2.1 Funktionsweise eines Zylinderspiegelanalysators

Der zur Erstellung der Auger-Spektren verwendete Zylinderspiegelanalysator (cylindrical mirror analyzer, CMA) besteht aus zwei um eine gemeinsame Achse montierten Zylindern mit den Radien r_1 und r_2 , $r_1 < r_2$, von denen der innere geerdet und der äußere mit einem einstellbaren elektrischen Potential $-V$ kontaktiert ist, so dass zwischen den Zylindern ein radiales elektrisches Feld besteht (Abbildung 3-15). Der innere Zylinder ist mit einem Eintrittsfenster versehen, so dass die Auger-Elektronen, die von der auf der Achse liegenden Quelle S in einem Winkel von $42^\circ \pm \Delta\alpha$ zur Achse emittiert werden, in den Zylinderzwischenraum eintreten. Durch das dort herrschende elektrische Feld werden Elektronen mit geeigneter Energie $[E - \Delta E ; E + \Delta E]$ so umgelenkt, dass sie den Zylinderzwischenraum durch ein Austrittsfenster wieder verlassen und an einem Punkt F auf der Achse fokussiert werden. Dabei ist sowohl die mittlere Energie der transmittierten Elektronen E als auch die Breite des Energieintervalls $2\Delta E$ proportional zur Zylinderspannung V . Ist $N(E)$ die Dichtefunktion der Elektronen bzgl. ihrer kinetischen Energie, so ist die Zählrate bei der Energie E also proportional zu $E \cdot N(E)$.

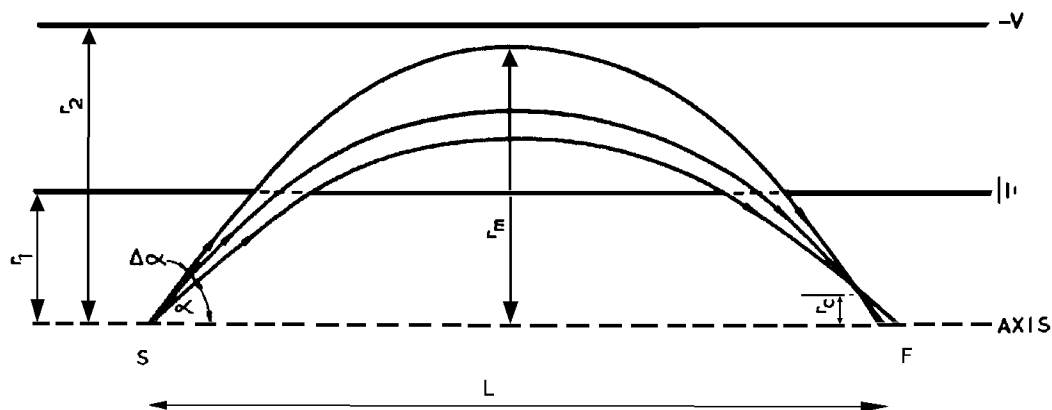


Abbildung 3-15: Aufbau eines Zylinderanalysators. Ref[9]

3.3.2.2 Modulation der Analysatorspannung

Die Messung der Auger-Spektren erfolgte in dieser Versuchsreihe mit Hilfe eines Lock - In Verstärkers. Dazu wird dem Potential V des äußeren Zylinders ein periodisches Potential $V_m \cdot \sin(\omega t)$, $V_m \ll V$ überlagert. Die momentane Zählrate ist dann proportional zu:

$$\left(E + \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot \sin(\omega t) \right) \cdot \left(N \left(E + \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot \sin(\omega t) \right) \right).$$

Dabei ist E_{mpp} die peak-to-peak Amplitude der Energiemodulation. Die Taylor-Entwicklung nach E lautet:

$$\left(E + \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot \sin(\omega t) \right) \cdot \left(N(E) + \frac{dN(E)}{dE} \cdot \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot \sin(\omega t) + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 N(E)}{dE^2} \cdot \frac{1}{4} E_{\text{mpp}}^2 \cdot \sin^2(\omega t) + \dots \right)$$

Über den Lock - In Verstärker wird nur der Teil der Zählrate gemessen, der mit $\sin(\omega t)$ moduliert wird. Das ist:

$$\frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot N(E) + E \cdot \frac{dN(E)}{dE} \cdot \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} + \dots = \frac{1}{2} E_{\text{mpp}} \cdot \left(N(E) + E \cdot \frac{dN(E)}{dE} + \dots \right)$$

Die Beiträge aus den Fourierentwicklungen der höheren ungeraden Potenzen von $\sin(\omega t)$ sind vernachlässigbar. Die Amplitude der gemessenen Peaks ist also proportional zu E_{mpp} , wenn die Peakbreite so groß ist, dass sich der Wert

$$N(E) + E \cdot \frac{dN(E)}{dE} \text{ im Intervall } \left[E - \frac{1}{2} \cdot E_{\text{mpp}}; E + \frac{1}{2} \cdot E_{\text{mpp}} \right]$$

nicht signifikant ändert. Bei der in den Experimenten eingesetzten Modulationsamplitude von $E_{\text{mpp}} = 5 \text{ eV}$ ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt. Eine geringere Modulationsamplitude hätte jedoch zu einem unzureichenden Signal zu Rausch - Verhältnis geführt. Beim Vergleich verschiedener Auger - Peaks sind daher ggf. geeignete Korrekturfaktoren zu berücksichtigen.

Abbildung 3-16 zeigt die experimentell bestimmte Abhängigkeit einiger Auger - Peakhöhen von der Modulationsamplitude. Bei $E_{\text{mpp}} = 5 \text{ eV}$ beträgt die Abweichung der gemessenen von der tatsächlichen Peakhöhe für den O (KLL) und den Mg(KLL) - Übergang jeweils ca. 10 %. Für den Fe(LMM) - Übergang ist noch keine Korrektur erforderlich.

Für die zugehörigen Peakbreiten sind in der Literatur [10] folgende Werte angegeben:

O (KLL): $\delta E = 1,6 \text{ eV}$

Fe (LMM): $\delta E = 2,2 \text{ eV}$

Mg (KLL): $\delta E = 1,4 \text{ eV}$

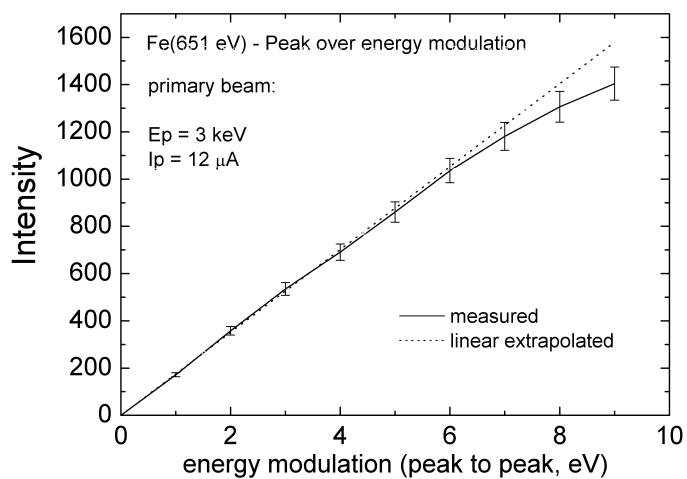
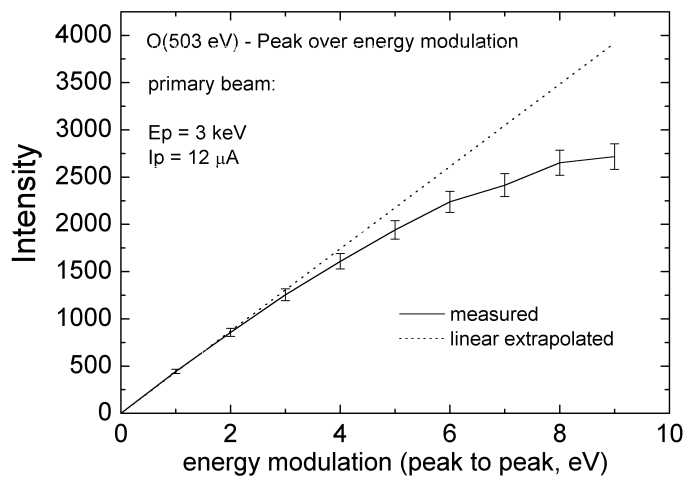
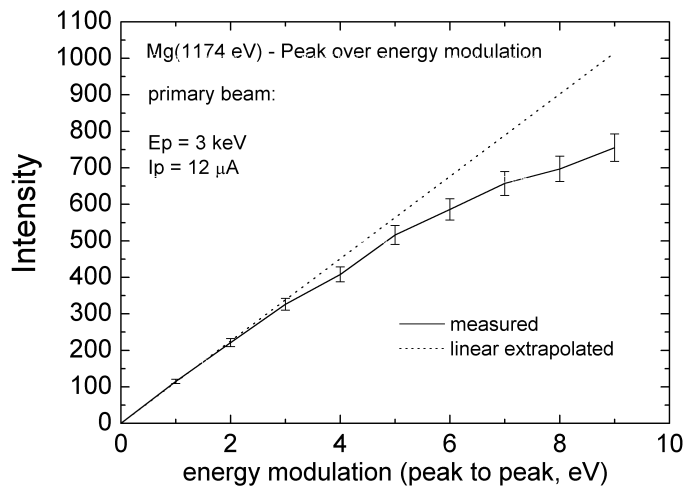


Abbildung 3-16: Abhängigkeit der Auger - Peakhöhen von der Energiemodulation

3.3.2.3 Spektren dünner MgO –Schichten auf Fe(001)

Abbildung 3-17 zeigt das Auger-Spektrum einer mit 6,5 Monolagen MgO beschichteten Fe(001) – Oberfläche. Zur Auswertung der Spektren wurden die Peaks der angegebenen O(KLL)-, Fe(LMM)- und Mg(KLL)-Übergänge genutzt.

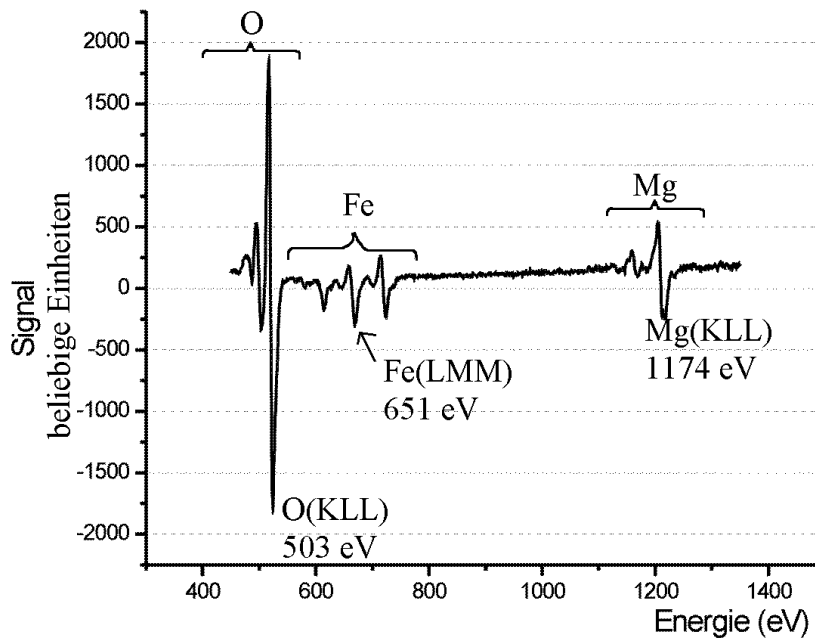


Abbildung 3-17: Auger-Spektrum von 6,5 Monolagen MgO auf Fe(001)

Primärstrahl: 3 keV, ca. 10 μ A. Energiemodulation: 5 eV (peak to peak).

3.3.2.4 Abhängigkeit der Peakverhältnisse von der Schichtdicke

Im Augerspektrum eines mit einer dünnen Absorbatschicht bedeckten Substrates besteht ein Zusammenhang zwischen

- der Dicke der Absorbatschicht und
- den Intensitätsverhältnissen zwischen vom Absorbat und vom Substrat erzeugten Augerpeaks.

Das hier beschriebene Modell unterstellt ein kontinuierliches Schichtwachstum. Es liefert, wie nachfolgend auch experimentell bestätigt wird, eine gute Näherung für die Dicke einer oligoatomaren Schicht. Zur Bestimmung des Wachstumsmodus sind andere Modelle [11] erforderlich.

Sei

- I_0 die Intensität des Primärstrahles, der die Augeremission anregt.
- $I_0 \cdot s \cdot d\xi$ der Beitrag, den eine Schicht der Dicke $d\xi$ zur Amplitude eines Augerpeaks leist. s ist eine für jeden Augerübergang spezifische Konstante.
- $I(x)$ die relative Amplitude eines Augerpeaks, der von einer Schicht der Dicke x erzeugt wird.
- λ die inelastische mittleren freie Weglänge (imfp) der am betrachteten Peak beteiligten Elektronen

Dann ist

$$I(x) = \int_0^x I_0 \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{\xi}{\lambda \cdot \cos(42^\circ)}\right) d\xi$$

Dabei beschreibt der Exponentialterm die Dämpfung jedes Beitrages durch die darüber liegende Schicht. Die Integration ergibt

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0 \cdot s \cdot (-\lambda \cdot \cos(42^\circ)) \cdot \left[\exp\left(-\frac{x}{\lambda \cdot \cos(42^\circ)}\right) - \exp\left(-\frac{0}{\lambda \cdot \cos(42^\circ)}\right) \right] \\ &= I_0 \cdot s \cdot \lambda \cdot \cos(42^\circ) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda \cdot \cos(42^\circ)}\right) \right) \end{aligned}$$

Für den Grenzfall einer unendlich dicken Schicht gilt dann:

$$I(\infty) = I_0 \cdot s \cdot \lambda \cdot \cos(42^\circ) =: I_0 \cdot S$$

S ist die relative Empfindlichkeit des jeweiligen Augerüberganges, bezogen auf die Empfindlichkeit des Ag (MNN) – Überganges bei 351 eV. Mit dieser Definition wird die relative Intensität eines Peaks aus der Absorbatschicht

$$I(x) = I_0 \cdot S \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda \cdot \cos(42^\circ)}\right) \right)$$

Die relativen Empfindlichkeiten der für diese Arbeit relevanten Übergänge wurden dem "Handbook of Auger Electron Spectroscopy" [12] entnommen. Sie sind in Tabelle 3-3 dargestellt.

<i>Auger – Peak</i>	<i>rel. Empfindlichkeit</i>
O KLL (503 eV)	0,5
Fe LMM (651 eV)	0,2
Mg KLL (1174 eV)	0,16

Tabelle 3-3: relative Empfindlichkeiten

Das zur Bestimmung der Schichtdicke relevante Intensitätsverhältnis ist der Quotient aus der entsprechend der eben durchgeführten Rechnung bestimmten Amplitude eines Augerpeaks des Absorbates und der Amplitude eines Augerpeaks aus dem Substrat. Dabei ist noch zu berücksichtigen, dass auch der aus dem Substrat stammenden Beitrag zum Auger-Spektrum beim Durchgang durch die Absorbatschicht gedämpft wird. Die Intensität I_0 des hochenergetischen Primärstrahles wird über den gesamten relevanten Bereich als konstant angenommen. Sind I_A bzw. I_S die Peakhöhen der betrachteten Übergänge im Absorbat bzw. Substrat, so ist

$$\frac{I_A}{I_S} = \frac{I_0 \cdot S_A \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda_A \cdot \cos(42^\circ)} \right) \right)}{I_0 \cdot S_S \cdot \exp\left(-\frac{d}{\lambda_S \cdot \cos(42^\circ)} \right)}$$

Dabei sind S_S und S_A die relativen Empfindlichkeiten der Übergänge und λ_A und λ_S die mittlere freie Weglänge (imfp) der zugehörigen Elektronen in der Absorbatschicht.

Zur imfp im MgO findet man in der Literatur unterschiedliche Angaben:

E [eV]	Gries [13]	Tanuma et al [14]	Akermann et al [15]	Seah et al [16]
503	12,70 Å	13,65 Å	12,69 Å	16,7 Å
651	14,62 Å	16,35 Å	15,48 Å	18,9 Å
1174	22,55 Å	25,34 Å	24,72 Å	25,3 Å

Tabelle 3-4: imfp der Augerelektronen im MgO

Abbildung 3-18 zeigt die berechnete und die gemessene Schichtdickenabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse zwischen den Auger - Peaks der MgO – Schicht und des Fe – Substrates. Zur Auswertung wurden die in Tabelle 3-3 angegebenen Übergänge herangezogen.

Aus den unterschiedlichen Angaben zur imfp folgen auch unterschiedliche Ergebnisse für die berechneten Intensitätsverhältnisse zwischen den betreffenden Auger - Peaks. In der Abbildung sind die aus den Angaben in Tabelle 3-4 berechneten Werte eingetragen.

Bei den gemessenen Intensitätsverhältnissen wurde die wegen der Energiemodulation (Abschnitt 3.3.2.2) erforderliche Korrektur berücksichtigt. Die zu den gemessenen Intensitätsverhältnissen gehörigen Schichtdicken wurden wie oben beschrieben durch Auswertung der RHEED – Oszillationen bestimmt. Zur Abschätzung der Messfehler wurde angenommen, dass die Intensität des Primärstrahles während einer Messung um bis zu 5 % schwankt.

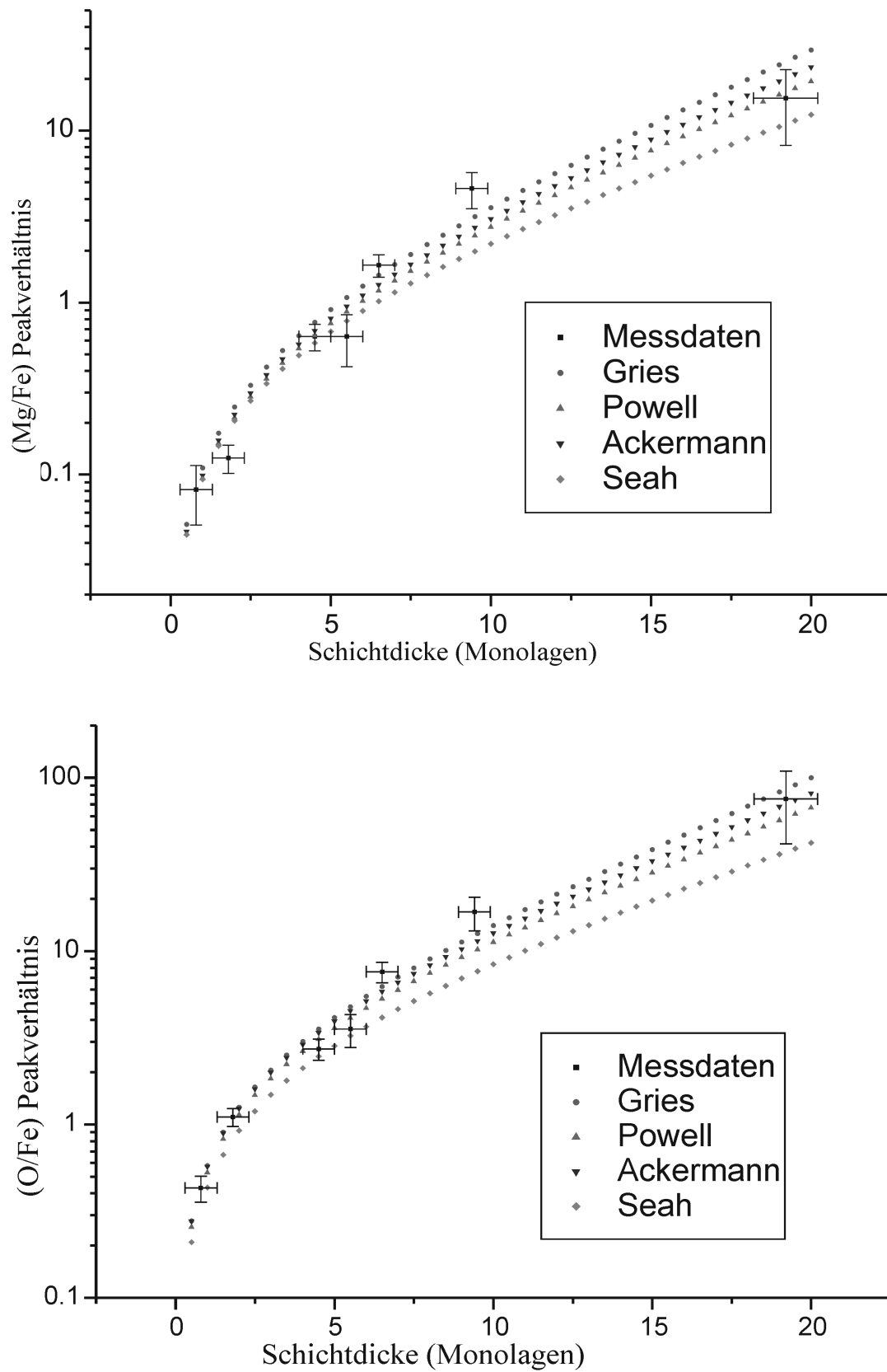


Abbildung 3-18: berechnete und gemessene Auger - Peakverhältnisse zwischen MgO-Absorbat und Fe-Substrat

3.3.3 Topologische und elektronische Charakterisierung im Raster – Tunnel – Mikroskop

Abbildung 3-19 zeigt das Prinzip eines Rastertunnelmikroskopes (scanning tunneling microscope, STM). Wird eine Metallspitze, deren elektrisches Potential sich von dem einer leitfähigen Probe unterscheidet, an die Probenoberfläche angenähert, so fließt infolge des Tunneleffektes bereits Strom zwischen Spitze und Probe, bevor diese sich berühren. Die Stromstärke hängt exponentiell vom Abstand zwischen Spitze und Probe ab. Messungen werden üblicherweise mit Spannungen bis zu einigen (<10) Volt bei einem Abstand von ca. 1 nm durchgeführt. Dabei führt eine Abstandsänderung von einigen Å (entsprechend einer Atomlage) zu einer Änderung des Tunnelstromes um 2 bis 3 Zehnerpotenzen.

Im Rastertunnelmikroskop ist eine Metallspitze an piezoelektrischen Kristallen so befestigt, dass ihre Position in allen drei Richtungen variiert werden kann. Messungen der Oberflächentopographie werden meist so durchgeführt, dass zwischen Spitze und Probe eine konstante Spannung angelegt wird. Dann wird der zu vermessende Teil der Probenoberfläche zeilenweise abgetastet, wobei an jedem Messpunkt der Abstand der Spitze so eingestellt wird, dass ein vorgegebener Tunnelstrom fließt. An Hand der zur Nachführung der Spitze erforderlichen Regelspannung kann eine Abbildung⁴ der Oberfläche erstellt werden. Gute Rastertunnelmikroskope erreichen dabei atomare Auflösung.

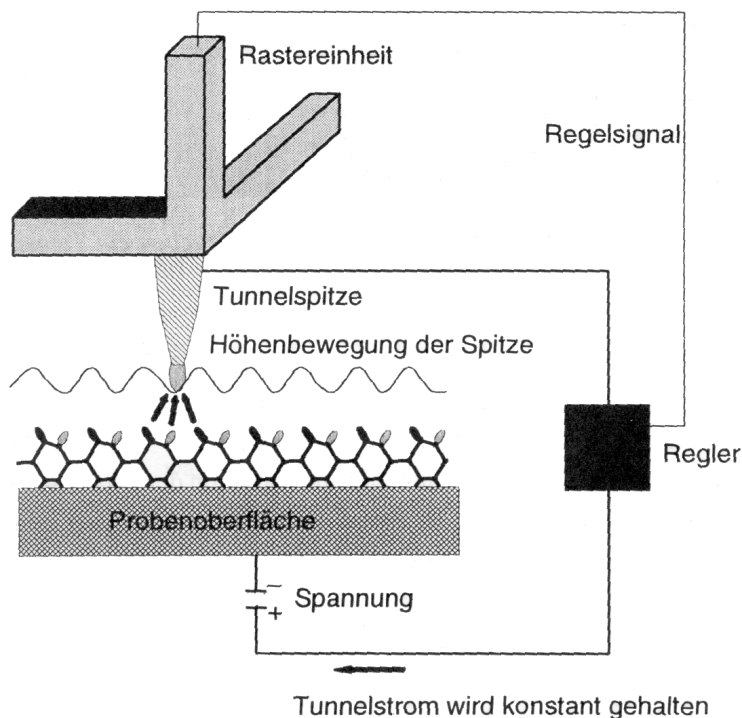


Abbildung 3-19: Aufbau eines Rastertunnelmikroskopes Ref. [17]

⁴ Da der Tunnelstrom nicht nur vom Abstand zwischen Spitze und Oberfläche, sondern auch von den elektronischen Eigenschaften der Probenoberfläche abhängt, handelt es sich im allgemeinen nicht um eine exakte topographische Abbildung.

3.3.3.1 Abbildung von Oxidschichten

Die Abbildung dünner elektrisch isolierender Schichten auf einem leitfähigen Substrat ist möglich, wenn die Isolatorschicht so dünn ist, dass bei Annäherung der Spitze ein durch den Isolator hindurchfließender Tunnelstrom gemessen werden kann.

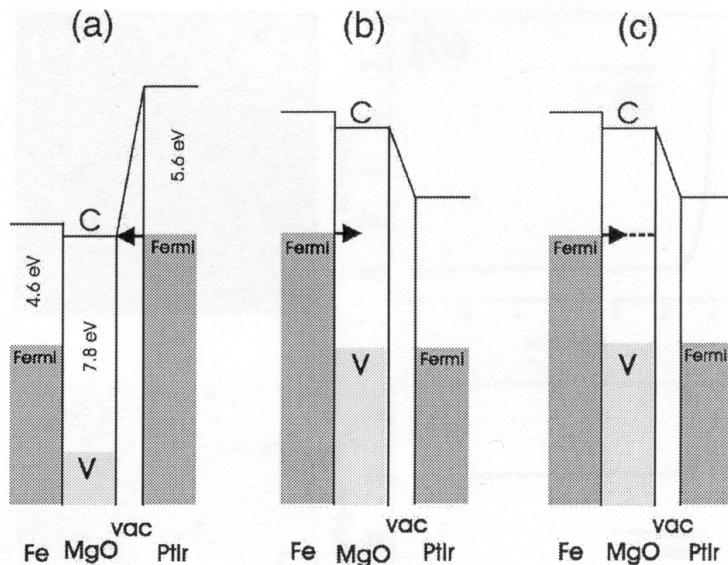


Abbildung 3-20: Tunnelstrom durch eine MgO - Vakuum - Barriere, Ref. [1]
Bias: a) +4 V, b) -4 V, c) -4 V mit zusätzlichen Defektzuständen im MgO

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein STM mit PtIr - Spitze eingesetzt. Abbildung 3-20 zeigt ein einfaches Modell der Energiebänder einer Fe/MgO/Vakuum/PtIr - Struktur mit Austrittsarbeiten von 4,6 eV für Fe bzw. 5,6 eV für PtIr und einer MgO - Bandlücke von 7,8 V. Die Abbildung veranschaulicht drei grundsätzlich verschiedene Fälle:

- Der Bias (Potentialdifferenz zwischen Probe und Spitze) beträgt + 4 V. Die Elektronen tunneln durch die Vakuumbarriere aus der Spitze in das Leitungsband des MgO.
- Der Bias beträgt - 4 V. Das Fermi-Niveau des Fe liegt in der Bandlücke des MgO. Die Elektronen müssen daher die MgO-Schicht und die Vakuumbarriere durchtunneln.
- Durch Defekte in der MgO - Schicht können zwischen Valenz- und Leitungsband zusätzliche Zustände auftreten, welche die Leitfähigkeit erhöhen.

Abbildung 3-21 zeigt die zum RHEED - Profil in Abbildung 3-11 (oben) gehörige Submonolage MgO auf der Fe(001) Oberfläche. Die Schicht besteht aus einem Netz zusammengewachsener einlagiger Wachstumsinseln.

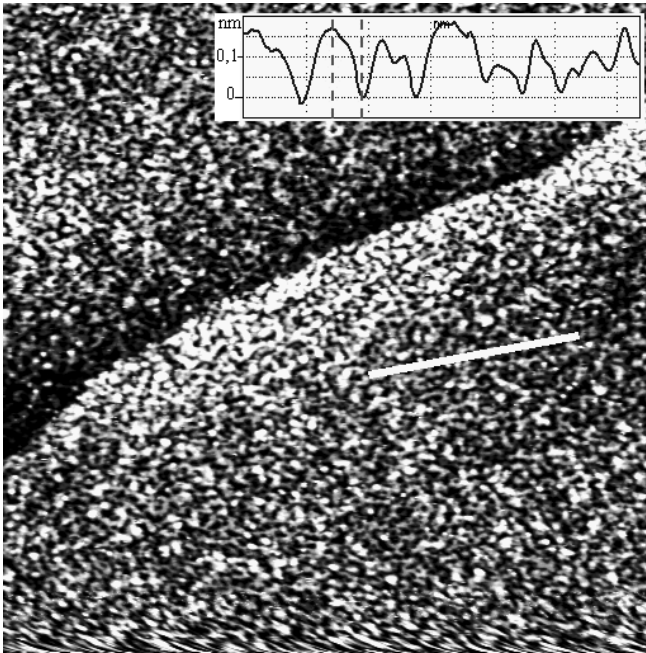


Abbildung 3-21: Wachstumsinseln auf Fe(001) einer Submonolage MgO

Bildgröße: 200 x 200 nm²

Aufnahmebedingungen:

Bias: 4 V

Strom: 0,4 nA

Abbildung 3-22 zeigt die Topographie einer 2-lagigen MgO – Schicht auf einem Fe(001) – Einkristall. Die Beschichtung wurde beim 2. Maximum des $0\bar{1}$ - RHEED – Reflexes abgebrochen (Abbildung 3-11 unten). Das STM – Bild zeigt eine nahezu gefüllte zweite MgO - Lage (grau). Die dunklen Flecke markieren die Bereiche, in denen die zweite Lage noch nicht vollständig ist, während an den weiß dargestellten Stellen bereits die dritte Lage entsteht.

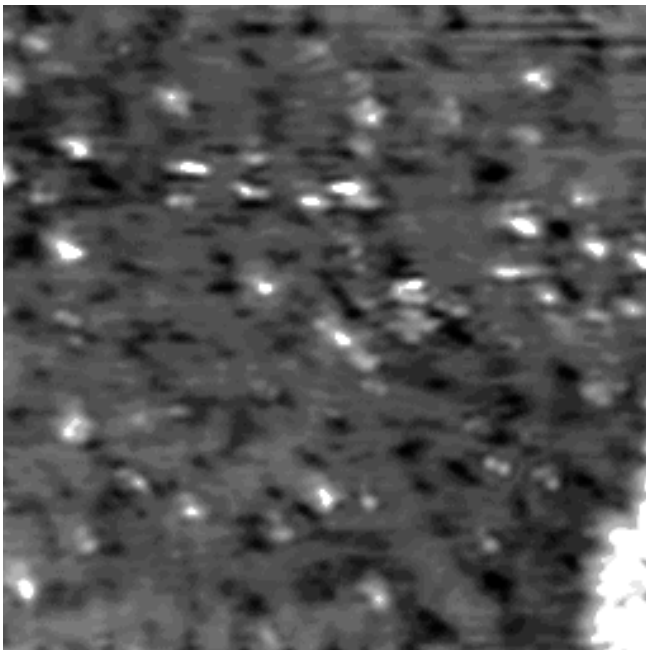


Abbildung 3-22: Topographie einer Fe(001)-Oberfläche mit 2 Monolagen MgO.

schwarz: 1. Monolage
 grau 2. Monolage
 weiß 3. Monolage

Bildgröße: 50 x 50 nm²

Aufnahmebedingungen:

Bias: 4 V

Strom: 2 nA

Die etwa ab der sechsten Monolage einsetzende Entstehung von Versetzungen in der MgO-Schicht ist auch im STM sichtbar. Wie in Abbildung 3-24 erkennbar ordnen sich Wachstumsinseln in der sechsten Monolage bevorzugt entlang von Linien an, die parallel zur MgO[100] – Richtung verlaufen. Bei den in Abbildung 3-23 sichtbaren Wachstumsinseln der fünften Monolage ist dies noch nicht der Fall. Die 9 Monolagen dicke MgO-Schicht in Abbildung 3-25 zeigt deutlich ausgeprägte Strukturen, die in MgO[100] – Richtung verlaufen.

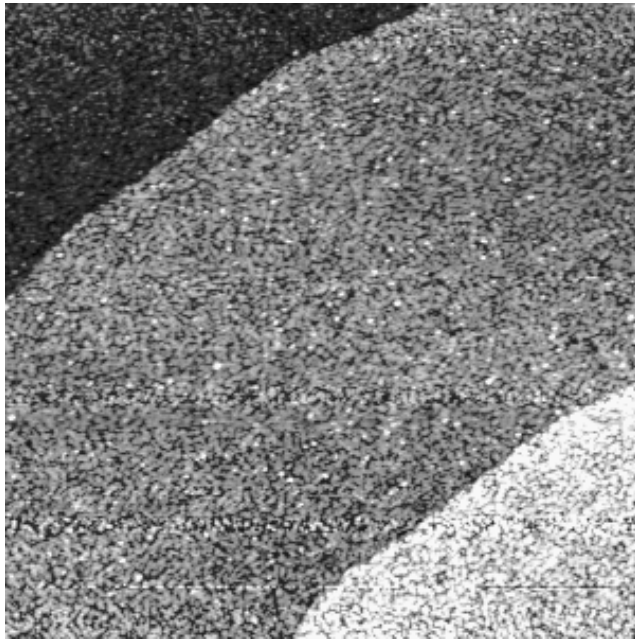


Abbildung 3-23: 4,5 Monolagen MgO auf Fe(001)

Bildgröße 300 x 300 nm²

Aufnahmebedingungen:

Bias: 4 V
Strom: 0,4 nA

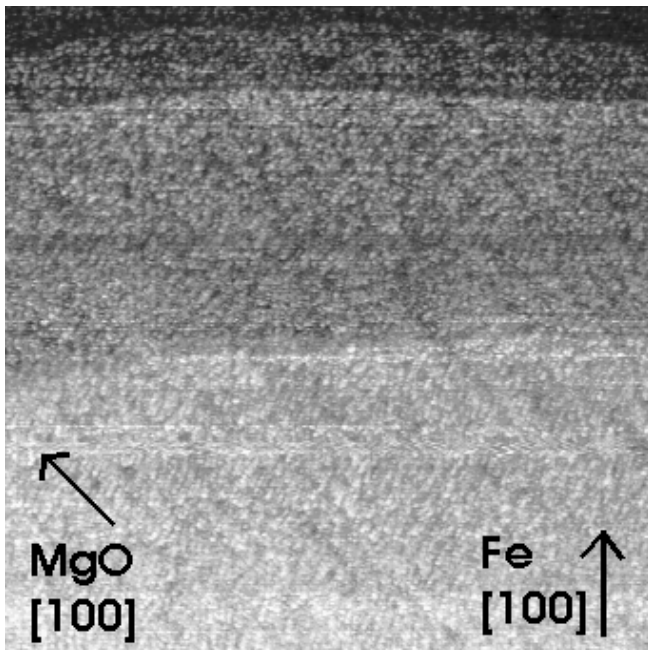


Abbildung 3-24: 5,5 Monolagen MgO auf Fe(001)

Bildgröße 300 x 300 nm²

Aufnahmebedingungen:

Bias: 4 V
Strom: 0,4 nA

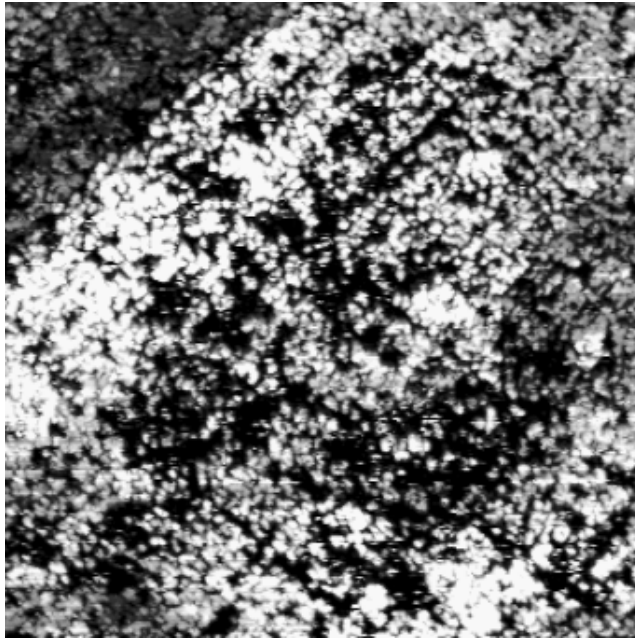


Abbildung 3-25: 9 Monolagen MgO auf Fe(001)

Bildgröße 300 x 300 nm²

Aufnahmebedingungen:

Bias: 4 V

Strom: 0,4 nA

MgO[100]

3.3.3.2 Tunnelspektroskopie

Zur Untersuchung der elektronischen Struktur einer Oberfläche eignet sich folgender Betriebsmodus:

Zwischen Tunnelspitze und Probe wird eine Spannung angelegt und die Spitze an die Probe angenähert bis ein vorgegebener Tunnelstrom erreicht ist. Dann wird die Position festgehalten und die Abhängigkeit der Stromstärke von der angelegten Spannung gemessen. Dieses Verfahren wird an jedem Punkt des betrachteten Ausschnittes der Probenoberfläche wiederholt. Die Darstellung der so gewonnenen Daten kann z. B. als Strombild erfolgen, indem bei konstanter Spannung unterschiedliche Stromstärken als Grauabstufungen dargestellt werden.

Eines der Hauptprobleme bei der Erstellung von STM – Aufnahmen von Oxidschichten besteht in der Möglichkeit, dass die Tunnelspitze Material von der Probenoberfläche aufnimmt und dadurch eine Veränderung der I(V)-Charakteristik herbeiführt. Bei der Erstellung von Tunnelspektren tritt dieses Problem wesentlich häufiger auf als bei der Aufnahme topographischer STM – Bilder, weil dabei an jeder Stelle des untersuchten Oberflächenausschnitts eine Vielzahl von Messungen durchgeführt werden muss und weil zumindest ein Teil der Messungen mit höherer Spannung ($> 4 \text{ V}$) durchgeführt wird.

Abbildung 3-26 zeigt Tunnelstromdichten durch MgO-Schichten verschiedener Dicke. Je dunkler ein Bildpunkt ist, desto größer ist der Strom, der bei dem im Bild angegebenen Bias gemessen wurde. Auffällig ist, dass jede Probe Bereiche erhöhter Leitfähigkeit aufweist (dunkle Flecken in den Strombildern). Zwischen diesen Bereichen und der Topographie der Probe besteht kein erkennbarer Zusammenhang.

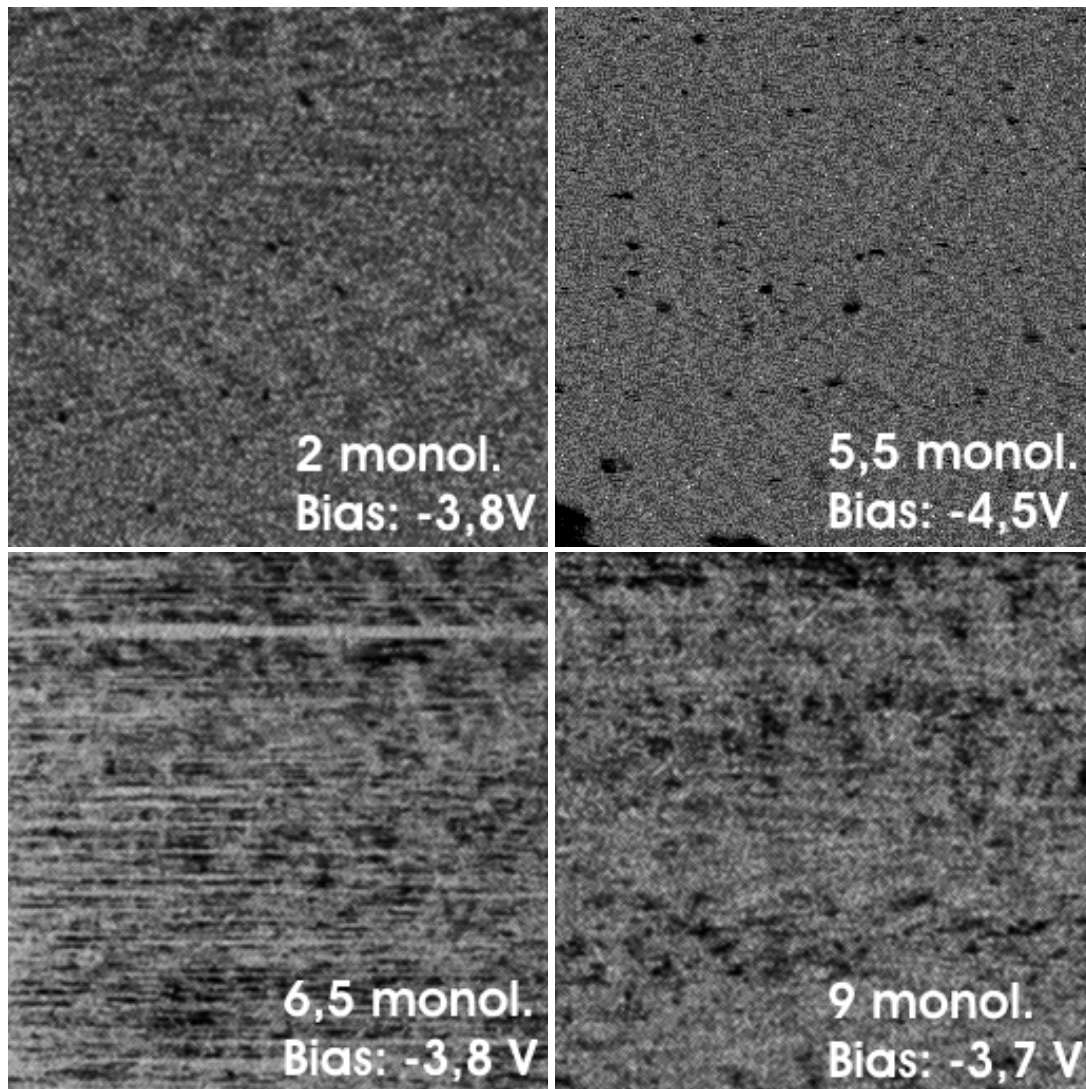


Abbildung 3-26: Tunnelstrom durch MgO-Schichten auf Fe(001), $100 \times 100 \text{ nm}^2$
Die dunklen Bereiche repräsentieren Stellen mit hoher Stromdichte

Die Annäherung der Spitze erfolgte bei unterschiedlichen Bedingungen, da keine einheitlichen Parameter gefunden wurden, mit denen an jeder Probe eine stabile Abbildung erfolgen konnte:

Schichtdicke	Bias [V]	Strom [nA]
2 Monol.	4	0,1
5,5 Monol.	6	0,4
6,5 Monol.	4	0,5
9 Monol.	4	0,4

Tabelle 3-5: Parameter zur Positionierung der Tunnelspitze

Abbildung 3-27 zeigt die aus den gleichen Messungen hervorgegangenen $I(V)$ – Charakteristiken. Die durchgezogenen Kurven entsprechen grauen Bereichen im

Strombild, die gestrichelten Linien entsprechen den schwarzen Bereichen erhöhter Leitfähigkeit.

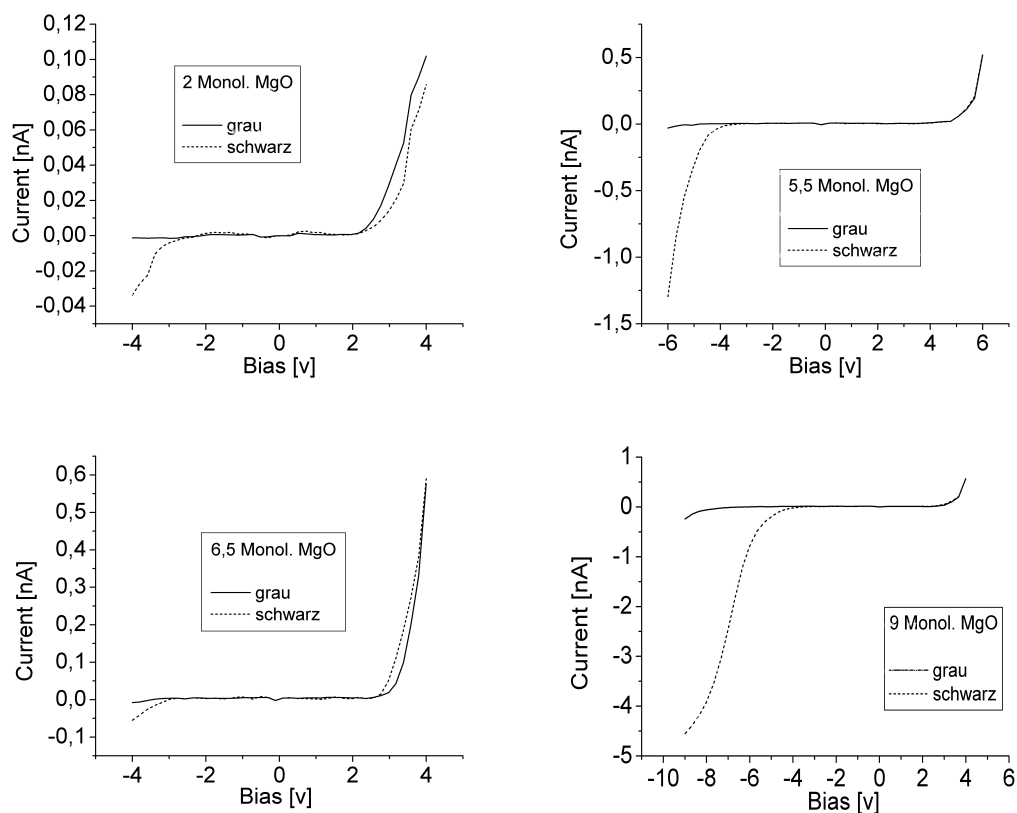


Abbildung 3-27: I(V) –Charakteristik der MgO-Schichten.

Auffällig ist die starke Asymmetrie der I(V)-Charakteristiken, die darauf zurückzuführen ist, dass die Elektronen bei positivem Bias durch die Vakuumbarriere in das Leitungsband des MgO tunneln, während bei negativem Bias sowohl die Vakuumbarriere als auch die MgO-Schicht durchtunnelt werden müssen (vgl. Abbildung 3-20).

Der Vergleich der Bereiche erhöhter Leitfähigkeit (schwarz) mit der übrigen Probenoberfläche zeigt, dass die Asymmetrie in diesen Bereichen deutlich schwächer ausgeprägt ist: Während die I(V)-Charakteristik bei positivem Bias keine signifikanten Unterschiede aufweist, ist die bei negativem Bias zur Stromleitung erforderliche Spannung reduziert. Ursache dafür können Defektzustände in der Bandlücke des MgO sein, wie sie in Abbildung 3-20 c) dargestellt sind.

Abbildung 3-28 zeigt zum Vergleich eine symmetrische I(V)-Charakteristik beim Tunneln in eine unbeschichtete Fe(001)-Kristalloberfläche.

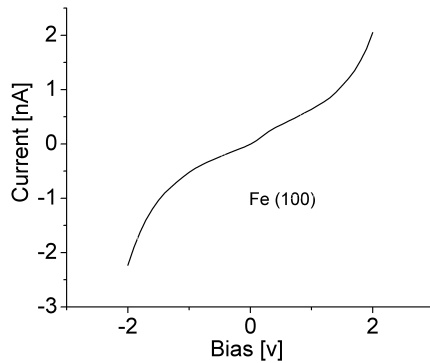


Abbildung 3-28: I(V) – Charakteristik einer sauberen Fe-Oberfläche

3.3.3.3 Einfluß der Probertemperatur

Die im letzten Abschnitt gezeigten MgO-Schichten wurden bei Raumtemperatur hergestellt. Den Einfluß unterschiedlicher Probertemperaturen auf das MgO – Wachstum zeigt Abbildung 3-29:

- a) Bei 873 K bilden sich inselartige Agglomerate. Der Durchmesser der Inseln beträgt ca. 25 nm, ihre Höhe bis zu 6 Å. Dies entspricht der mittleren MgO – Schichtdicke auf dieser Probe.
- b) Die bei 423 K aufgedampfte Schicht wächst lagenweise (Frank – van der Merwe Modus). Die erste Lage ist nahezu geschlossen. Auf ihr entstehen einlagige Wachstumsinseln. Die durchgehenden Linien sind einatomige Stufen des unterliegenden Fe-Kristalls.
- c) Diese bei Raumtemperatur entstandene Probe ist identisch mit der in Abbildung 3-22. Das Wachstum erfolgt hier ebenfalls lagenweise. Die dunklen abgerundeten Quadrate sind einatomige Löcher im Fe-Substrat.
- d) Diese bei 108 K entstandene Schicht besteht aus einer großen Anzahl einlagiger Wachstumsinseln, ähnlich der bei Raumtemperatur hergestellten Submonolage in Abbildung 3-21.

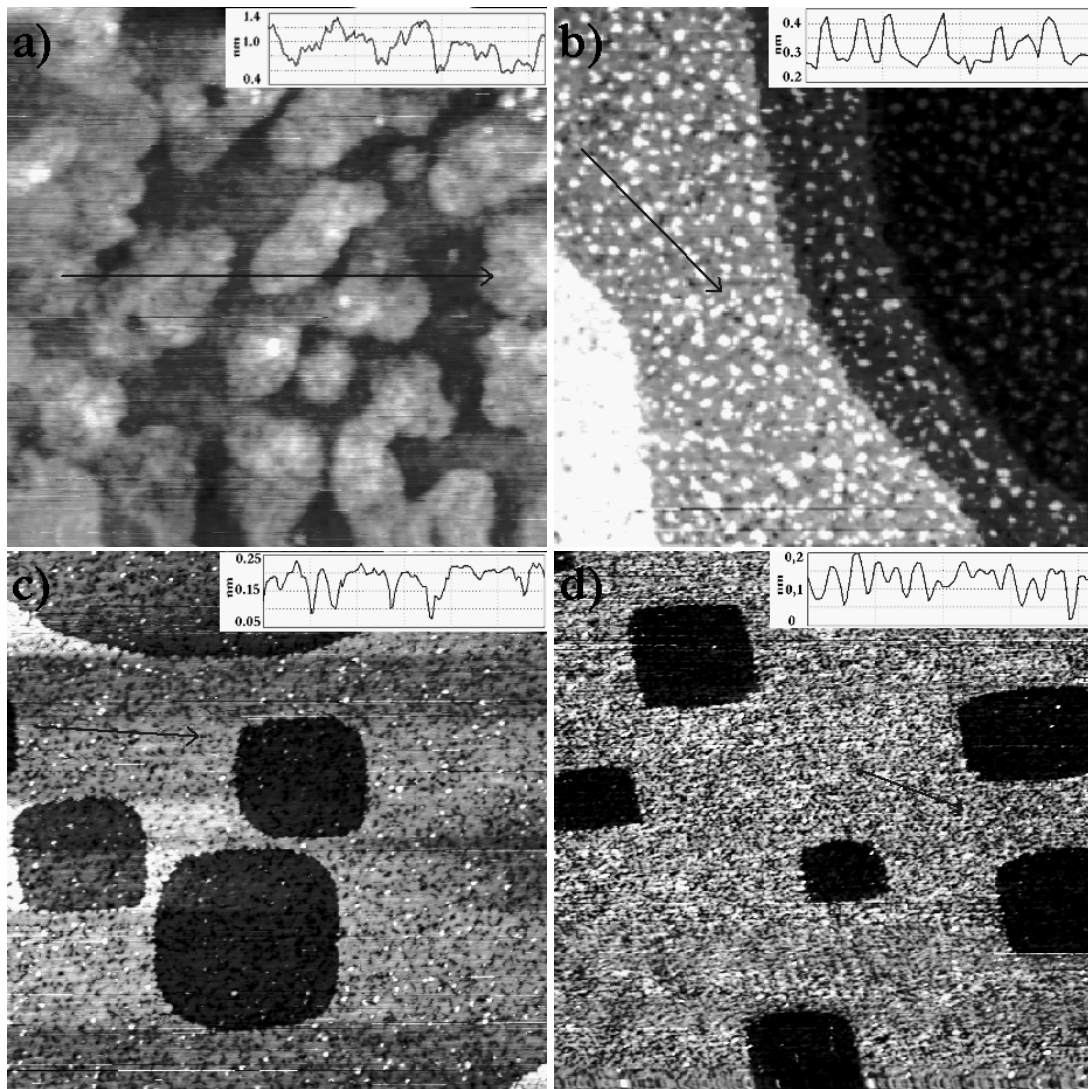


Abbildung 3-29: Temperaturabhängigkeit des Schichtwachstums:

Probentemperaturen beim Schichtwachstum: a) 873 K, b) 423 K, c) 293 K, d) 108 K.

Schichtdicken: a) 3 Lagen, b) 1 bis 2 Lagen, c) 2 Lagen, d) < 1 Lage

Bildgrößen: $200 \times 200 \text{ nm}^2$

3.3.3.4 Einfluß zusätzlich angebotenen Sauerstoffs

Die Herstellung der bisher dargestellten MgO – Schichten erfolgte im Ultrahochvakuum. Die STM - Spektren dieser Schichten zeigen lokale Bereiche erhöhter Leitfähigkeit, die auf Defekte in der MgO – Schicht hindeuten. Eine Ursache für das Auftreten solcher Defekte könnte darin bestehen, dass in die MgO Schicht lokal atomares Magnesium eingebaut wurde.

Eine Möglichkeit, die Sättigung der MgO-Schicht mit Sauerstoff sicherzustellen besteht darin, während des Wachstums der Schicht zusätzlichen Sauerstoff anzubieten. Zur Untersuchung des Einflusses solches zusätzlich angebotenen Sauerstoffs auf das Schichtwachstum wurde MgO auf einer Fe(001) – Oberfläche deponiert, während in der UHV-Kammer 10^{-7} mbar O_2 eingelassen waren.

Um die Reaktion mit dem angebotenen Sauerstoff zu fördern wurde die Probe auf 473 K geheizt. Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass MgO im UHV bei dieser Temperatur noch lagenweise aufwächst.

Nachdem der Sauerstoff in die Kammer eingelassen wurde zeigten die RHEED - Reflexe das in Abbildung 3-30 (rechts) gezeigte Muster, welches charakteristisch für dreidimensional gewachsene Oberflächenstrukturen ist. Anschließend wurde MgO durch Laserablation vom MgO-Target 25 Sekunden lang mit 5 Pulsen je Sekunde deponiert.

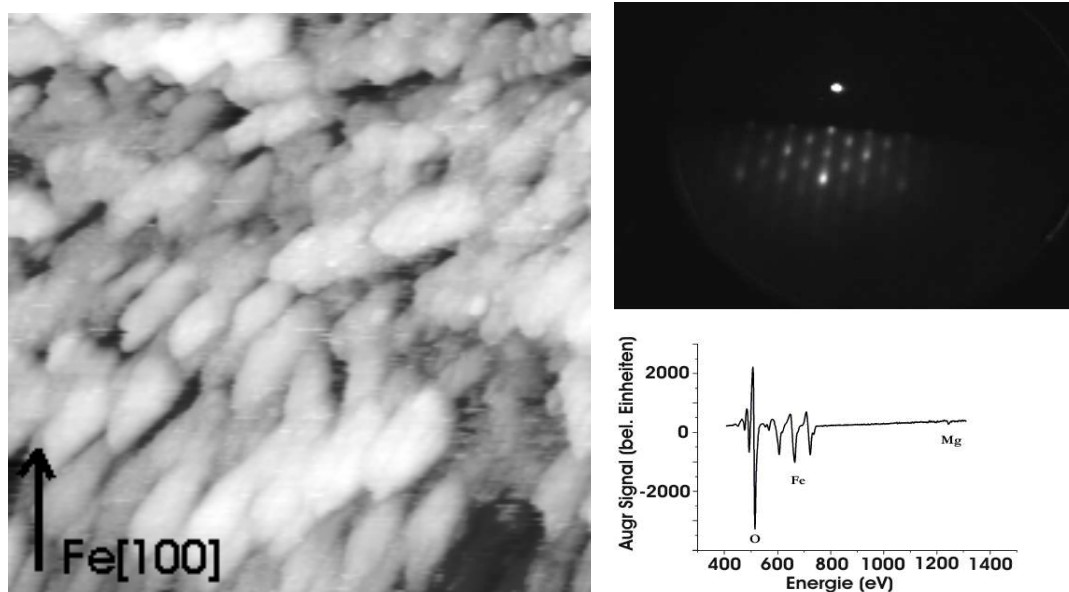


Abbildung 3-30: Fe(001) mit in 10^{-7} mbar O_2 bei 473 K aufgedampfter MgO-Schicht

Das Auger-Spektrum in Abbildung 3-30 zeigt, dass auf der Probe erheblich mehr Sauerstoff vorhanden ist, als im MgO gebunden sein kann. Das STM – Bild bestätigt die Bildung inselartiger Oberflächenstrukturen, deren Ränder vorzugsweise entlang der Fe[110]-Richtung ausgerichtet sind.

Offensichtlich führt die Bereitstellung von Sauerstoff vor dem Aufbringen der MgO-Schicht zur Oxidation der Fe-Oberfläche, wobei das Oxid im Volmer-Weber Modus aufwächst. Darauf lassen sich jedoch keine glatten MgO-Schichten mehr aufbringen.

3.3.4 Strukturelle Charakterisierung durch Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)

Abbildung 3-31 zeigt das Schema einer LEED – Apparatur. Ein kollimierter monoenergetischer Elektronenstrahl trifft auf die Probenoberfläche und wird dort kohärent gestreut. Die gebeugten Elektronenstrahlen treffen auf einen Leuchtschirm und werden durch Fluoreszenz sichtbar gemacht. Die zwischen der Probe und dem Leuchtschirm befindlichen Gitter dienen der Unterdrückung inelastisch gestreuer Elektronen. Dazu wird Gitter 2 auf ein negatives Potential gebracht, das jedoch betragsmäßig kleiner ist als die Beschleunigungsspannung des Primärstrahles. Bei senkrechtem Einfall des Primärstrahles repräsentiert das auf dem Leuchtschirm sichtbare Beugungsbild die Schnittfläche der Ewaldkugel mit dem reziproken Gitter der Oberfläche.

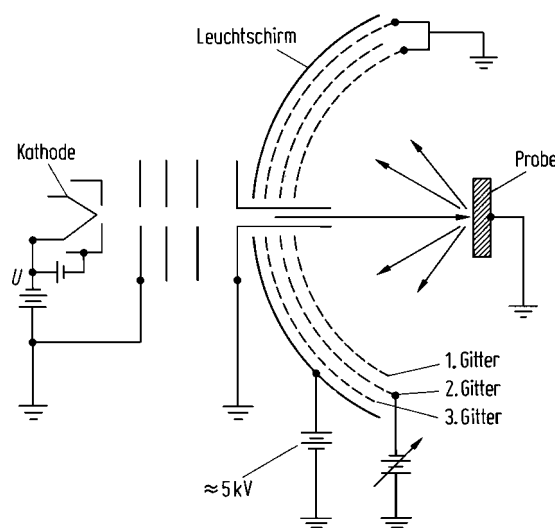


Abbildung 3-31: Schema einer LEED-Apparatur. Ref[18]

Abbildung 3-32 zeigt das LEED – Beugungsbild einer Fe(001) – Oberfläche. Die großflächig glatte und versetzungsarme Oberfläche des unbeschichteten Fe-Kristalls führt zu scharfen LEED – Reflexen.

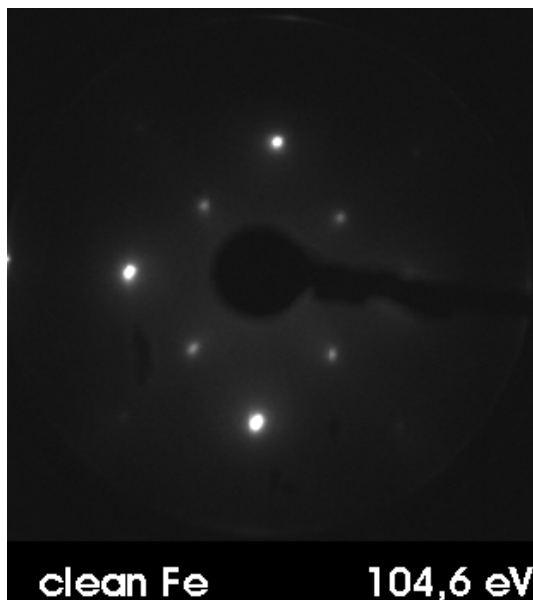


Abbildung 3-32: LEED – Reflexe einer Fe(001) - Oberfläche

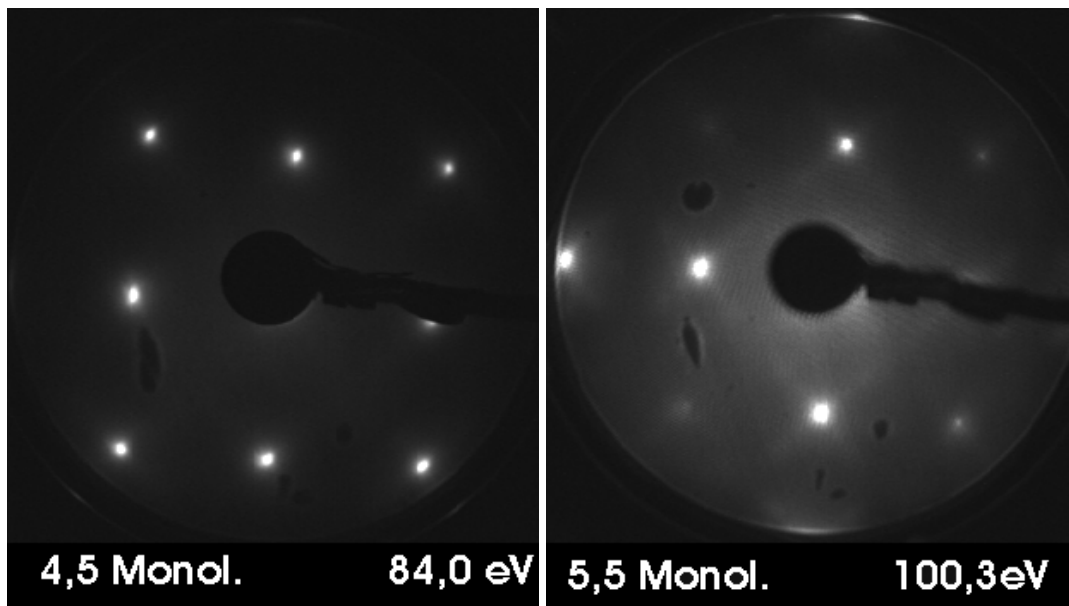


Abbildung 3-33: Beugungsbilder der Fe(001) Oberfläche mit 4,5 bzw. 5,5 Monolagen MgO

Die Beugungsreflexe der 4,5-lagigen MgO-Schicht (Abbildung 3-33 links) sind ähnlich scharf wie die der reinen Fe(001) Oberfläche. Bei 5,5 Monolagen sind dagegen bereits erste Anzeichen entstehender Satellitenreflexe (s.u.) zwischen den Hauptbeugungsreflexen erkennbar, jedoch sind diese noch sehr diffus und von geringer Intensität.

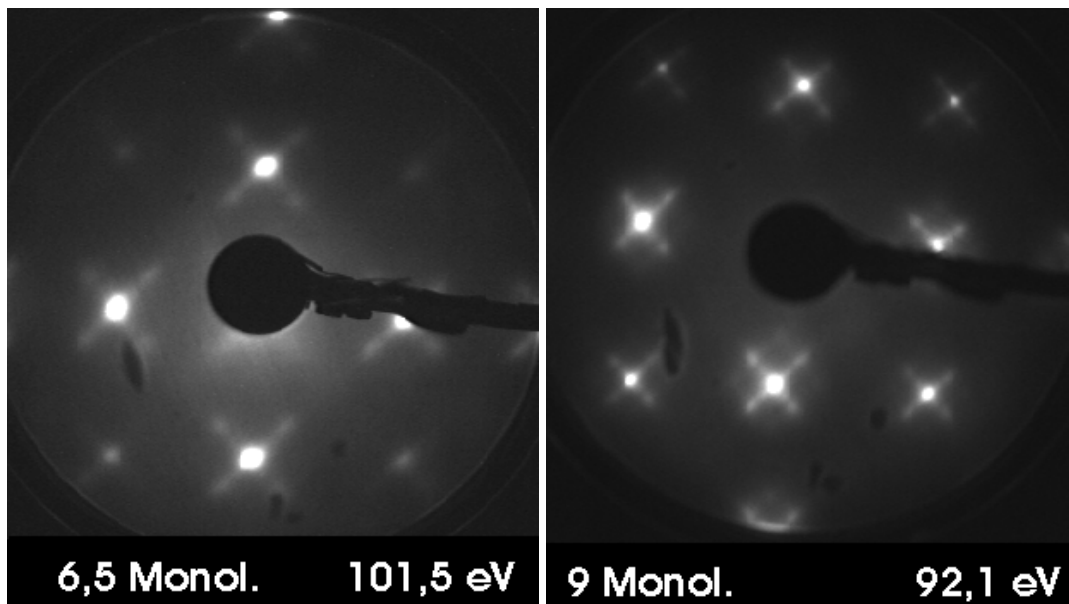


Abbildung 3-34: Bei Schichtdicken über 6 Monolagen sind die Satelliten – Reflexe deutlich erkennbar.

Ab sechs Monolagen Schichtdicke entstehen neben jedem der Hauptbeugungsreflexe vier zusätzliche Satellitenreflexe. Bei dieser Schichtdicke werden auch die bereits beschriebenen Aufspaltungen der Reflexe in den RHEED – Aufnahmen sichtbar.

(Abbildung 3-14). Der Abstand zwischen den Hauptreflexen und ihren Satelliten nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab. Dynna et al. liefern ein theoretisches Modell, welches die Entstehung und das Verhalten der Satellitenreflexe auf eine elastische Deformation der MgO-Oberfläche zurückführt, welche durch Versetzungen infolge der Fehlanpassung zwischen den Gitterkonstanten des Fe-Substrates und der MgO-Schicht hervorgerufen wird [2].

3.4 Vergleich mit thermisch hergestellten MgO – Schichten

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente zeigen eine weitgehende Übereinstimmung zwischen den Eigenschaften durch Laserablation hergestellter MgO-Schichten auf Fe(001) und den Eigenschaften thermisch hergestellter Schichten.

3.4.1 Wachstumsverlauf

Abbildung 3-35 zeigt den Intensitätsverlauf des $0\bar{1}$ RHEED - Reflexes einer thermisch hergestellten und einer durch Laserablation hergestellten MgO-Schicht. Beide zeigen

- ein Anstieg Amplitude bis zur zweiten Periode
- eine schwach gedämpfte Oszillation von der zweiten bis zur sechsten Periode
- einen starken Abfall der Amplitude ab der siebten Periode

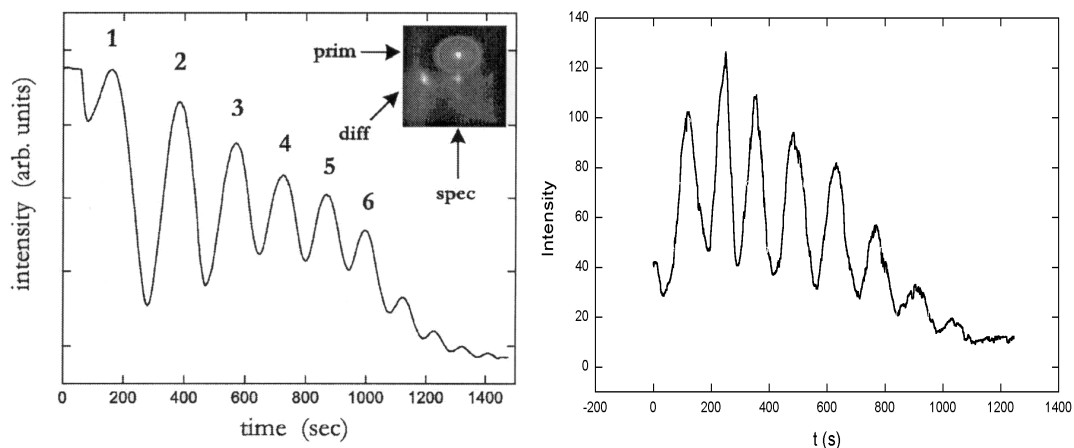


Abbildung 3-35: RHEED – Intensitätsverlauf des $0\bar{1}$ -Reflexes bei thermischer Deposition (links) [1] und Laserablation (rechts)

Damit lässt sich das Wachstum der thermisch aufgetragenen MgO-Schicht in die gleichen drei Phasen einteilen, die in Abschnitt 3.3.1 für die durch Laserablation aufgetragenen Schichten beschrieben wurden.

3.4.2 Topographie und Strombild

Abbildung 3-36 (a) zeigt die Topographie einer 7-lagigen thermisch deponierten MgO-Schicht. Die in MgO[100]-Richtung verlaufenden Versetzungslinien (Pfeile) sind deutlich erkennbar, wie es auch bei durch Laserablation aufgetragenen Schichten dieser Dicke der Fall ist (Abschnitt 3.3.3.1). Die unterschiedlichen Grautöne entsprechen der 6. (schwarz), 7. (grau) und 8. (weiß) MgO - Lage. Die darunter (b) dargestellten Spektroskopien zeigen, dass die $I(V)$ -Charakteristiken nicht mit der Topographie korreliert sind. Sie sind für alle drei Schichtdicken identisch.

Abbildung 3-36 (c) zeigt das Strombild der gleichen Probe bei -8 Volt. Es zeigt eine ähnliche Verteilung von Bereichen erhöhter Leitfähigkeit wie die durch Laserablation erzeugten Schichten in Abbildung 3-26. Zwar besteht ein auffälliger Unterschied darin, dass der Tunnelstrom in diesen Bereichen erst ab einer Spannung von -6 V

einsetzt (d), während in den durch PLD hergestellten Schichten bereits ab -3 V Strom messbar ist; dabei ist aber zu berücksichtigen, dass die Positionierung der Tunnelspitze bei der Aufnahme der Spektren mit unterschiedlichen Parametern erfolgte, so dass die Resultate nur eingeschränkt vergleichbar sind.

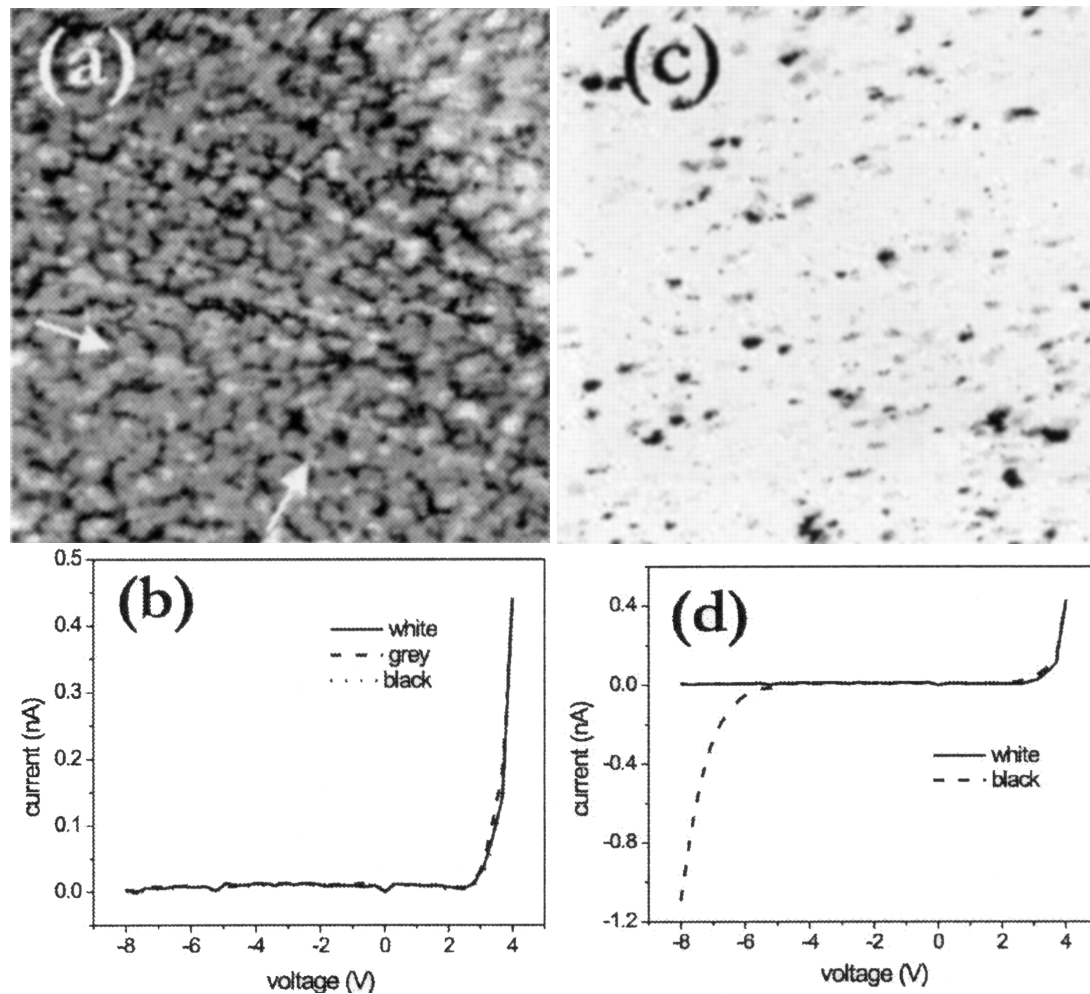


Abbildung 3-36: Topographie (a) und Strombild (c) ($100 \times 100 \text{ nm}^2$) von 7 Lagen thermisch aufgebrachtem MgO [1].

3.4.3 Satelliten im LEED – Bild

Abbildung 3-37 zeigt schließlich LEED - Beugungsbilder thermisch deponierter MgO-Schichten. Ebenso wie bei den durch Laserablation präparierten Schichten in Abschnitt 3.3.4 setzt die Satellitenbildung nach der sechsten Monolage ein [1]. Die Reflexe der fünfzigen Schicht besitzen noch keine Satelliten.

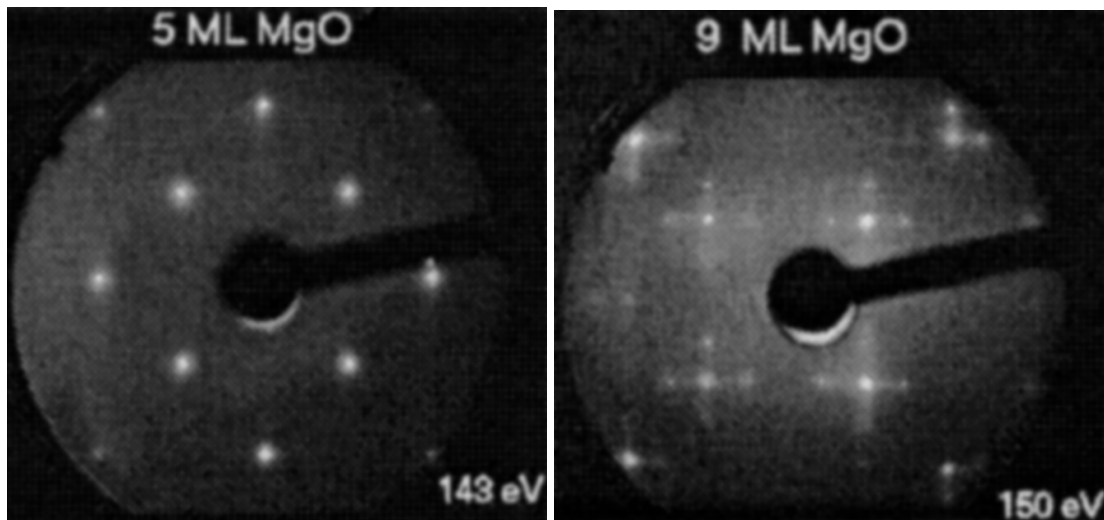


Abbildung 3-37: LEED – Reflexe thermisch hergestellter MgO-Schichten [1].

3.4.4 Zusammenfassung

Wachstum und Struktur sowie die elektronischen Eigenschaften durch Laserablation hergestellter MgO – Schichten gleichen soweit sie mit den eingesetzten Untersuchungsmethoden erfassbar sind den entsprechenden Eigenschaften thermisch hergestellter Schichten. In beiden Fällen setzen nach der sechsten Monolage Versetzungen ein, die sich in LEED - und RHEED - Bildern durch Aufspaltung der Reflexe, im RHEED - Experiment außerdem durch die Verkleinerung der Oszillationsamplitude und im topographischen STM - Bild durch Bildung von Versetzungslinien bemerkbar machen.

Die mit STM – Spektroskopie erstellten Strombilder der MgO-Schichten zeigen bei beiden Herstellungsverfahren eine ähnliche Verteilung lokaler Bereiche erhöhter Leitfähigkeit. Die I(V)-Charakteristiken in diesen Bereichen deuten darauf hin, dass in den thermisch hergestellten Schichten die Bandlücke an diesen Stellen größer ist als in den durch Laserablation hergestellten Schichten. Die Aussagefähigkeit dieser Messungen ist jedoch eingeschränkt, da die Positionierung der Spitze mit unterschiedlichen Parametern (Bias, Tunnelstrom) erfolgte.

-
- [1] M. Klaua, D. Ullmann, J. Barthel, W. Wulfhekel, J. Kirschner, R. Urban, T. L. Monchesky, A. Enders, J. F. Cochran, B. Heinrich. „Growth, structure, electronic and magnetic properties of MgO/Fe(001) bilayers and Fe/MgO/Fe(001) trilayers”, Phys Rev B, Vol. 64 (2001), 134411
- [2] M. Dynna, J. L. Vassent, A. Marty, B. Gilles. “A low energy electron diffraction investigation of the surface deformation induced by misfit dislocations in thin MgO films grown on Fe(001)”, J. Appl. Phys., 80 (5), 1. Sept. 1996, pp2650-7
- [3] L. Z. Mezey, J. Gibber. „The surface free energies of solid chemical elements“, Jpn. J. Appl. Phys. 21, pp 1569 (1998)
- [4] P. W. Tasker, D. M. Duffy, “The structure and properties of the stepped surfaces of MgO and NiO”, Surf. Sci 137, 91 (1984)

-
- [5] H. L. Meyerheim, R. Popescu, J. Kirschner. „Geometrical and compositional structure at metal-oxide interfaces: MgO on Fe(001)“, Phys. Rev. Lett., Vol. 87 (2001), 076102
- [6] Chun Li, A. J. Freeman. “Giant monolayer magnetization of Fe on MgO: A nearly ideal two dimensional magnetic system”, Phys. Rev. B, Vol. 43, No.1 (1991), 780
- [7] T. Urano, T. Kanaji. “Atomic and electronic structure of ultrathin iron film on MgO(001) surface”, J Phys Soc Jap, Vol. 57, No 10 (1988), 3403-10
- [8] P. Erhart. “Präparation dünner Schichten: Molekularstrahl Epitaxie”, 30. Ferienkurs des IFF (1999), Vorlesungsmanuskripte, ISBN 3-89336-235-5
- [9] Briggs, Seah, “Practical Surface Analysis”, sec. ed., Vol. 1, John Wiley & sons
- [10] M.E. Packer, J. M. Wilson, Auger Transitions, Unwin Brother Ltd., Woking, Surrey
- [11] C. M. Schneider, „Elektronische Struktur und magnetische Eigenschaften ultradünner Schichten: FCC-Cobalt auf Cu(001)“, Dissertation, Berlin (1990)
- [12] L. Davis. “Handbook of Auger Electron Spectroscopy”, Physical electronics Industries, Inc, 1976
- [13] W. H. Gries. „A universal predictive equation for the inelastic mean free pathlength of x-ray photoelectrons and Auger electrons“, Surf. Interf. Anal.24 (1996), No. 1, pp 38
- [14] S. Tanuma, C. J. Powell, D. R. Penn. “Calculations of IMFPs V. Data for 14 organic Compounds over 50 – 2000 eV range”, Surf. Interf. Anal. 21 (1993) 165
- [15] A. Akkermann, T. Boutboul, A. Breskin, R. Chechik, A. Gibrekhterman, Y Lifshitz. “Inelastic electron interactions in the energy range 50 eV to 10 keV in insulators: Alkali Halides and Metal Oxides”, Phys. Stat. Sol. (b) 198 (1996) 769
- [16] M. P. Seah, W. A. Dench. “Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron IMFPs in solids” Surf. Interf. Anal. 1 Vol.1 (1979) pp.2 - 11
- [17] Ph. Ebert. “Rastersondenmikroskopie”, 29. Ferienkurs des IFF (1998), Vorlesungsmanuskripte, ISBN 3-89336-217-7
- [18] G. Ertl, J. Küppers. „Low Energy Electrons and Surface Chemistry”, VCH Verlagsges. Weinheim, 1985

4 Herstellung und Charakterisierung von Fe(001)/MgO/Fe Schichtsystemen

Im vorherigen Kapitel wurden die Herstellung und Charakterisierung von MgO – Schichten auf einem Fe(001)-Substrat beschrieben. Dieses Kapitel befasst sich mit der Vervollständigung des TMR-Systems durch die abschließende Fe-Schicht.

Fe wächst epitaktisch auf MgO [1], wobei die [100]-Richtungen der MgO- bzw. Fe-Kristallstruktur wiederum um 45° gegeneinander gedreht sind. Ein wesentlicher Unterschied zum Wachstum von MgO auf Fe besteht jedoch darin, dass das Wachstum von Fe auf MgO nicht lagenweise, sondern im Volmer-Weber Modus erfolgt, da die freie Oberflächenenergie des MgO mit $1,16 \text{ J/m}^2$ niedriger ist als die des Fe mit $2,9 \text{ J/m}^2$. Um dennoch die Entstehung geschlossener Fe-Deckschichten zu ermöglichen wurde die erste Monolage der Fe – Deckschicht jeweils durch PLD deponiert, wodurch eine höhere Keimdichte erreicht wird als bei thermischer Deposition. Danach wurde die Fe – Schicht durch thermische Deposition auf die gewünschte Schichtdicke gebracht. Bei den in diesem Kapitel beschriebenen Proben ist die Fe - Deckschicht jeweils 5 bis 6 Monolagen dick.

4.1 Elektronentransport durch das Fe/MgO/Fe(001)-System

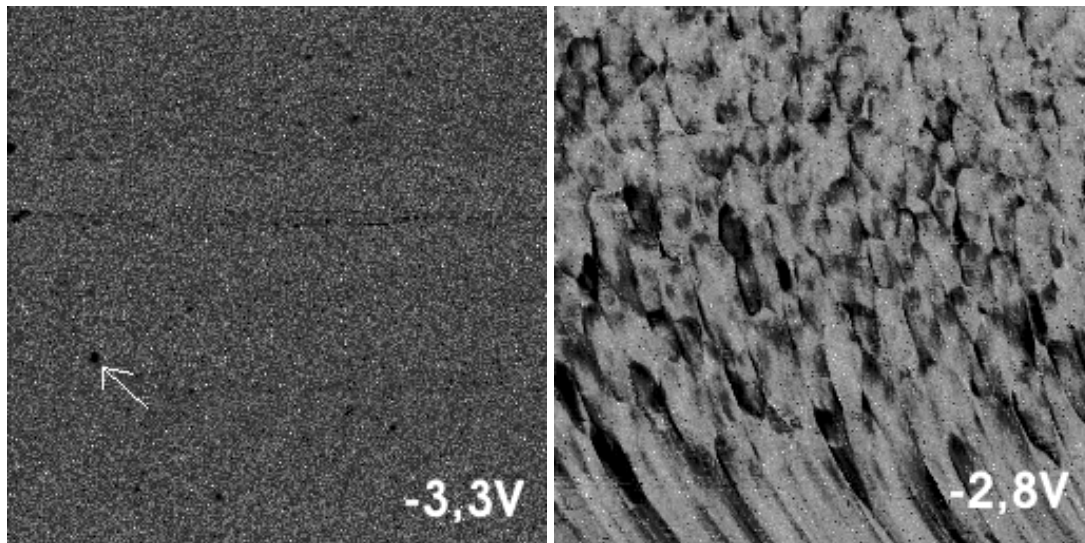


Abbildung 4-1:

links: STM - Strombild eines Fe(6 Monol.)/MgO(2 Monol.)/Fe(001) - Schichtsystems (100x100 nm). Die I(V) - Spektren (Abbildung 4-2) wurden im grauen Bereich und an der mit dem Pfeil markierten Stelle aufgenommen.

rechts: STM – Strombild der gleichen Probe, nachdem diese auf 200 °C geheizt wurde

Abbildung 4-1 zeigt STM - Strombilder eines Fe/MgO/Fe(001) Schichtsystems. Auf dem linken Bild ist zu erkennen, dass auch diese Probe Bereiche erhöhter Leitfähigkeit aufweist, wie sie bereits an der unbedeckten MgO-Schicht (Abbildung 3-26) beobachtet wurden [2, 3]. Dies lässt den Schluss zu, dass zumindest ein erheblicher Anteil der Elektronen ballistisch durch die Fe-Deckschicht in die STM - Spitze tunnelt. Würden die Elektronen in der Fe-Deckschicht gestreut, so könnte die

lokale Leitfähigkeit der darunter liegenden MgO-Schicht nicht abgebildet werden. Das rechte Bild wurde aufgenommen, nachdem die Probe 5 Minuten bei 200°C getempert wurde. Das MgO hat sich zu Agglomeraten zusammengezogen und dabei größere Bereiche hinterlassen, an denen keine Isolatorschicht mehr vorhanden ist.

Abbildung 4-2 zeigt die Bias-Abhängigkeit des Tunnelstromes durch die noch nicht getemperte Probe in Abbildung 4-1 an einem Bereich mit erhöhter Leitfähigkeit (Pfeil) sowie an der übrigen Probe (grauer Bereich). Auch diese Messung bestätigt, dass die leitfähigkeit der MgO-Schicht durch die Fe-Deckschicht hindurch abgebildet wird.

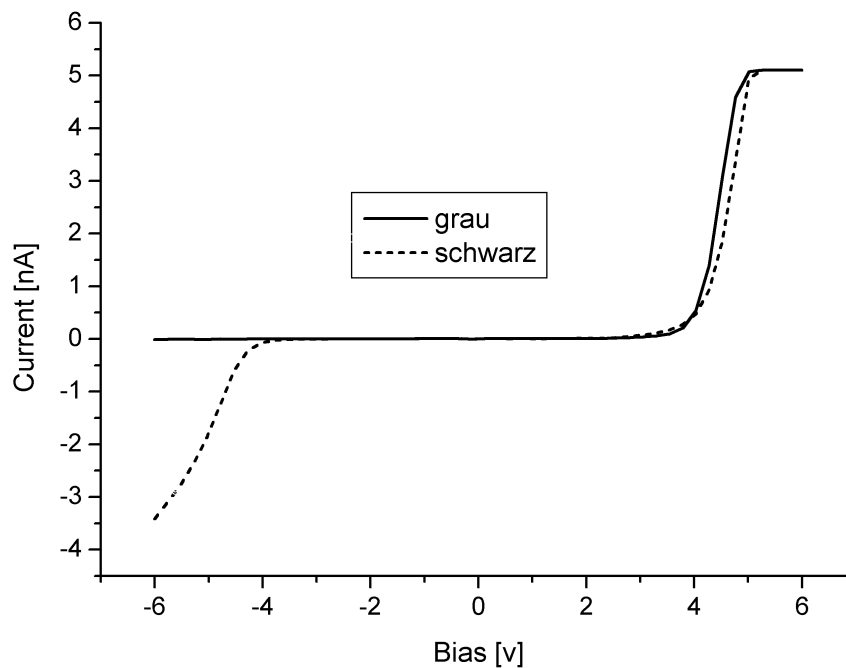


Abbildung 4-2: Spannungsabhängigkeit des Tunnelstromes bei der in Abbildung 4-1 dargestellten Probe. Die durchgezogene Linie entspricht dem grauen Bereich im Strombild, die gestrichelte Linie entspricht dem mit dem Pfeil markierten Bereich erhöhter Leitfähigkeit. Die Sättigung bei 5 nA ist durch das Messinstrument bedingt.

4.2 Einbau einer FeO - Schicht

Aus dem in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Modell von Butler zum Tunnelmagnetowiderstand im Fe/MgO/Fe(001) – Schichtsystem geht hervor, dass für den Beitrag der Minoritätselektronen zur Leitfähigkeit die Symmetrie der Grenzflächenresonanzzustände von erheblicher Bedeutung ist. Des Weiteren ist bekannt, dass beim Aufwachsen von MgO auf Fe(001) eine Submonolage FeO entsteht (Abbildung 3-2). Eine Möglichkeit, die dadurch gebrochene Symmetrie wiederherzustellen, besteht darin, zwischen der MgO – Schicht und der Fe – Deckschicht ebenfalls eine FeO – Schicht einzubauen. Mit den nachfolgend beschriebenen Experimenten wird untersucht, wie sich der Einbau einer solchen FeO – Schicht auf die Morphologie der darüber liegenden Fe-Deckschicht auswirkt und ob durch Tempern der Probe die Rauigkeit der Deckschicht verringert werden kann.

Abbildung 4-3 zeigt zunächst ein Fe/MgO/Fe(001) Schichtsystem ohne extra eingebaute FeO - Schicht. Die Höhenprofile wurden entlang der in den Bildern eingezeichneten Linien aufgenommen. Von dieser Probe stammen auch die Strombilder in Abbildung 4-1. Die Dicke der MgO-Schicht beträgt 2 Monolagen, die der Fe-Deckschicht ca. 6 Monolagen, wovon die erste durch Laserablation deponiert wurde.

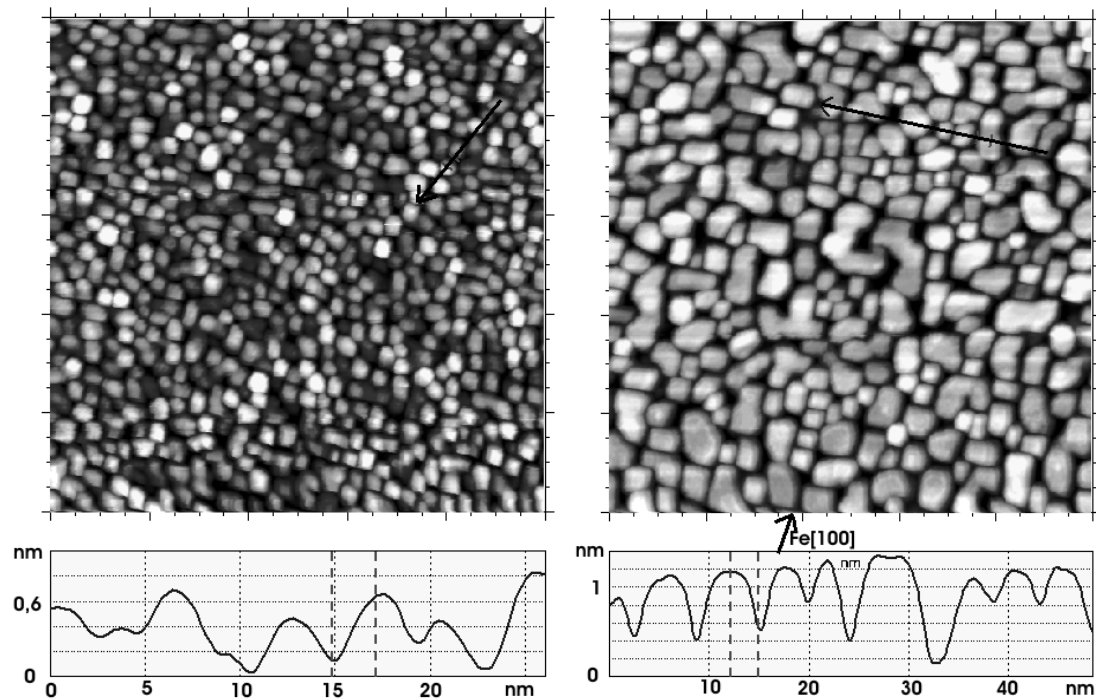


Abbildung 4-3: STM-Bild ($100 \times 100 \text{ nm}^2$) von Fe/MgO/Fe(001) ungetempert (links) und nach 5 Minuten bei $200 \text{ }^\circ\text{C}$ (rechts).

Beide Bilder sind im gleichen Maßstab dargestellt. Vor dem Tempern wächst die Fe-Deckschicht inselartig auf, wobei die Höhe der meisten Wachstumsinseln drei bis vier Monolagen entspricht. Nach dem Tempern hat sich die Anzahl der Wachstumsinseln deutlich verringert, gleichzeitig sind diese sowohl lateral als auch in der Höhe gewachsen. Die meisten Inseln sind rechteckig geformt und entlang der Fe[100] Richtung angeordnet. Auf die Auswirkungen des Temperns auf die MgO-Schicht wurde bereits im vorherigen Abschnitt eingegangen.

In den nachfolgend beschriebenen Experimenten wurde mit verschiedenen Verfahren jeweils ca. eine Monolage FeO auf einer zweilagigen MgO – Schicht deponiert, bevor die Fe-Deckschicht aufgebracht wurde.

Bei der in Abbildung 4-4 dargestellten Probe erfolgte die Aufbringung der FeO - Schicht durch Laserablation von einem FeO – Target. Die Abschätzung der Schichtdicke erfolgte durch vorherige Kalibrierung mit dem Quarz-Resonator. Auf der ungetemperten Probe befinden sich Wachstumsinseln ähnlicher Ausdehnung und Höhe wie auf der Probe in Abbildung 4-3. Nach dem Tempern bei $200 \text{ }^\circ\text{C}$ ist die laterale Ausdehnung der Inseln vergrößert, im Unterschied zur vorherigen Probe bleibt die Inselhöhe jedoch unverändert. Die Inseln sind Oval und bevorzugt in Fe[100] Richtung orientiert.

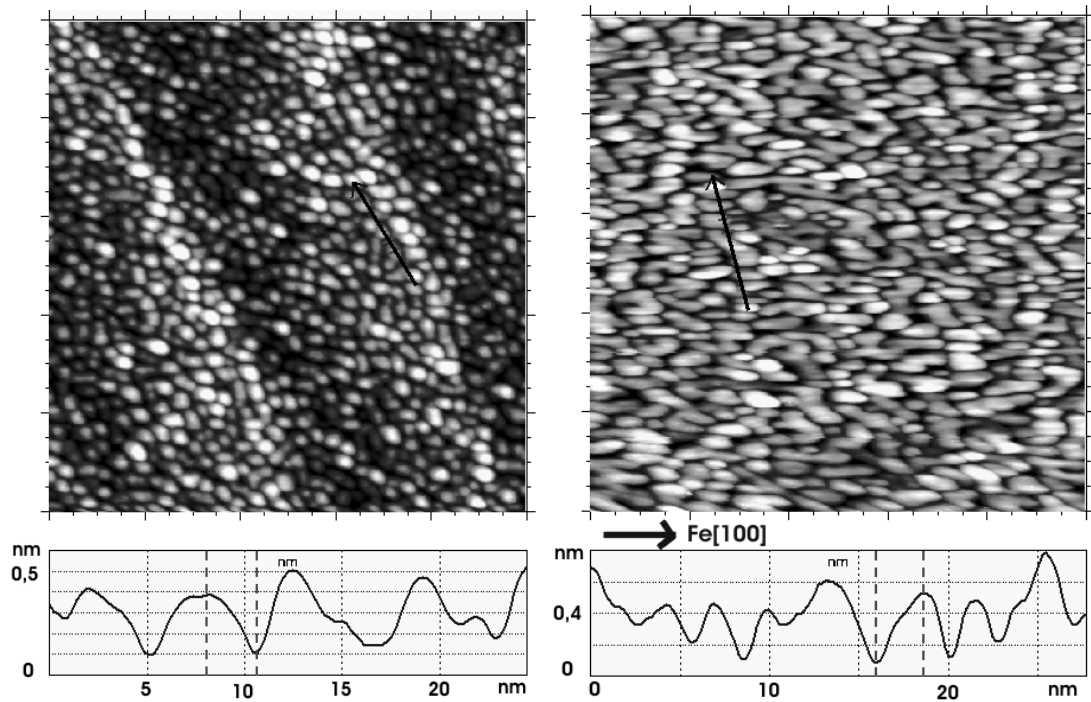


Abbildung 4-4: Fe/FeO/MgO/Fe(001) ungetempert (links) und nach 5 Minuten bei 200°C. Die FeO - Schicht wurde durch Laserablation von einem FeO - Target deponiert.

Die in Abbildung 4-5 dargestellte Probe zeigt ebenfalls ein Fe/FeO/MgO/Fe(001) – Schichtsystem. In diesem Fall erfolgte die Herstellung der FeO – Schicht durch Laserablation der ersten Monolage Fe in einem O₂ Partialdruck von 10⁻⁷ mbar.

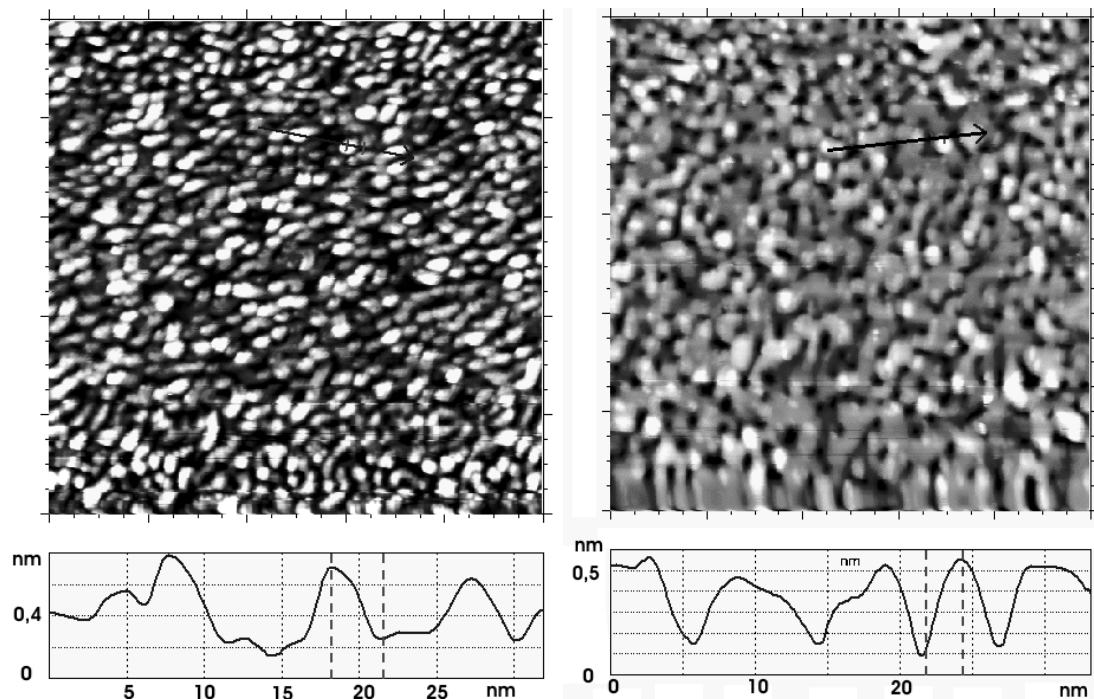


Abbildung 4-5: Fe/FeO/MgO/Fe(001) ungetempert (links) und nach 5 Minuten bei 200°C. Zur Herstellung der FeO - Schicht wurde Fe durch Laserablation in einem O₂ Partialdruck von 10⁻⁷ mbar deponiert.

Auf dem Bild der ungetemperten Probe sieht man Wachstumsinseln ähnlicher Größe zu sehen wie auch bei den zuvor beschriebenen Proben. Nachdem die Probe 5 Minuten bei 200 °C getempert wurde, haben sich die Inseln zu einem Netz verbunden. Die Stufenhöhe beträgt zwei bis drei Monolagen.

Bei der Probe Abbildung 4-6 erfolgte die Herstellung der FeO – Schicht ebenfalls durch Laserablation von Fe in der mit O₂ gefüllten UHV-Kammer, jedoch betrug der O₂ Partialdruck in diesem Fall 10⁻⁶ mbar. Auf den STM - Bildern sind keine signifikanten Unterschiede zur vorherigen Probe erkennbar.

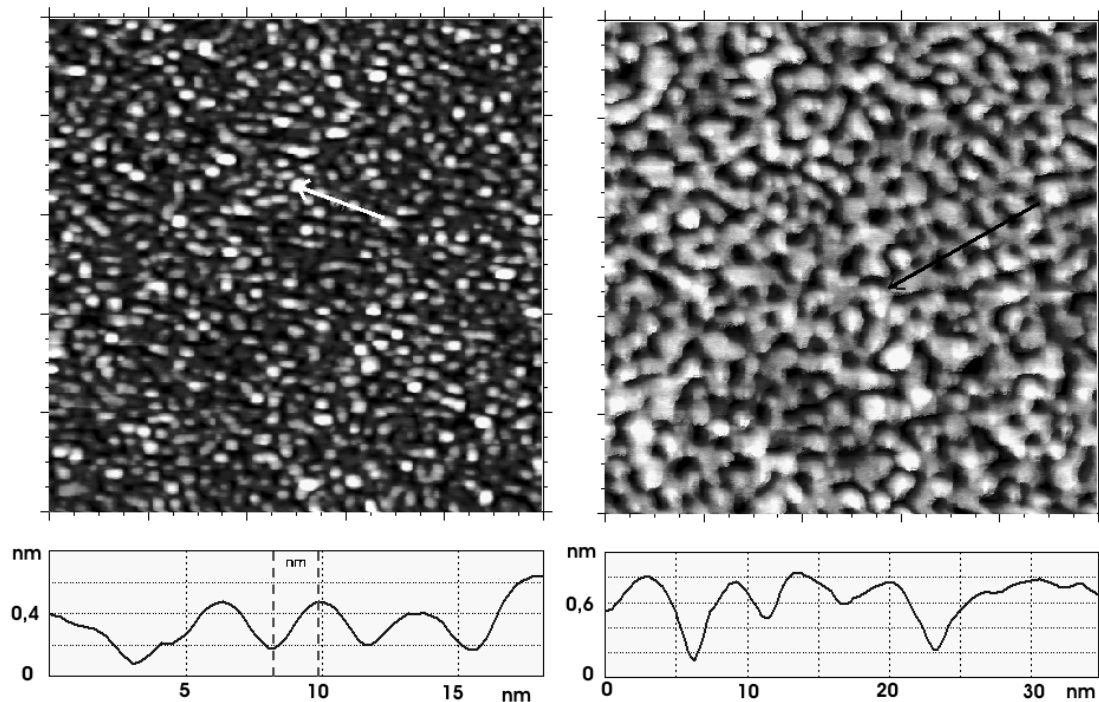


Abbildung 4-6: Wie zuvor, jedoch erfolgte die Herstellung der FeO – Schicht bei einem O₂ Partialdruck von 10⁻⁶ mbar.

Abbildung 4-7 und Abbildung 4-8 zeigen die in den vorherigen Abbildungen dargestellten Proben, nachdem diese bei 300 °C getempert wurden. Bei den Proben, deren FeO – Schicht durch Laserablation vom Fe - Target in O₂ – Atmosphäre hergestellt wurde, hat sich die Deckschicht zu einem grobmaschigen Netz zusammengezogen; die auftretenden Stufenhöhen sind z. T. größer als 1 nm.

Die Probe ohne FeO – Zwischenschicht (Abbildung 4-8 links) konnte nach dem Tempern auf 300 °C nicht mehr stabil im STM abgebildet werden. Die nach dem Tempern auf 250°C erstellte Abbildung zeigt keine signifikanten Unterschiede zu der nach dem Tempern auf 200 °C erstellten Abbildung.

Bei der Probe mit der vom FeO Target ablatierten FeO – Schicht haben sich beim Tempern auf 300 °C die ovalen Inseln lateral weiter vergrößert, während die Inselhöhe von drei bis vier Monolagen erhalten blieb. Auch die Vorzugsorientierung der Inseln in Fe[100] Richtung blieb erhalten.

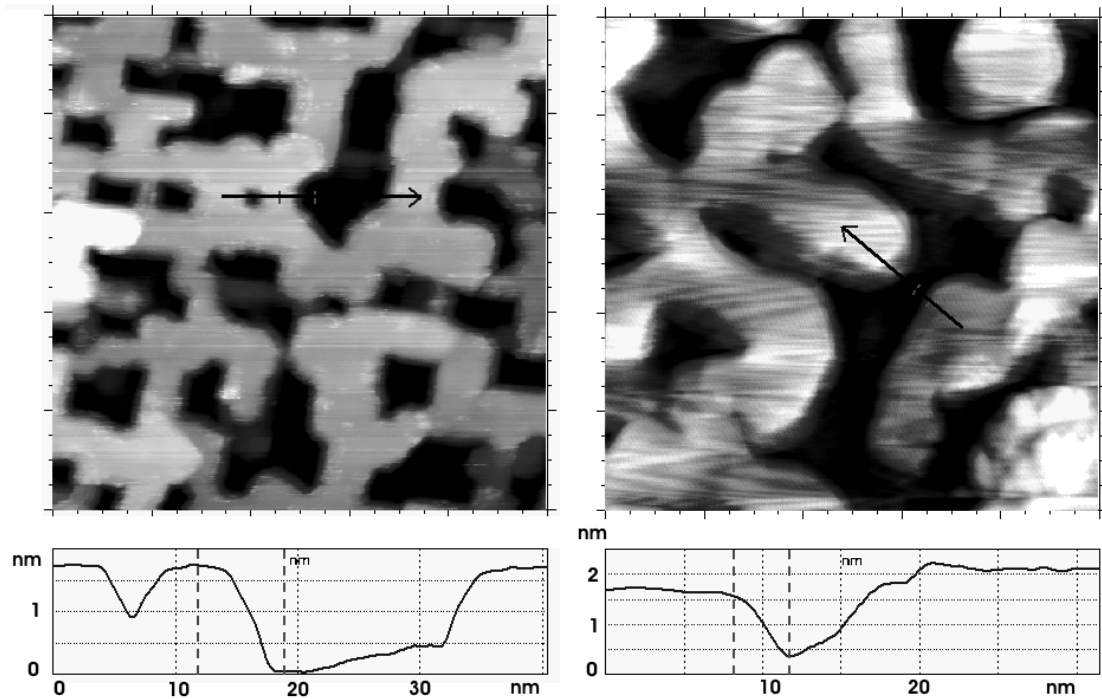


Abbildung 4-7: Die beiden in Abbildung 4-5 und Abbildung 4-6 dargestellten Proben, nachdem diese 5 Minuten bei 300 °C getempert wurden.

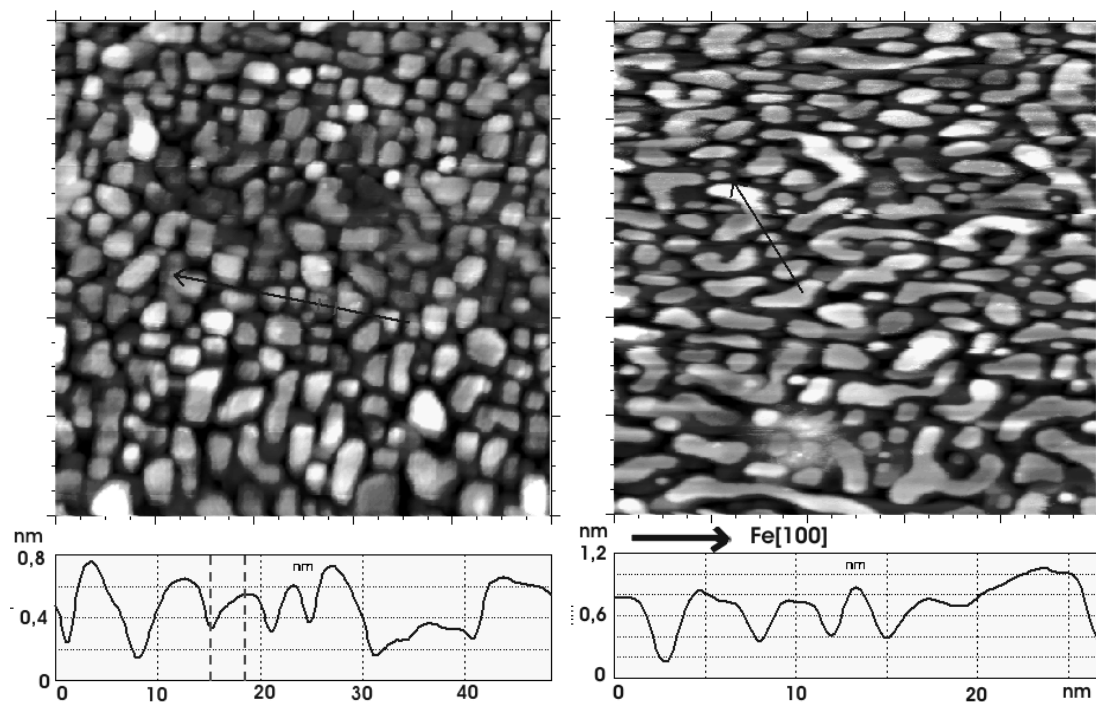


Abbildung 4-8:

links: Probe aus Abbildung 4-3 (keine FeO - Schicht), nachdem diese auf 250°C getempert wurde.

rechts: Probe aus Abbildung 4-4 (FeO - Schicht durch PLD vom FeO - Target), nachdem diese auf 300 °C getempert wurde.

4.3 Schlussfolgerungen

Das Aufwachsen der ersten Monolage der Fe-Deckschicht durch Laserablation führt zu einer hohen Keimdichte, wodurch das Wachstum einer geschlossenen Fe-Schicht erreicht werden kann. Durch die Fe-Schicht hindurch kann die elektronische Struktur der darunter liegenden MgO – Barriere abgebildet werden.

Auf den topographischen Abbildungen der Fe/FeO/MgO/Fe(100) Schichtsysteme ist zu erkennen, dass die Fe-Schicht dreidimensional aufwächst, wobei die Inselhöhe meistens drei bis vier Monolagen beträgt, und zwar unabhängig davon, mit welchem Verfahren die FeO - Schicht eingebaut wurde.

Durch Tempern der Probe kann die Oberfläche nicht geglättet werden. Stattdessen verbinden sich bei 200°C die Wachstumskeime abhängig vom Herstellungsverfahren der FeO - Schicht zu größeren Inseln oder zu einer Netzartigen Struktur. Von den Veränderungen beim Tempern ist auch die MgO-Schicht betroffen, so dass die Tunnelbarriere auf Teilen der Probenoberfläche verloren geht.

Insbesondere nach dem Tempern auf 300 °C wird deutlich, dass während des Wachstums der ersten Fe-Monolage zusätzlich angebotener Sauerstoff die Struktur des Schichtsystems erheblich beeinflusst. Proben mit so hergestellter FeO Zwischenschicht bilden großflächige, netzartig zusammengewachsene Terrassen, während auf der Probe, deren FeO – Zwischenschicht durch Ablation vom FeO - Target hergestellt wurde, die inselartige Struktur erhalten bleibt.

-
- [1] T. Urano, T. Kanaji. "Atomic and electronic structure of ultrathin iron film on MgO(001) surface", J Phys Soc Jap, Vol. 57, No 10 (1988), 3403-10
 - [2] W. Wulfhekel, M. Klaua, D. Ullmann, F. Zavaliche, J. Kirschner, R. Urban, T. Monchesky, B. Heinrich. „Single-crystal magnetotunnel junctions“, Appl. Phys. Lett. Vol. 78 No. 4 (2001) 509-511
 - [3] M. Klaua, D. Ullmann, J. Barthel, W. Wulfhekel, J. Kirschner, R. Urban, T. L. Monchesky, A. Enders, J. F. Cochran, B. Heinrich. „Growth, structure, electronic and magnetic properties of MgO/Fe(001) bilayers and Fe/MgO/Fe(001) trilayers“, Phys Rev B, Vol. 64 (2001), 134411

5 Messung des Tunnelmagnetowiderstandes

Als Substrate für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten TMR - Messungen dienten (001)-Oberflächen von Fe-Whiskern, auf denen eine MgO-Schicht, die zweite Fe-Elektrode und eine Au-Deckschicht aufgebracht wurden. Die Kontaktierung erfolgte in verschiedenen Versuchen mit zwei unterschiedlichen Methoden, nämlich

- durch Aufsetzen und Ankleben eines Au - Drahtes mit einem Mikromanipulator und
- durch Kontaktierung mit einer vergoldeten AFM - Spitze.

An den so kontaktierten Proben wurden Messungen zur Feldabhängigkeit der $I(V)$ - Charakteristik durchgeführt.

5.1 Mikromagnetische Eigenschaften dünner magnetischer Schichten auf Fe-Whiskern

Zur Messung des Tunnelmagnetowiderstandes ist es erforderlich, die Magnetisierung der beiden durch die Isolatorschicht getrennten ferromagnetischen Elektroden unabhängig voneinander zu schalten. Ein externes Magnetfeld kann jedoch nur an den Whisker und die darauf befindlichen Schichten gemeinsam angelegt werden. Zur Bestimmung der mikromagnetischen Eigenschaften des Fe-Whisker/MgO/Fe - Systems wurden daher Kerr-Mikroskopische Untersuchungen durchgeführt [1].

5.1.1 Funktionsprinzip tiefenempfindlicher Kerrmikroskopie

Wird linear polarisiertes Licht an einer ferromagnetischen Oberfläche reflektiert, so ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert, d. h. es besteht aus zwei linear polarisierten Komponenten N und K (Abbildung 5-1), deren Feldvektoren orthogonal aufeinander stehen und gegeneinander phasenverschoben sind. Der Winkel zwischen der großen Hauptachse der Ellipse und der Schwingungsebene des einfallenden Lichts wird als Kerr-Rotation bezeichnet. Er ist maximal, wenn N und K phasengleich schwingen, und null, wenn die Phasen um 90° versetzt sind. Die Kerr-Komponente K besteht aus dem Integral über den Beiträgen aller Atomlagen, die an der Reflexion beteiligt sind, wobei die Informationstiefe ca. 20 nm beträgt. Dabei ist Phasenverschiebung jedes Beitrages abhängig von der Tiefe der Schicht, an welcher die Reflexion erfolgt. Mit einem Kompensator kann die Phasenverschiebung so eingestellt werden, dass der Nulldurchgang der Kerr-Rotation so in einer der beteiligten Schichten positioniert wird, dass sich die Beiträge dieser Schicht zur Kerr-Rotation gegenseitig kompensieren [2].

Zur Kerr-Mikroskopie verwendet man ein optisches Mikroskop, in welchem die Probe mit linear polarisiertem Licht beleuchtet wird. Hinter der Probe ist ein Kompensator sowie ein Polarisationsfilter als Analysator (A) in den Strahlengang integriert. Auf das Okular ist eine CCD-Kamera aufgesetzt. Neben der Probe befinden sich Spulen zur Erzeugung eines externen Magnetfeldes.

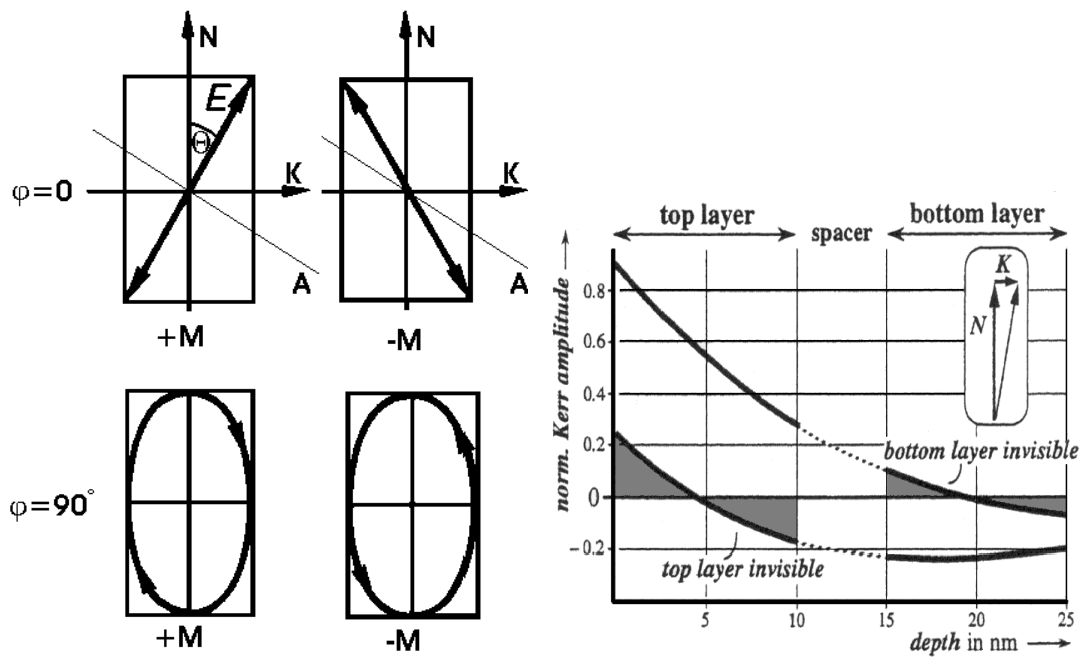


Abbildung 5-1: Prinzip der tiefenempfindlichen Kerr-Mikroskopie.
 links: bei 90° Phasenverschiebung verschwindet der Kontrast.
 rechts: Tiefenabhängigkeit der Kerr-Rotation für zwei verschiedene Kompensatoreinstellungen, Ref. [2].
 A: Analysator; E: Feldvektor; N,K: Feldkomponenten, M: Magnetisierung
 : Phasenverschiebung zwischen N und K

Zur Durchführung der Messung wird zunächst ein Bild der magnetisch gesättigten Probe aufgenommen. Dieses wird dann von den später aufgenommenen Bildern digital subtrahiert, so dass auf dem entstehenden Differenzbild nur der durch den Kerr-Effekt hervorgerufene Kontrast sichtbar wird.

5.1.2 Domänenstruktur in Fe-Whiskern

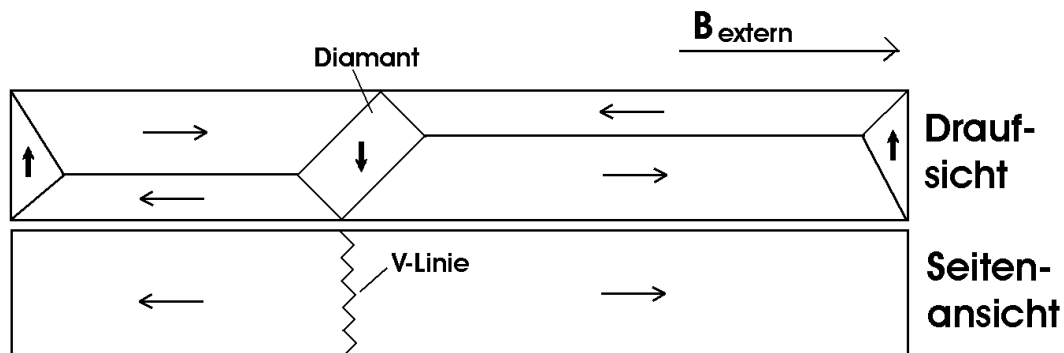


Abbildung 5-2: Typische Anordnung magnetischer Domänen im Whisker
 Abmessungen: ca. 10 nm x 200 nm x 200 nm

Abbildung 5-2 zeigt eine typische Anordnung magnetischer Domänen im Fe-Whisker. Die längs durch den Whisker verlaufende 180° -Wand wird durch das externe Feld so verschoben, so dass die in Feldrichtung magnetisierte Domäne vergrößert wird. Bei

ca. 4000 A/m ist der Whisker magnetisch gesättigt⁵. Abhängig von der Vorgeschichte des Whiskers kann die 180°-Wand durch sog. „Diamanten-Domänen“ unterbrochen sein. Deren seitliche Begrenzung ist aus energetischen Gründen gefaltet („V-Linie“) [3].

Die innere Struktur der als „Vortex-Wand“ bezeichneten 180°-Wand im Fe-Whisker ist in Abbildung 5-3 dargestellt. Sie erscheint an der Oberfläche des Whiskers wie eine Néel-Wand, während sie im inneren des Whiskers einer Bloch-Wand entspricht[4].

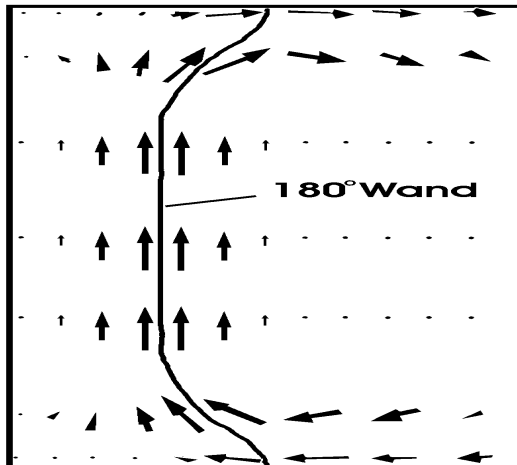


Abbildung 5-3: Querschnitt durch einen Fe-Whisker. Die 180° - Wand hat an der oberen und unteren Grenzfläche des Whiskers Néel-artigen Charakter, d.h. die Drehung der Magnetisierung erfolgt in der Ebene der Whiskeroberfläche. Im inneren des Whiskers ist die Wand dagegen Bloch-artig, d. h. die Drehung erfolgt in der Ebene der Grenzfläche zwischen den Domänen. Ref. [1]

Die Drehrichtung der Magnetisierungen in der Vortex-Wand an der Oberfläche des Whiskers ist nicht einheitlich, sondern nur abschnittsweise konstant.

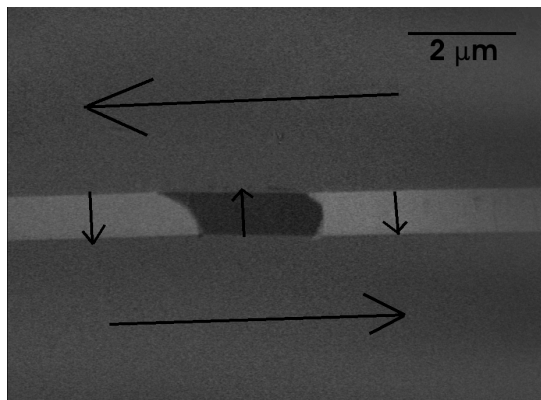


Abbildung 5-4: Kerr-mikroskopische Aufnahme der 180°-Wand an der Oberfläche des Whiskers. An der Whiskeroberfläche verhält sich die Wand Néel-artig, d. h. die Magnetisierung dreht sich in der Ebene der Whiskeroberfläche

⁵ An den Enden des Whiskers können noch abweichende magn. Konfigurationen vorliegen.

5.1.3 Domänen in dünnen Fe-Schichten auf Fe-Whiskern

Abbildung 5-5 zeigt die Oberfläche eines Whiskers, dessen Längsachse auf dem Bild von oben nach unten verläuft. Auf der Whiskeroberfläche wurden thermisch ca. 6 Monolagen MgO aufgebracht. Anschließend wurden durch eine Maske Fe-Elektroden mit einem Durchmesser von ca. 100 nm und einer Dicke von ca. 50 \AA deponiert, die anschließend mit einer ca. 125 \AA dicken Au – Schicht bedeckt wurden. Die Au-Schicht dient dem Korrosionsschutz. Wegen der unterschiedlichen geometrischen Anordnung der Quellen deckt sie die Fe-Elektroden jedoch nicht exakt ab, sondern ist um einige nm versetzt.

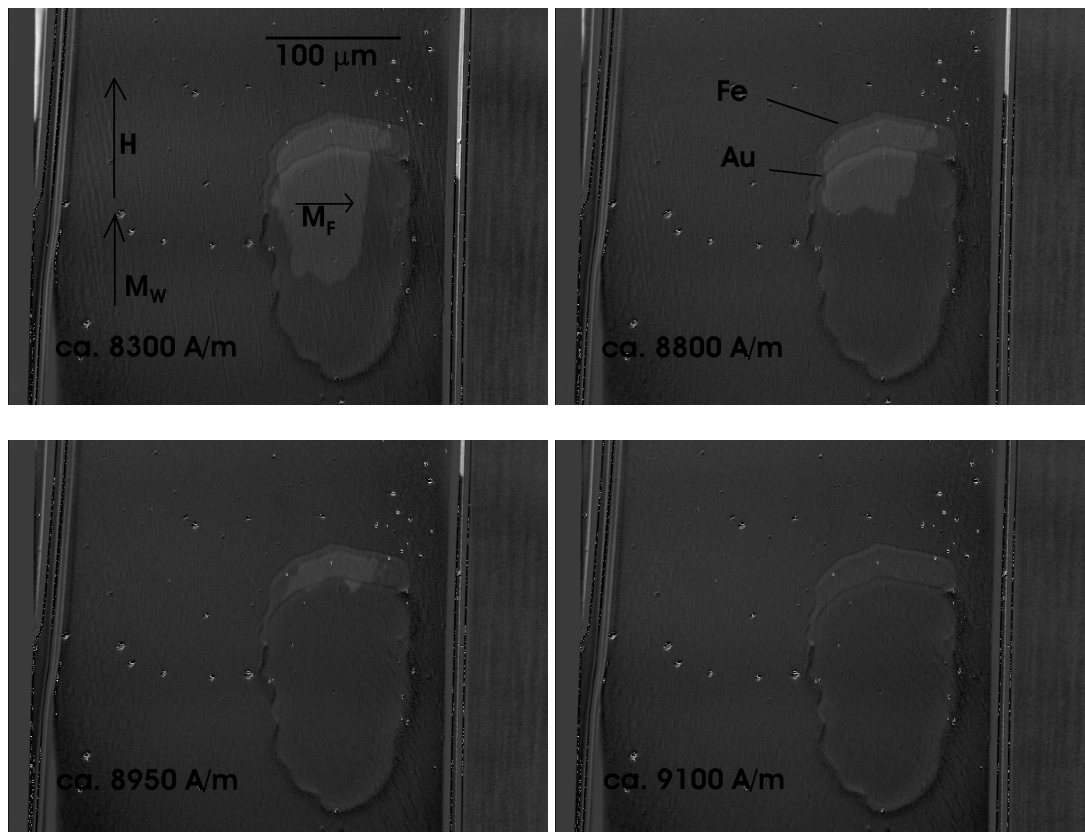


Abbildung 5-5: Bei einem externen Feld von ca. 9.000 A/m (113 Oe) wird die Fe-Schicht gesättigt.

Obwohl die Magnetisierung des Whiskers M_W bereits gesättigt ist, verläuft die Magnetisierung des Fe-Films M_F bei 8300 A/m noch senkrecht zum externen Feld. Während die 180° -Wand bereits durch ein externes Feld von ca. 4000 A/m (50 Oe) aus dem Whisker herausgedrängt wird, erfolgt die Sättigung eines durch eine dünne MgO-Schicht vom Whisker getrennten Fe-Films erst bei ca. 9.000 A/m (113 Oe).

Abbildung 5-6 (links) zeigt eine Kerr-mikroskopische Aufnahme einer anderen Elektrode auf dem gleichen Whisker. Auf diesem Bild verläuft die Längsachse des Whiskers von links nach rechts. Der Kompensator ist so eingestellt, dass nur die Magnetisierung der Elektrode, nicht jedoch die des Whiskers zu Kontrast beiträgt.

Vor der Aufnahme wurde das externe Feld so geregelt, dass die 180° -Wand der Whiskerdomänen vollständig unter der Elektrode durchgelaufen ist. Anschließend

wurde sie bis etwa zur Mitte der Elektrode zurückgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass die Magnetisierung der Elektrode vom Streufeld der 180° -Wand ausgerichtet wird, und zwar senkrecht zur Magnetisierung des Whiskers. Ob die Magnetisierung der Elektrode dabei um $+90^\circ$ oder um -90° gegen die Magnetisierung des Fe-Whiskers gedreht wird hängt von der Drehrichtung der Magnetisierung in der 180° -Wand des Whiskers ab.

Wird die Richtung, in welcher die 180° -Wand unter der Fe-Schicht durchläuft, umgekehrt, so erfolgt auch die Magnetisierung der darüberliegenden Fe-Schicht in umgekehrter Richtung. Daher ist die Fe-Schicht auf beiden Seiten der 180° -Wand entgegengesetzt magnetisiert.

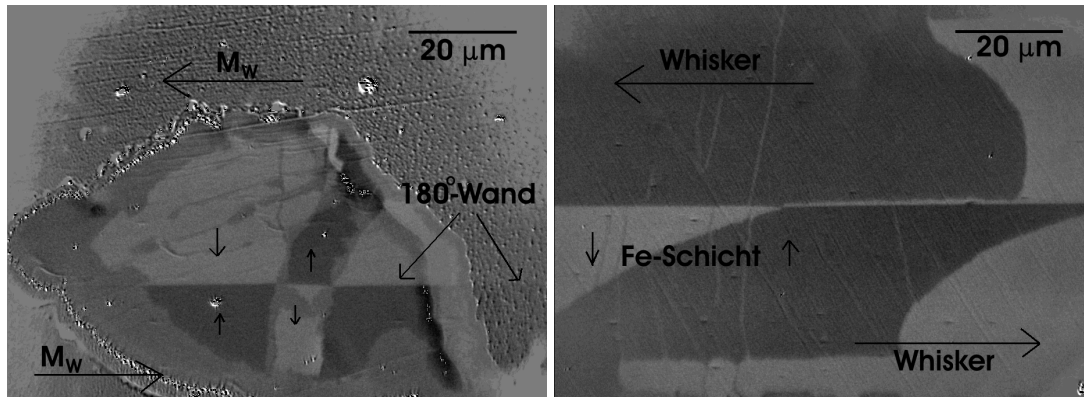


Abbildung 5-6: Das Streufeld der 180° -Wand schaltet die Magnetisierung der Fe-Schicht

Abbildung 5-6 (rechts) zeigt eine Kerr-mikroskopische Aufnahme einer Fe(001) – Oberfläche, die mit je 20 Monolagen MgO, Fe und Au beschichtet wurde. Die Längsachse des Whiskers verläuft in dieser Abbildung ebenfalls von links nach rechts.

Die horizontale Linie in der Mitte des Bildes zeigt den Verlauf der 180° -Wand des Whiskers. Oberhalb der Wand verläuft die Magnetisierung des Whiskers von rechts nach links, unterhalb verläuft sie von links nach rechts. Das externe Feld wurde zuvor so verändert, dass sich die 180° -Wand von unten zur Bildmitte bewegt hat.

Auch in diesem Fall wurde die Magnetisierung der Fe-Schicht vom Streufeld der 180° -Wand orthogonal zur Magnetisierung des Whiskers orientiert. Der hell-dunkel Kontrast gibt die Magnetisierung der Fe-Schicht wieder. Die Korrelation der Orientierung der Magnetisierungen in der Fe-Schicht mit der Drehrichtung der Magnetisierung in der 180° -Wand ist gut erkennbar.

Es besteht also die Möglichkeit, die magnetische Konfiguration des Whiskers und der darüberliegenden Fe-Schicht zwischen zwei verschiedenen Zuständen zu schalten:

- parallel, indem der Whisker in ein Feld parallel zu seiner Längsachse mit mehr als $9000\ \text{A/m}$ gebracht wird, und
- orthogonal, indem die 180° -Wand durch Variation des externen Feldes zwischen $-4000\ \text{A/m}$ und $+4000\ \text{A/m}$ unter der Fe-Schicht hindurchgeführt wird.

5.1.4 Auswirkungen auf den TMR-Effekt

In den theoretischen Modellen (vgl. Abschnitt 2.2) wird die Leitfähigkeitsänderung beim Übergang von paralleler zu antiparalleler Orientierung der Magnetisierungsvektoren der ferromagnetischen Elektroden beschrieben. Wie im vorstehenden Abschnitt gezeigt wurde kann die Magnetisierung einer auf einen Whisker aufgetragenen Fe-Schicht nur zwischen paralleler und orthogonaler Orientierung zur Magnetisierung des Whiskers geschaltet werden.

In den Modellen wird des weiteren angenommen, dass der Spin der Elektronen beim Durchgang durch die Potentialbarriere erhalten bleibt. Der Spin eines einzelnen Elektrons kann jedoch nur parallel oder antiparallel zum Analysator, d.h. zur Magnetisierung der zweiten Elektrode, orientiert sein. Trifft ein vollständig polarisierter Elektronenstrom auf einen Analysator, dessen Orientierung gegen den Polarisator (die Magnetisierung der ersten Elektrode) um einen Winkel gedreht ist, so wird die Spinpolarisation im Analysator zu

$$P := \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \cos \alpha .$$

Bei um 90° gegeneinander gedrehten Elektroden werden also sowohl aus dem Majoritätsband als auch aus dem Minoritätsband der ersten Elektrode stammende Elektronen jeweils zur Hälfte Majoritäts- bzw. Minoritätselektronen der zweiten Elektrode.

Für die zu erwartende Leitfähigkeit folgt daraus:

$$G_p = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow}$$

$$G_a = G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow}$$

$$G_{\perp} = \frac{1}{2}G_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{2}G_{\uparrow\downarrow} + \frac{1}{2}G_{\downarrow\downarrow} + \frac{1}{2}G_{\downarrow\uparrow} = \frac{G_p + G_a}{2}$$

Die Pfeile repräsentieren jeweils den Majoritäts- bzw. Minoritätsstatus der Elektronen in der ersten bzw. zweiten Elektrode.

Die Leitfähigkeit bei orthogonaler Magnetisierung der Elektroden ist also der arithmetische Mittelwert der Leitfähigkeiten bei paralleler bzw. antiparalleler Konfiguration.

5.2 Leitfähigkeitsmessung durch Golddrahtkontakte

5.2.1 Kontaktierung der Whisker

Zur Messung der Leitfähigkeit der Fe/MgO/Fe Tunnelsysteme müssen die Fe – Elektroden mit einer Spannungsquelle kontaktiert werden. Während die Kontaktierung des Whiskers unproblematisch ist, stellt sich bei der Dünnschicht – Elektrode das Problem, den Kontakt so herzustellen, dass die darunter liegende MgO Schicht nicht beschädigt wird.

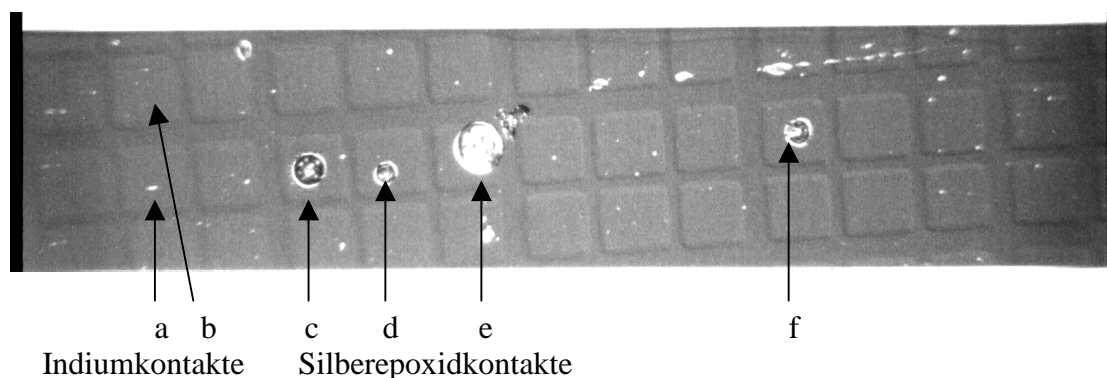


Abbildung 5-7: Durch Golddrahtkontakte verursachte Schäden auf der Whiskeroberfläche
Strukturgröße: $80 \times 80 \text{ m}^2$, Lichtmikroskopaufnahme

Abbildung 5-7 zeigt die Oberfläche eines wie folgt präparierten Fe-Whiskers:

Auf die gereinigte und getemperte Whiskeroberfläche wurden zunächst durch PLD 6 Monolagen MgO – aufgebracht. Anschließend wurde eine Maske ca. $300 \text{ }\mu\text{m}$ vor dem Whisker angebracht, durch welche quadratische Strukturen der Kantenlänge $80 \text{ }\mu\text{m}$ deponiert werden können. Durch diese Maske wurden mit PLD ca. 24 Monolagen Fe und ca. 20 Monolagen Au aufgebracht.

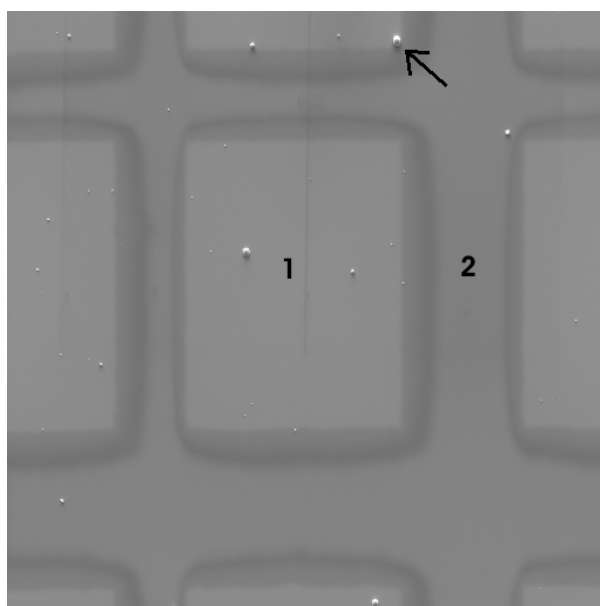


Abbildung 5-8: Nahaufnahme einer Elektrode. An den mit 1 und 2 bezeichneten Stellen wurden Auger-Spektren aufgezeichnet. Der Pfeil zeigt wahrscheinlich auf einen Goldtropfen.

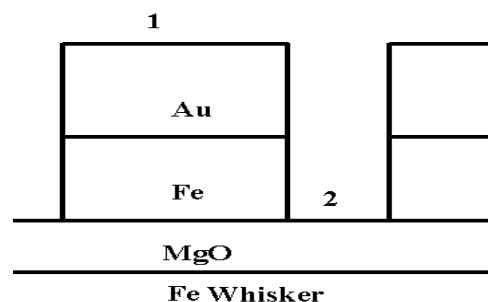


Abbildung 5-8 zeigt eine Fe-Elektrode in Nahaufnahme. Die Ränder sind unscharf. An den Punkten 1 und 2 wurden Auger-Spektren aufgezeichnet (s.u.). Bei den kleinen im Bild sichtbaren Punkten (Pfeil) handelt es sich möglicherweise um Goldtropfen, die beim Aufbringen der Au-Deckschicht durch Laserablation entstanden sind. Sie sind im Lichtmikroskop als metallisch reflektierende Objekte erkennbar. Ein auf einem solchen Punkt aufgenommenes Auger-Spektrum unterscheidet sich jedoch nicht signifikant vom Spektrum auf der Elektrode (Punkt 1).

Anders als die in Kapitel 3 beschriebenen Auger-Spektren wurden die hier dargestellten Spektren nicht über einen Lock-In Verstärker aufgenommen, sondern numerisch differenziert.

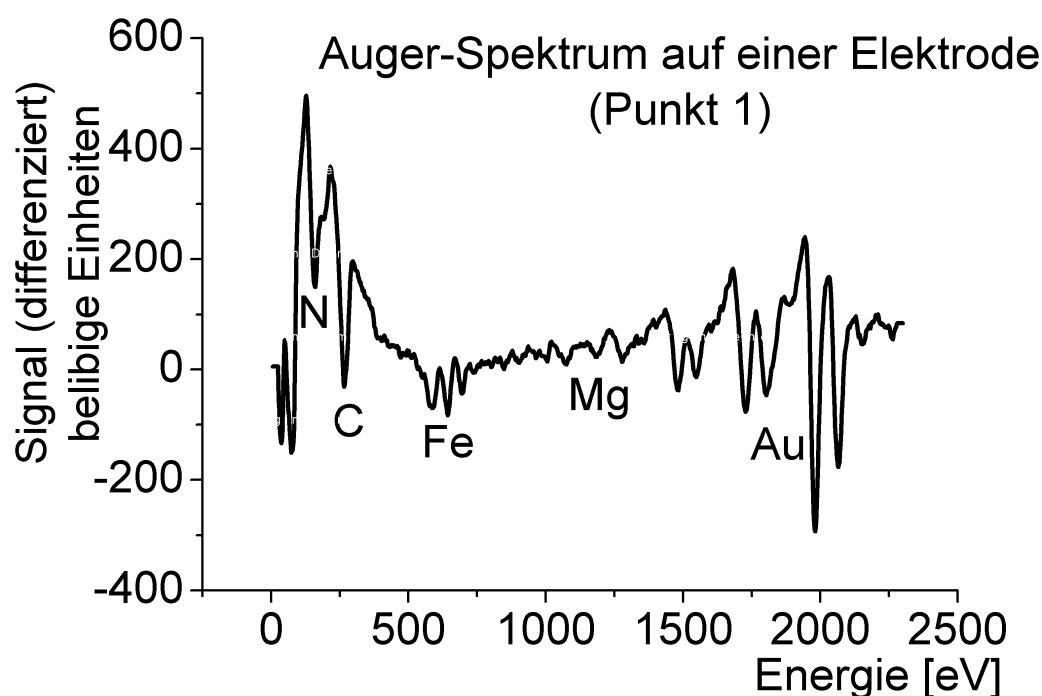


Abbildung 5-9: Auger-Spektrum auf einer Elektrode (Punkt 1).

Die Probe war vor Aufnahme der Auger-Spektren der Atmosphäre ausgesetzt. Das an Punkt 1 aufgenommene Auger-Spektrum zeigt daher neben den Auger - Übergängen in der Au-Deckschicht auch Beiträge, die von aus der Atmosphäre absorbiertem Kohlenstoff und Stickstoff stammen. Auch Auger - Übergänge der unter dem Gold liegenden Fe-Schicht sind erkennbar. Von der MgO-Schicht sieht man nur den Beitrag des Magnesium KLL - Überganges, während die Auger-Elektronen aus dem Sauerstoff KLL - Übergang wegen ihrer geringeren mittleren freien Weglänge an der Oberfläche keine erkennbare Intensität mehr aufweisen.

Das an Punkt 2 aufgenommene Spektrum (Abbildung 5-10) zeigt Auger - Übergänge von O, Fe und Mg in einem Intensitätsverhältnis, dass einer sechslagigen MgO-Schicht auf einem Fe-Substrat entspricht. Außerdem sind neben den Übergängen der Absorbate N und C auch Beiträge von Gold zu erkennen, wenn auch in deutlich geringerer Intensität als an Punkt 1. Die deutet drauf hin, dass die Elektroden elektrisch nicht vollständig voneinander isoliert sind.

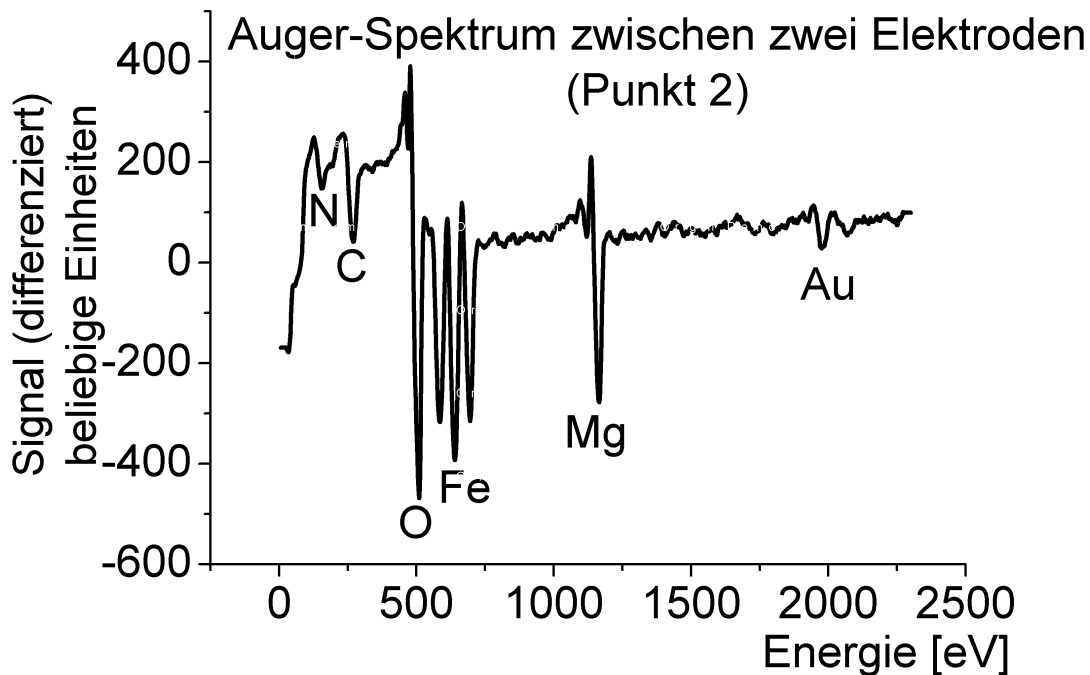


Abbildung 5-10: Augerspektrum zwischen zwei Elektroden (Punkt 2).

Zur Kontaktierung der Fe-Elektrode wurde der Whisker auf einer Platte befestigt, welche durch Mikromanipulatoren in alle drei Raumrichtungen bewegt werden konnte. Ein Ende eines Golddrahtes mit 12 μm Durchmesser wurde so geschmolzen, dass sich dort eine Goldkugel mit ca. 25 μm Durchmesser bildete. Diese wurde mit einem leitfähigen Silbepoxidklebstoff (Eccobond 56C) benetzt. Der Golddraht wurde über dem Whisker eingespannt, welcher dann mit Hilfe der Mikromanipulatoren so positioniert wurde, dass die Goldkugel auf einer der Elektroden aufsetzte (Kontakte c bis f in Abbildung 5-7).

Bei einer Spannung von 40 mV beträgt die Tunnelstromdichte durch sechs Monolagen MgO nach Simmons (Abschnitt 2.1.2) $74,2 \text{ A/m}^2$. Bezogen auf eine Elektrodenfläche von $80 \times 80 \text{ nm}^2$ entspricht dies einem Strom von $4,75 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ bzw. einem Widerstand von $84,2 \text{ k}\Omega$. Der Widerstand eines Golddrahtkontaktes, gemessen an einem unbeschichteten Whisker, beträgt ca. $10 \text{ }\Omega$, ist also gegen den zu erwartenden Tunnelwiderstand vernachlässigbar klein.

An der so kontaktierten Probe wurde ein linearer Widerstand gemessen, der etwa dem Widerstand des Golddrahtkontaktes entspricht. Ein Einfluß der MgO – Schicht auf den elektrischen Widerstand ist nicht erkennbar, was auf einen direkten elektrischen Kontakt zwischen dem Whisker und der Elektrode hindeutet. An einem der Kontakte (d) änderte sich der Widerstand während der Messung. Möglicherweise wurde der Kontakt thermisch, mechanisch oder chemisch verändert.

Um auszuschließen, dass die MgO – Schicht durch chemische Wechselwirkung mit dem Kleber oder durch mechanische Spannungen, die beim Aushärten des Klebers

auftreten, zerstört wird, wurden weitere Versuche durchgeführt, in denen die Goldkugel nicht mit Silberepoxidkleber, sondern mit Indium benetzt wurde. Dieses Indiumpolster wurde mechanisch auf die Goldschicht aufgesetzt (Kontakte a und b in Abbildung 5-7). Die $I(U)$ – Messungen zeigten jedoch auch in diesem Fall keinen Einfluß der MgO – Schicht.

Abbildung 5-7 zeigt die Whiskeroberfläche nach Durchführung der Versuche. Die Rückstände der Silberepoxidkontakte sind deutlich erkennbar. Durch einen der beiden Indiumkontakte (a) wurde die Oberfläche angekratzt, während der zweite (b) keine sichtbaren Schäden hinterläßt.

Bei der Präparation weiterer Whisker wurden gegenüber der hier beschriebenen Vorgehensweise zwei Veränderungen vorgenommen:

- Die zur Strukturierung der Elektroden verwendete Maske wurde durch eine andere ersetzt, um den Abstand zwischen den Elektroden zu vergrößern. Die Form der Elektroden ist in Abbildung 5-5 zu sehen, der Abstand zwischen den Elektroden beträgt ca. 100 μm .
- Zur Vermeidung der Goldtropfen wurden die Fe-Elektrode und die Au-Deckschicht nicht durch Laserablation, sondern thermisch deponiert. Wegen der unterschiedlichen geometrischen Anordnung der thermischen Quellen in der UHV-Kammer führt dies jedoch dazu, dass die Fe-Elektrode und die Au-Deckschicht um einige μm gegeneinander versetzt sind.

5.2.2 Ergebnisse der TMR-Messungen

Bei allen kontaktierten Whiskern wurde ein linearer elektrischer Widerstand in der Größenordnung des Golddrahtkontaktwiderstandes gemessen. Das lässt darauf schließen, dass zwischen dem Whisker und der Fe-Elektrode eine leitende Verbindung besteht. Ein solcher Kurzschluss kann bei der Kontaktierung der Elektrode mit dem Golddraht entstehen, wenn die „makroskopische“ Goldkugel auf die nur einige Monolagen dicke Elektrode trifft und dabei die MgO-Schicht beschädigt.

Da der Strom offensichtlich überwiegend durch leitende Kontakte und nur zu einem kleinen Teil durch die MgO-Barriere fließt, kann auch eine Änderung der Leitfähigkeit der MgO-Barriere durch den TMR Effekt sich nur gering auf den Gesamtwiderstand auswirken. Dies zeigen auch die durchgeführten Messungen zur Feldabhängigkeit der Leitfähigkeit.

Die Messungen wurden durchgeführt, indem an den kontaktierten Whisker eine konstante Spannung von einigen mV angelegt und die Abhängigkeit des Stromes von einem externen, parallel zur Längsachse des Whiskers orientierten Magnetfeld gemessen wurde.

Insgesamt wurden solche Messungen an ca. 20 Kontakten durchgeführt. Lediglich an zwei Kontakten konnten Widerstandsänderungen gemessen werden, die mit dem externen Feld korreliert waren.

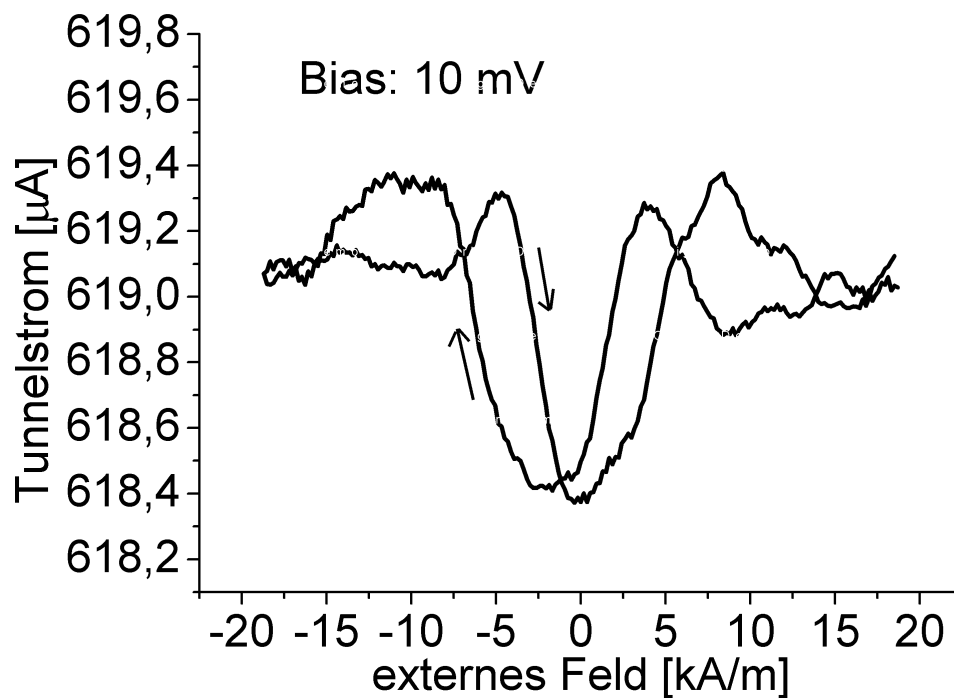


Abbildung 5-11: Abhängigkeit des Tunnelstromes vom externen Feld, gemittelt aus 50 Messzyklen. Probe: Au / Fe (40 Å) / MgO (PLD, 14 Å) / Fe Whisker

Abbildung 5-11 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des Stromes zwischen dem Whisker und der kontaktierten Elektrode durch sieben Monolagen MgO, die durch Laserablation deponiert wurden. Die relative Änderung des Widerstandes beträgt ca. 0,16 % und ist damit wesentlich niedriger, als nach dem Modell von Butler zu erwarten wäre (10.000 %, vgl. Abbildung 2-9).

Qualitativ verhält sich die hier beobachtete Feldabhängigkeit des Stromes so, wie es auf Grund der in Abschnitt 5.1 beschriebenen mikromagnetischen Eigenschaften dünner Fe-Filme auf Fe-Whiskern zu erwarten ist:

- Bei $H = -20$ kA/m sind Film und Whisker in Feldrichtung magnetisiert. Die Konfiguration ist parallel, der Widerstand minimal und der Strom maximal.
- Bei $H = 0$ läuft die 180° -Domänenwand des Whiskers unter der Elektrode durch. Dabei wird die Elektrode orthogonal zur leichten Achse des Whiskers magnetisiert, der Widerstand nimmt zu.
- Bei $H = 5$ kA/m fällt der Widerstand wieder ab, was darauf schließen lässt, dass die Magnetisierung der Fe-Elektrode wieder in Feldrichtung und damit parallel zur Magnetisierung des Whiskers gedreht wird. Bei ca. 6 kA/m wird der Widerstand minimal.

Die Magnetisierung der unter dem Kerr-Mikroskop beobachteten Elektrode (Abbildung 5-5) richtet sich erst bei 9 kA/m in Feldrichtung aus; die Form der Elektroden ist jedoch nicht exakt reproduzierbar, so dass unterschiedliche Sättigungsfeldstärken auftreten können.

Auffällig ist ebenfalls, dass der Widerstand wieder zunimmt, wenn die Feldstärke bei $H > 6$ kA/m weiter erhöht wird, was sich nicht durch die in dieser Arbeit

beschriebenen TMR - Modelle erklären lässt. Der an dieser Probe gemessene TMR – Effekt konnte bei verschiedenen Spannungen zwischen 10 mV und 100 mV reproduziert werden.

Bei der zweiten Probe, an welcher ein feldabhängiger Widerstand gemessen wurde, handelt es sich um einen Fe-Whisker, auf welchen thermisch sechs Monolagen MgO aufgebracht wurden. Die zweite Fe-Elektrode und die Au-Deckschicht wurden wiederum thermisch deponiert. Die relative Änderung des Widerstandes beträgt in diesem Fall ca. 0,5 % (Abbildung 5-12). Der im vorherigen Beispiel beobachtete Wiederanstieg des Widerstandes bei $H > 6$ kA/m findet bei dieser Probe nicht statt. Auch der an diesem Kontakt gemessene TMR – Effekt war mehrfach reproduzierbar.

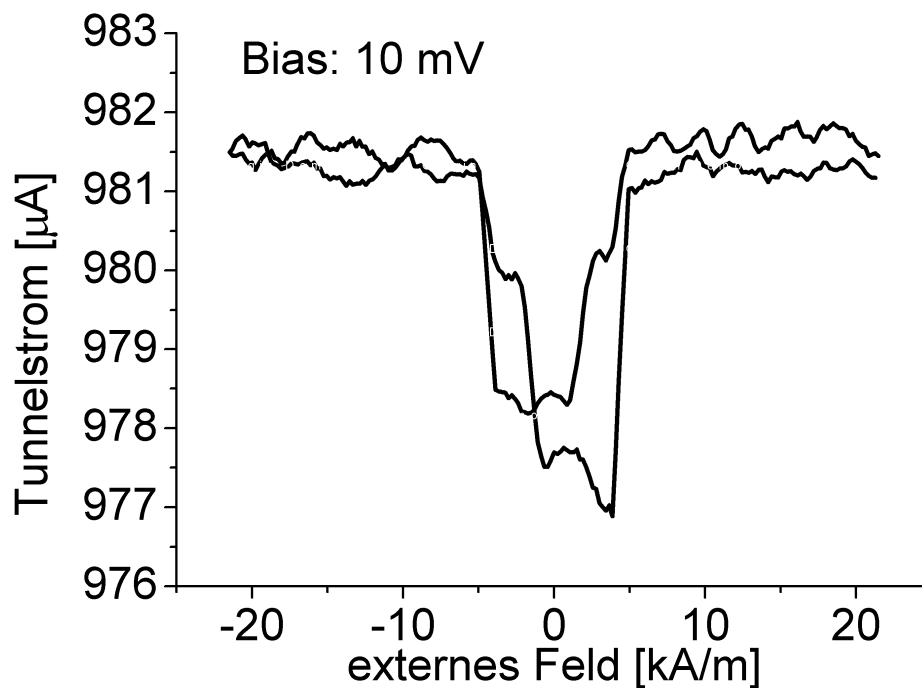


Abbildung 5-12: Abhängigkeit des Tunnelstromes vom externen Feld, gemittelt aus 10 Messzyklen. Probe: Au / Fe (50 Å) / MgO (thermisch, 12 Å) / Fe Whisker

5.3 Widerstandsmessung durch AFM - Kontakte

Der geringe Gesamtwiderstand der mit einem Golddraht kontaktierten Tunnelwiderstände kann seine Ursache darin haben, dass die Tunnelbarriere bei der Kontaktierung beschädigt wird, so dass die Fe-Elektrode mit dem Whisker kurzgeschlossen wird. Um die bei der Kontaktierung mit dem Golddraht auftretende mechanische Belastung zu vermeiden wurde daher versucht, die Kontaktierung mit einer leitfähigen AFM - Spitze vorzunehmen.

5.3.1 Messaufbau

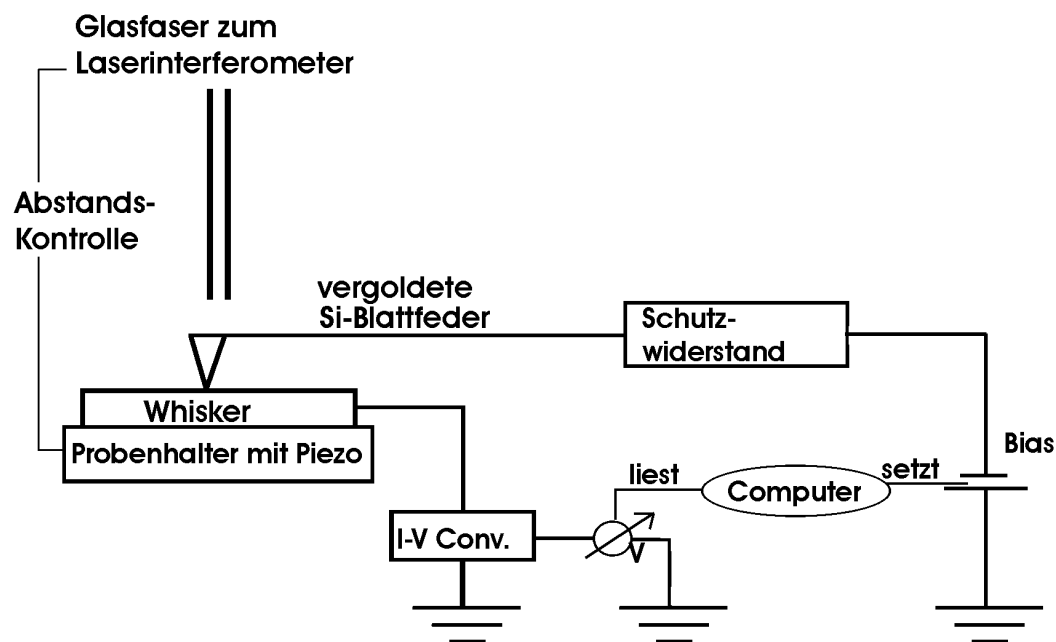


Abbildung 5-13: Aufbau der Messeinrichtung

Abbildung 5-13 zeigt den Aufbau der Messeinrichtung. Der Whisker befindet sich auf einem Probenhalter, dessen Position durch piezoelektrische Kristalle variiert werden kann. Über dem Whisker befindet sich eine vergoldete Si-Spitze an einer ebenfalls vergoldeten Si-Blattfeder, deren Auslenkung mit einem Laserinterferometer gemessen wird. Während der Messung wird die Auslenkung der Blattfeder, und damit auch die Kraft, mit welcher die Spitze auf den Whisker gepresst wird, durch eine elektronische Regelung konstant gehalten. Zur Widerstandsmessung wird zwischen dem Whisker und der AFM - Spitze eine elektrische Spannung angelegt, der dann fließende Strom wird über einen I-V-Konverter und einen Voltmeter ausgelesen.

An den Whisker konnte ein externes Magnetfeld parallel zu seiner Längsachse angelegt werden. Zur Durchführung der Messung wurde jeweils ein festes Magnetfeld eingestellt und die $I(v)$ - Charakteristik des Kontaktes aufgezeichnet.

5.3.2 Ergebnisse

Obwohl einige hundert Messungen durchgeführt wurden, konnte nur in wenigen Fällen Indizien für eine Abhängigkeit des Widerstandes von der magnetischen Konfiguration festgestellt werden. Die Messungen waren im allgemeinen nicht reproduzierbar. In einigen Fällen wurden sogar spontane Veränderungen der I(V)-Charakteristik beobachtet, ohne dass zwischenzeitig das externe Magnetfeld verändert wurde.

Eine der wenigen Messungen, die auf die Existenz eines TMR-Effektes hindeuten, zeigt Abbildung 5-14. Die bei 16 kA/m aufgenommene I(V) – Charakteristik zeigt gegenüber der bei ausgeschaltetem Magnetfeld durchgeführten Messung eine deutlich erhöhte Leitfähigkeit, was Folge der unterschiedlichen magnetischen Konfigurationen zwischen Whisker und Fe-Elektrode sein kann. Ein Indiz dafür ist auch die in Abbildung 5-15 dargestellte Spannungsabhängigkeit der Asymmetrie der aus den I(V)-Charakteristiken berechneten Widerstände. Die Abnahme der Asymmetrie bei zunehmendem Bias ist typisch für den TMR – Effekt (vgl. Kapitel 2.2). Die Starke Streuung der Asymmetrie in der Umgebung von 0 mV ist darauf zurückzuführen, dass zur Berechnung der Widerstände der Bias durch den gemessenen Strom dividiert werden muss, dessen Betrag in diesem Bereich ebenfalls nahe bei null liegt.

Es kann dennoch nicht sicher ausgeschlossen werden, dass die beobachtete Veränderung der I(V) – Charakteristik auf anderen Ursachen als der magnetischen Konfiguration beruht. Dafür spricht die fehlende Reproduzierbarkeit der Messung und die bei mehreren anderen Messungen beobachtete spontane Veränderung der I(V) – Charakteristik.

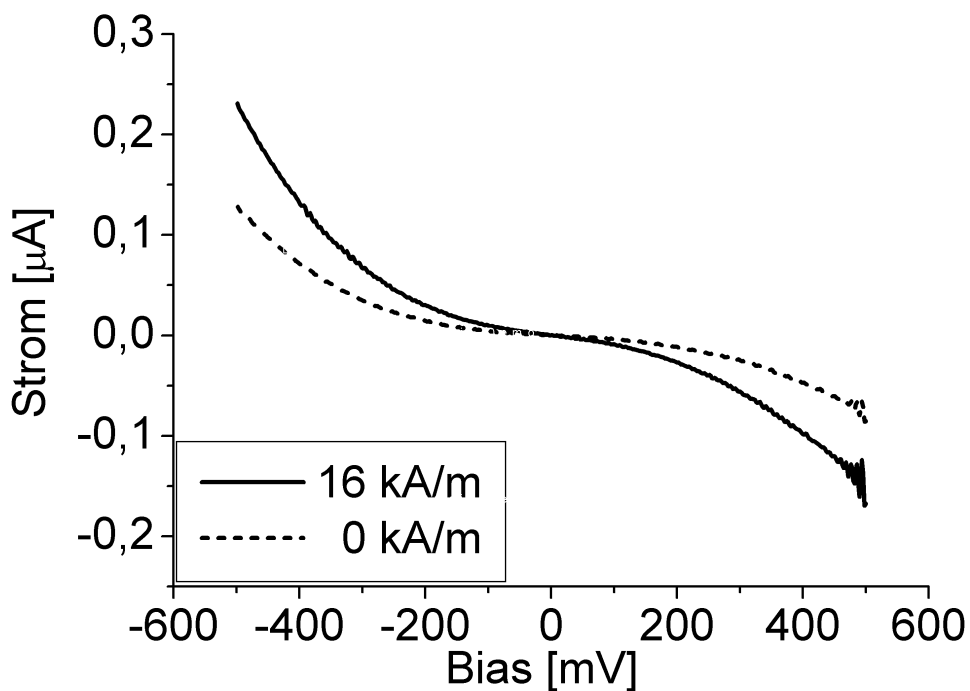


Abbildung 5-14: I(V) – Charakteristik eines mit einer AFM - Spitze kontaktierten Au(24 Å) / Fe(28 Å) / MgO(16 Å) / Fe(001) – Systems mit und ohne externes Magnetfeld.

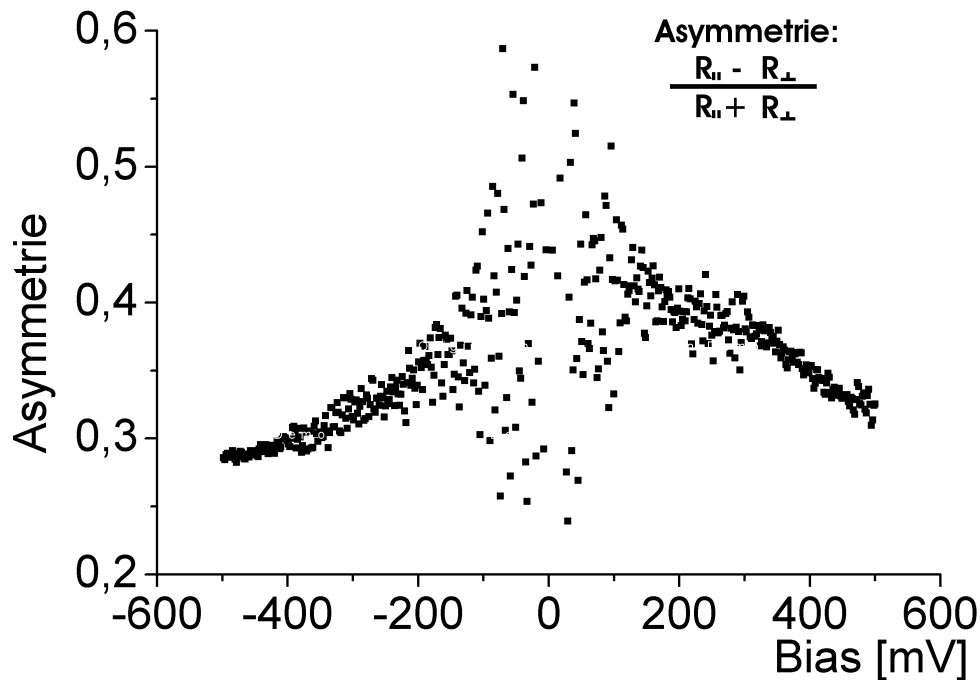


Abbildung 5-15: Asymmetrie der aus den $I(V)$ – Charakteristiken in Abbildung 5-14 berechneten Widerstände bei paralleler und orthogonaler Konfiguration der Magnetisierungen von Whisker und Fe-Elektrode.

Eine mögliche Ursache für die beobachtete spontane Veränderung der $I(V)$ – Charakteristik besteht in einer Veränderung des AFM – Kontaktes durch Migration von Gold – Atomen. Abbildung 5-16 zeigt eine AFM – Aufnahme der Whiskeroberfläche an einer Stelle, an der zuvor ca. 100 $I(V)$ – Charakteristiken aufgenommen wurden. Darauf ist zu erkennen, dass sich an der Kontaktstelle ein ca. 25 nm hohes Objekt befindet, dessen Durchmesser ca. 1 μm beträgt und das vor Durchführung der $I(V)$ -Messungen nicht vorhanden war. Ursache seiner Entstehung ist wahrscheinlich Elektromigration oder thermische Migration von Goldatomen aus der Goldummantelung der AFM – Spitze.

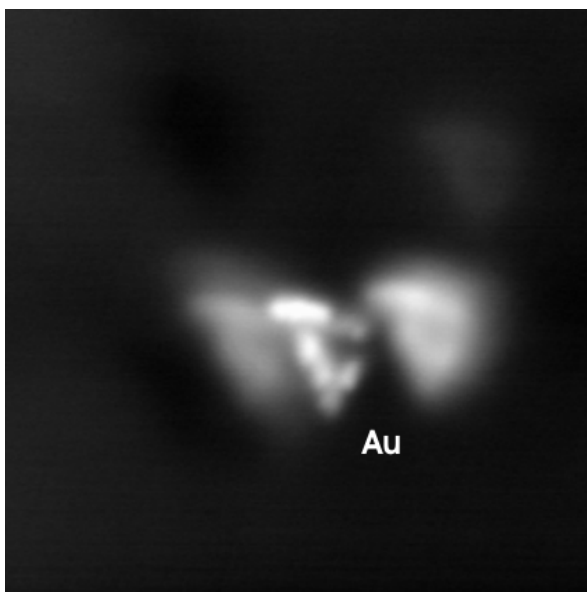


Abbildung 5-16: AFM – Aufnahme ($2 \times 2 \text{ m}^2$) eines Au - Clusters, der sich während der Aufnahme von ca. 100 $I(V)$ – Charakteristiken gebildet hat. Die Höhe des Clusters beträgt ca. 25 nm

5.3.3 Schlussfolgerungen

Weder an den mit Golddraht kontaktierten Proben, noch an den AFM – Kontakten konnte ein TMR – Effekt in der vorausgesagten Größenordnung nachgewiesen werden. Zwar konnte an einigen der mit Golddraht kontaktierten Proben die Abhängigkeit des Widerstandes von der magnetischen Konfiguration reproduzierbar gemessen werden, die Widerstandänderung lag jedoch deutlich unter einem Prozent und war damit kleiner als die bereits mit amorphen Barrieren erreichbare Widerstandänderung. Die an den AFM – Kontakten gemessenen Effekte sind zwar größer, aber so schlecht reproduzierbar, dass keine sichere Aussage über ihre physikalischen Ursachen getroffen werden können, zumal Hinweise darauf vorliegen, dass Veränderungen am Kontakt zwischen der Elektrode und der AFM Spitze die wahre Ursache der gemessenen Effekte sein können.

Der in dem Modell von Butler beschriebene TMR Effekt ist stark abhängig von der Symmetrie der Elektronenzustände in den ferromagnetischen Elektroden. Zumindest von thermisch auf Fe(001) deponierten MgO Schichten ist bekannt, dass diese nicht wie in Butlers Modell angenommen direkt auf der Fe(001) – Oberfläche aufwachsen, sondern auf einer FeO Zwischenschicht [5]. Da über die Struktur der Grenzfläche zwischen der MgO – Schicht und der oberen Elektrode derzeit noch keine hinreichend gesicherten Erkenntnisse vorliegen ist unklar, ob der von Butler vorhergesagte große TMR-Effekt in einem realen System überhaupt existiert.

Neben dieser grundsätzlichen Fragestellung haben sich auch die eingesetzten Methoden zur Kontaktierung der Probe als problematisch herausgestellt. Um den TMR Effekt messen zu können ist es offenbar erforderlich, großflächige stabile Kontakte zwischen den Elektroden und den Zuleitungen herzustellen, ohne dabei die Tunnelbarriere durch mechanische, thermische oder chemische Belastung zu beschädigen. Eine Möglichkeit zur Herstellung solcher Proben ergibt sich mit dem Einsatz lithographischer Verfahren zur Strukturierung von Elektroden und Zuleitungen. Bowen et al. berichten von einer relativen Widerstandsänderung von 60 % bei 30 K Probertemperatur an einer lithographisch hergestellten FeCo(001)/MgO/Fe(001) Probe [6]. Wegen der unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung der Elektroden ist jedoch klar, dass es sich nicht um einen solchen Effekt handeln kann, wie er im Modell von Butler beschrieben wird.

-
- [1] R. Schäfer, R. Urban, D. Ullmann, H. L. Meyerheim, B. Heinrich, L. Schultz, J. Kirschner. „Domain wall induced switching of whisker-based tunnel junctions”, Phys. Rev. B, Vol. 65, 144405 (2002)
 - [2] R. Schäfer. “Magneto-optical domain studies in coupled magnetic multilayers”, JMMM 148 (1995) 226-231
 - [3] A. Hubert, R. Schäfer. „Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures“, Springer, Berlin (1998)
 - [4] A. Hubert, “Blochwände in dicken magnetischen Schichten”, Z. Angew. Phys. 32 (1971), p. 58
 - [5] H. L. Meyerheim, R. Popescu, J. Kirschner. „Geometrical and compositional structure at metal-oxide interfaces: MgO on Fe(001)“, Phys. Rev. Lett., Vol. 87 (2001), 076102

- [6] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, C. Martínez Boubeta, J.L. Costa-Krämer, J. V. Anguita, A. Cebollada, F. Briones, J. M. de Teresa, L. Morellón, M. R. Ibarra, F. Güell, F. Peiró, A. Cornet. „Large magnetoresistance in FeCo/MgO/Fe(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001)“, Appl. Phys. Lett.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Herstellung und Charakterisierung epitaktischer Fe/MgO/Fe – Schichtsysteme unter Berücksichtigung ihrer vermuteten Eignung zur Herstellung von Tunnelmagnetowiderständen mit besonders großer Abhängigkeit des Tunnelwiderstandes von der magnetischen Konfiguration.

Die strukturellen und elektrischen Eigenschaften durch Laserablation hergestellter MgO – Schichten auf Fe(001) Oberflächen wurden untersucht und mit den teilweise bereits aus der Literatur bekannten Eigenschaften thermisch hergestellter MgO/Fe(001) – Schichten verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass sich thermisch und durch Laserablation deponierte MgO – Schichten weitgehend identisch verhalten: Das Wachstum erfolgt im Frank – van der Merwe Modus, die [100] –Richtungen von Fe und MgO sind um 45° gegeneinander gedreht und nach sechs Monolagen bilden sich Versetzungen infolge der Gitterfehlانpassung.

Fe/MgO/Fe(001) Schichtsysteme wurden hergestellt und charakterisiert. Dabei wurde festgestellt, dass die Fe – Deckschicht im Volmer-Weber Modus aufwächst. Solange die Probe nicht getempert wurde können die elektronischen Eigenschaften der MgO – Schicht durch die darüber liegende Fe-Schicht hindurch im STM abgebildet werden. Beim Tempern auf 200 °C wird die MgO-Schicht so verändert, dass sie sich nicht mehr zur Verwendung als Tunnelbarriere eignet. Der Einfluss einer FeO – Schicht zwischen dem MgO und der Fe-Schicht wurde untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass das zur Herstellung der FeO Zwischenschicht eingesetzte Verfahren wesentliche Auswirkungen auf die Struktur des Systems hat.

Zur Bestimmung der mikromagnetischen Eigenschaften von Fe/MgO/Fe(001) Schichtsystemen auf Fe – Whiskern wurden die Domänenstruktur und Schaltvorgänge in solchen Systemen mit einem Kerr – Mikroskop untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Magnetisierung der Fe-Schicht durch das Streufeld der 180°-Domänenwand im Whisker geschaltet wird, und zwar so, dass die Magnetisierung des Filmes senkrecht zur Magnetisierung des Whiskers steht. Durch ein hinreichend großes externes Feld kann die Magnetisierung des Fe-Filmes wieder parallel zur leichten Achse des Whiskers orientiert werden. Damit ist es möglich, die magnetische Konfiguration von Whisker und Fe-Schicht zwischen orthogonal und parallel zu schalten, jedoch nicht antiparallel. Der zu erwartende TMR – Effekt ist dadurch nur halb so groß wie beim Wechsel zwischen paralleler und antiparalleler Konfiguration der Magnetisierungen.

Schließlich wurden Versuche durchgeführt, um die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Fe/MgO/Fe(Whisker) Tunnelkontakten von der magnetischen Konfiguration zu messen. Dazu wurden die Fe-Elektroden auf zwei verschiedene Weisen kontaktiert, nämlich durch Aufsetzen eines Au-Drahtes oder durch Annäherung einer AFM – Spitze.

Bei zwei Kontakten, die durch Aufsetzen und Ankleben eines Au – Drahtes auf die obere Elektrode hergestellt wurden, konnte tatsächlich ein reproduzierbarer TMR – Effekt gemessen werden, jedoch mit wesentlich geringerer Amplitude, als nach den theoretische Voraussagen zu erwarten war. Auch die absolute Größe des elektrischen Widerstandes war unerwartet klein. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in bei der

Kontaktierung entstandenen mechanischen Schäden an der Tunnelbarriere, durch welche der Whisker mit der Fe-Elektrode kurzgeschlossen wurde.

TMR – Messungen an mit einer leitfähigen AFM – Spitze kontaktierten Elektroden lieferten keine reproduzierbaren Ergebnisse. Zwar wurden in einzelnen Versuchen Widerstandsänderungen beobachtet, die Folge einer veränderten magnetischen Konfiguration sein können, diese waren jedoch nicht reproduzierbar. Auch wurden häufige spontane Widerstandsänderungen beobachtet, die offensichtlich nicht auf magnetische Effekte, sondern wahrscheinlich auf Veränderungen am Kontakt zwischen Elektrode und AFM – Spitze zurückzuführen sind.

Für die zukünftige Entwicklung epitaktischer Tunnelwiderstände ist es erforderlich, Klarheit über die Struktur der Grenzflächen im Fe/MgO/Fe Schichtsystem zu gewinnen. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Frage, ob die beiden Grenzflächen zwischen der MgO – Schicht und den Fe – Elektroden symmetrisch gestaltet werden können. Röntgenbeugungsexperimente mit dieser Zielsetzung finden derzeit am MPI für Mikrostrukturphysik in Halle statt.

Vielen Dank an

Herrn Prof. J. Kirschner für die Möglichkeit, diese Arbeit am MPI-Halle anzufertigen,

Prof. J. Kirschner, PD Dr. H. L. Meyerheim, Dr. M. Klaua, Dr. W. Wulfhekel, Dr. J. Barthel, R. Urban und Prof. B. Heinrich für zahlreiche interessante Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben,

Frau H. Menge, ohne deren Hilfe dieser Arbeit das Substrat gefehlt hätte,

Dr. R. Schäfer für seine Unterstützung bei den Experimenten am Kerr-Mikroskop,

Dr. G. Steierl für die Aufnahme der orts aufgelösten Auger Spektren,

Dr. F. Zavaliche und J. Grabowski für die Zusammenarbeit bei TMR-Messungen,

Prof. P. Grütter und X. Zhu für die Möglichkeit zur Durchführung der Messungen am AFM,

Dr. M. Klaua, Dr. J. Barthel und G. Kroder für die umfangreiche technische Unterstützung,

die Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter der Werkstätten und des Photolabors für die schnelle und gute Erledigung aller Aufträge,

sowie an die Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter der Verwaltung, der Bibliothek und der übrigen Infrastruktur.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Dissertation

Herstellung und Charakterisierung epitaktischer Fe(001)/MgO/Fe – Tunnelmagnetowiderstände

selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Halle, 9. Mai 2002

Dirk Ullmann

Lebenslauf

Name : Dirk Ullmann
 geboren am: 10. Januar 1972
 in Peine

Bildungsweg

Schulausbildung 1978 – 1982 Grundschule „Fröbelschule“ in Peine
 1982 – 1984 Orientierungsstufe „Bodenstedtschule“ in Peine
 1984 – 1991 Ratsgymnasium Peine
 10. Juni 1991 Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst 1991 – 1992 DRK Peine

Studium 1992 – 1998 Physikstudium an der TU Braunschweig
 1993 – 2000 Studiengangszweithörer im wirtschaftswissenschaftlichen Studiengang der FU Hagen
 6. Aug. 1998 Diplomprüfung in Physik

Diplomarbeit: „Untersuchungen zur Formanisotropie von Fe - Eindomänenteilchen durch Magnetisierungsmessungen mit der Faradaywaage“, betreut von Prof. Dr. J. Hesse, Institut für Metallphysik und Nukleare Festkörperphysik

Beruf: seit Okt. 1998 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik mit dem Ziel der Promotion, betreut von Prof. Kirschner