



Institut für Festkörperforschung:
Elektronische Eigenschaften

***Experimente zum Einfluss elektrischer Spannung
auf die magnetische Kopplung in
Fe/Si/Fe-Dreischichtsystemen***

Lars Pohlmann

***Experimente zum Einfluss elektrischer Spannung
auf die magnetische Kopplung in
Fe/Si/Fe-Dreischichtsystemen***

Lars Pohlmann

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4204

ISSN 0944-2952

Institut für Festkörperforschung: Elektronische Eigenschaften Jül-4204

D 38 (Diss., Köln, Univ., 2005)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461 61-5220 · Telefax: 02461 61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Kurzzusammenfassung

Das epitaktische Fe/Si/Fe-System zeichnet sich durch zwei Eigenschaften aus, die sonst nicht gleichzeitig an einem System zu finden sind: Erstens, die Siliziumschicht verhält sich als Tunnelbarriere und zweitens, die magnetischen Eiselektroden koppeln sehr stark antiferromagnetisch über die Siliziumzwischen-schicht, wenn diese eine Dicke im Bereich von 1-2 nm hat. Es gibt berechtigten Grund zu der Annahme, dass das Anlegen einer Spannung über die Zwischenschicht Einfluss auf die magnetische Kopplung hat, denn diese wird von den Zuständen an der Fermikante maßgeblich beeinflusst.

In dieser Arbeit soll die Änderung der Kopplung mit Magnetowiderstandsmessungen (MR) in CPP-Geometrie (Current Perpendicular Plane) gemessen werden. Da über das Fe/Si/Fe-System kein MR-Effekt messbar ist, wird zusätzlich ein Fe/MgO/Fe-System als TMR-Element auf das Fe/Si/Fe-System aufgedampft, wobei sich beide Systeme eine Eischicht teilen. Die Proben werden mit einer Molekularstrahlverdampfungsanlage (MBE) hergestellt. Für CPP-Messungen müssen laterale Strukturen von einigen Mikrometern Kantenlänge hergestellt werden, die von unten und von oben kontaktiert werden können. Dies geschieht mit optischer Lithographie und einer Kombination aus Sputterdeposition und Ionenstrahlätzen.

Nacheinander wurden Probenserien mit Fe/Si/Fe-, Fe/Cr/Fe/MgO/Fe- und Fe/Si/Fe/MgO/Fe-Schichten hergestellt, strukturiert und auf ihre Transporteigenschaften hin vermessen. Am Fe/Si/Fe/MgO/Fe-System wurden dann die Messungen zur Spannungsabhängigkeit der Kopplung gemacht.

Abstract

The fully-epitaxial Fe/Si/Fe-system features two properties which are not found in any other trilayer system. First, the silicon-layer acts as a tunneling barrier and second, the two iron electrodes are strongly coupled antiferromagnetically if the silicon layer thickness is about **1-2 nm**. There is a legitimate reason to assume that the magnetic coupling in this system can be influenced by an applied voltage, because the coupling is driven by the states at the Fermi-level.

The task given was to observe a change in the coupling strength by magneto resistive measurements (MR) in current perpendicular plane geometry (CPP). Because the Fe/Si/Fe-system does not show any MR-effect, an additional Fe/MgO/Fe-system, showing large TMR-values, is evaporated on top, such that both systems share one Fe-layer.

The samples are prepared by molecular beam epitaxy (MBE). For electrical measurements in CPP-geometry, micron-size lateral structures, which can be accessed from the bottom and the top, have to be fabricated. These structures are made by optical lithography and a combination of sputter deposition and ion beam etching techniques.

Sample series consisting of Fe/Si/Fe-, Fe/Cr/Fe/MgO/Fe- and Fe/Si/Fe/MgO/Fe-layers have been prepared, structured and their transport properties have been measured. Finally, the Fe/Si/Fe/MgO/Fe-system has been taken for measurements concerning the influence of an applied voltage on the magnetic coupling.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Zwischenschichtaustauschkopplung	3
2.2	Tunneln in Festkörpern	5
2.3	Spinabhängiges Tunneln	10
3	Idee der spannungskontrollierten Kopplung	13
4	Probenherstellung und Messverfahren	17
4.1	Die Messung der spannungskontrollierten Kopplung	17
4.2	Herstellung der Proben / MBE	19
4.3	Magnetische Charakterisierung / MOKE	22
4.4	Strukturierung der Proben / Lithographie	23
4.4.1	Das Aufbringen der Photolackmaske	24
4.4.2	Ätzen/Sputtern	25
4.4.3	Ablösen des Lacks/Lift-Off	27
4.4.4	Untere Zuleitung	27
4.4.5	Der Tunnelkontakt	28
4.4.6	Obere Zuleitung	28
4.5	Messaufbau für Transportmessungen	29
5	Messungen	31
5.1	Fe/Si/Fe	31
5.1.1	Strukturierung	33
5.1.2	Transportmessungen	34
5.2	Fe/Cr/Fe/MgO/Fe	37
5.2.1	Herstellung	37
5.2.2	Magnetische Charakterisierung	40
5.2.3	Ergebnisse der Transportmessungen	40
5.3	Fe/Si/Fe/MgO/Fe	48
5.3.1	Elektrische Messungen	49
6	Zusammenfassung	55

1 Einleitung

Die heutige Computerindustrie ist ohne magnetische Speichertechniken nicht mehr vorstellbar. Nahezu jeder Computer greift auf Festplattenspeicher zu, sei es lokal oder über das Netzwerk. Immer mehr Speicherkapazität wird auf immer weniger Fläche untergebracht; hatten die ersten magnetischen Speicherscheiben noch eine Kapazität von 20 Mbit, so gibt es heute Consumer-Festplatten (d.h. in 3,5"-Bauweise) mit 500 GB. Zu dieser Entwicklung hat nicht nur der Fortschritt in der Dünnschichtfabrikation der magnetischen Speicherschicht beigetragen, sondern auch die Entwicklung der Leseköpfe, die mittlerweile auch aus dünnen magnetischen Schichten bestehen.

Waren es anfangs noch Sensoren die auf dem anisotropen Magnetowiderstandseffekt basierten (AMR¹), so hat sich nur kurz nach der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandseffekts (GMR²) durch P. GRÜNBERG [1] und A. FERT [2] der ebenso benannte Sensor in den Leseköpfen etabliert, womit auch dünne magnetische Schichtsysteme Einzug in die Massenfertigung gehalten haben. Im Zuge dieser Entwicklung wurden viele Materialkombinationen ausprobiert, um den Riesenmagnetowiderstand noch ein wenig größer zu machen. Dabei wurde auch der Tunnelmagnetowiderstandseffekt (TMR³) wiederentdeckt, nachdem er nach seiner Entdeckung 1975 durch JULLIÈRE in Vergessenheit geriet [3–5]. Von ihm verspricht man sich nicht nur kleinere Devices mit höherer Empfindlichkeit, sondern mit ihm wird auch an der Revolution des bis heute flüchtigen Random-Access-Memories (RAM), dem Magnetic-RAM (MRAM), gearbeitet, dessen Speicherzellen aus TMR-Elementen bestehen und somit nicht flüchtig sind, bei potentiell gleichen oder besseren Leistungsdaten.

Eines der Probleme dabei ist das „Schreiben“ der Information: Die Informationsschicht muss ummagnetisiert werden, was ein externes Feld erfordert. Da die Nachbarzellen nicht beeinflusst werden sollen, ist dies keine triviale Aufgabe. Deshalb ist man auch auf der Suche nach anderen, intrinsischen Möglichkeiten, die Magnetisierung der Schichten zu beeinflussen. Für GMR-Systeme wurde das strominduzierte magnetische Schalten vorhergesagt [6, 7] und auch experimentell gezeigt [8]. Durch die Entdeckung der überraschend starken Zwischenschichtaustauschkopplung in epitaktischen Fe/Si/Fe-Systemen, in denen das Silizium eine Tunnelbarriere darstellt [9], ist eine spannungsinduzierte Beeinflussung der Magnetisierungen denkbar.

¹Anisotropic Magneto Resistance

²Giant Magneto Resistance

³Tunneling Magneto Resistance

Hier setzt die vorliegende Arbeit an. In Kap. 2 werden einige Grundlagen der hier verwendeten dünnen magnetischen Schichtsysteme erläutert, bevor in Kap. 3 erklärt wird, warum die Kopplung von der Spannung abhängen sollte.

Kap. 4 widmet sich den Verfahren zur Herstellung, Charakterisierung und Messung der Proben. Insbesondere die Herstellung nimmt einigen Raum ein, da für die Messungen in CPP¹-Geometrie die Proben strukturiert werden müssen. Um geeignete Widerstände zu erhalten, muss die Kontaktfläche im Bereich einiger bis einiger hundert μm^2 sein. Mit optischer Lithographie ist dies relativ einfach zu bewerkstelligen.

Die Messungen und Ergebnisse der Proben werden in Kap. 5 präsentiert. Der Einfluss der Spannung auf das gekoppelte System soll mittels Magnetowiderstandseffekt beobachtet werden. Da das Fe/Si/Fe-System aus unbekannten Gründen diesen Effekt nicht zeigt, wurde ein Fe/MgO/Fe-System als Detektor auf das Fe/Si/Fe-System gedampft. Um die Kurven dieses Zweibarrierensystems besser verstehen zu können, wurden die Barrierensysteme erst einzeln untersucht.

¹Current Perpendicular Plane

2 Grundlagen

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dünnen magnetischen Schichten, getrennt durch eine meist noch dünnere, isolierende Schicht. In diesem Kapitel sollen die Effekte, die bei diesen Systemen auftreten, grundlegend erläutert werden.

2.1 Zwischenschichtaustauschkopplung

Betrachten wir zunächst zwei ferromagnetische Schichten (FM), welche durch eine dünne (1-2 nm) metallische Zwischenschicht (M) getrennt sind (Abb. 1). An einem System dieser Art, namentlich Fe/Cr/Fe, wurde 1986 die antiferromagnetische Zwischenschichtaustauschkopplung entdeckt [10]. Später wurde an einer Reihe von Materialkombinationen gezeigt, dass, abhängig von der Zwischenschichtdicke, auch ferromagnetische Kopplung existiert. Tatsächlich oszilliert die Kopplung zwischen diesen beiden Typen als Funktion der Zwischenschichtdicke [11].

Der dritte beobachtete Kopplungstyp ist die 90°-Kopplung, welche die anderen beiden Kopplungstypen überlagern kann, was zu relativen Magnetisierungswinkeln zwischen 0 und 180° führt (Abb. 1).

Diese drei „Basis“-Kopplungstypen ergeben sich als Minima der phänomenologischen Flächenenergiedichte

$$E_{\text{IEC}} = -J_1 \cos \phi - J_2 \cos^2 \phi,$$

wobei $J_{1/2}$ Kopplungskonstanten und ϕ der Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden ferromagnetischen Schichten ist. Dominiert der erste, so genannte bilineare Term, so ist die Kopplung ferromagnetisch für $J_1 > 0$ und antiferromagnetisch für $J_1 < 0$. Bei Dominanz des zweiten, biquadratischen Terms erhält man 90°-Kopplung für $J_2 < 0$.

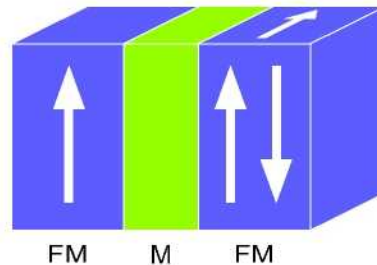


Abbildung 1: Schichtanordnung und die drei „Basis“-Kopplungen (ferromagnetisch, antiferromagnetisch, 90°) der Zwischenschichtaustauschkopplung.

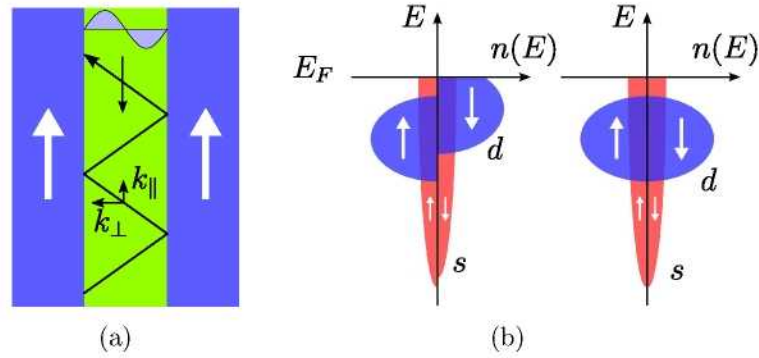


Abbildung 2: (a) Elektron, gefangen zwischen den Ferromagneten. (b) Schematische Bandstruktur eines ferromagnetischen 3d-Metalls (links) und eines Edelmetalls (rechts). Aufgrund der asymmetrischen Zustandsdichte an der Fermikante für Spin-down-Elektronen werden diese an den Grenzflächen verstärkt reflektiert, während die Spin-up-Elektronen nahezu ungehindert passieren können.

E_{IEC} alleine kann noch nicht das Verhalten realer Systeme erfassen. Zu berücksichtigen sind noch die magnetische Anisotropie des ferromagnetischen Materials und das externe Feld.

Die Ursache der Kopplung war bei ihrer Entdeckung unbekannt. Verschiedene Modelle wurden diskutiert, bis am Ende das Quantentrogmodell allgemein akzeptiert wurde. Die Elektronen im System (Abb. 2) sind durch die Ferromagneten spinpolarisiert. Aufgrund der Austauschspaltung werden Minoritätselektronen an der Grenzfläche zum Ferromagneten reflektiert. Stehen die Magnetisierungen parallel, so werden die Minoritätselektronen in der Zwischenschicht „eingesperrt“, während die Majoritätselektronen nur eine kleine Störung erfahren. Aufgrund der geringen Breite der Zwischenschicht kommt es so in Richtung Grenzflächennormale zum Quantentrog: Es bilden sich stehende Wellen mit diskreten Energieniveaus. Die Energie der Niveaus verschiebt sich mit zunehmender Breite der Barriere (des Quantentrogs) relativ zur Fermikante. Ob die Niveaus steigen oder sinken, hängt von der Materialkombination des betrachteten Systems ab. Bei sinkenden Niveaus sinkt die Gesamtenergie des Elektronensystems und die ferromagnetische Kopplung wird verstärkt. Die Energie steigt aber sprunghaft an, sobald ein unbesetztes Niveau unter das Fermi-Niveau sinkt und neue Zustände besetzt werden können. Dies destabilisiert die ferromagnetische Kopplung, und die antiferromagnetische Konfiguration wird bevorzugt, womit die Oszillation der Kopplung erklärt ist [12].

Für halbleitende oder isolierende Zwischenschichten gibt es an der Fermikante nur evaneszente Elektronenwellen, die vom Ferromagneten in die Zwischen-

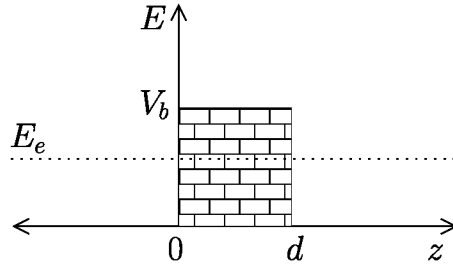


Abbildung 3: Tunnelbarriere im Falle des freien Elektrons.

schicht eindringen können, dort aber exponentiell abfallen. Somit erwartet man für die Kopplung, dass sie erstens schwächer als für metallische Schichten ist und zweitens mit steigender Dicke der Zwischenschicht stark abfällt [13]. Tatsächlich ist sie so schwach, dass sie bisher kaum beobachtet wurde. Erst kürzlich wurde von einer Kopplung von $|J_1| = 0,25 \text{ mJ/m}^2$ über eine MgO-Zwischenschicht mit Dicke $< 7 \text{ \AA}$ berichtet [14]. Die Erwartung für halbleitende Zwischenschichten liegt zwischen diesem Wert und dem typischen Wert für metallische Zwischenschichten ($|J_1| \approx 1,0 \text{ mJ/m}^2$).

Gemessen wurden allerdings Werte bis über $|J_1| = 5,0 \text{ mJ/m}^2$ mit exponentiellem Abklingcharakter für epitaktisch gewachsene Si-Zwischenschichten [9]. Transportmessungen ergaben, dass das Silizium in der Zwischenschicht als Tunnelbarriere fungiert und somit die Möglichkeit ausgeschlossen ist, dass durch Diffusion von Eisen in die Zwischenschicht ein metallischer Charakter entsteht [15]. Diese Kopplung ist mit der Theorie für metallische Zwischenschichten nicht erklärbar.

Erst kürzlich erschien eine Theorie, die durch Störstellen in der Barriere die starke Kopplung erklärt [16]. Es wird angenommen, dass die Barriere nicht perfekt ist, sondern Störstellen enthält, welche wiederum lokalisierte Zustände in der Bandlücke des Halbleiters erzeugen können. Die Berechnungen zeigen, dass starke antiferromagnetische Kopplung möglich ist, wenn die Energie der Störstellen nahe bei der Fermi-Energie des FM/I/FM-Systems liegt.

2.2 Tunneln in Festkörpern

Ein Elektron mit Energie E_e kann im klassischen Teilchenbild eine rechteckige Potenzialbarriere der Höhe V_b und der Breite d nicht überwinden, wenn $E_e < V_b$ (Abb. 3). Die quantenmechanische Wellenfunktion des Elektrons ψ_e hat jedoch eine endliche Eindringtiefe in die Barriere und eine endliche Trans-

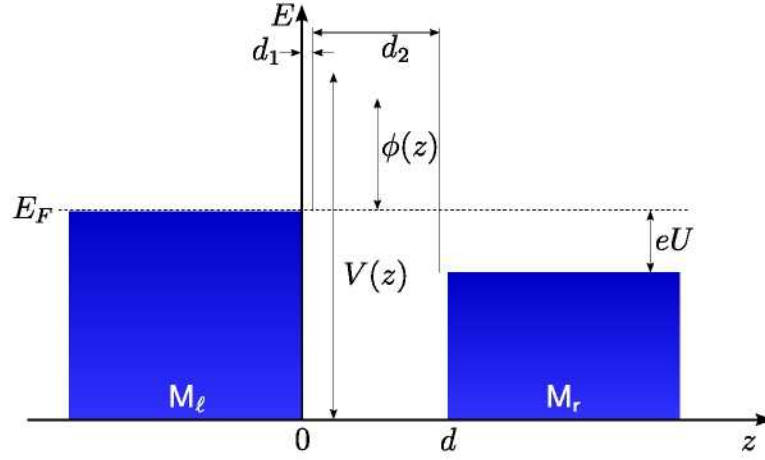


Abbildung 4: MIM-System mit beliebig geformter Tunnelbarriere.

missionswahrscheinlichkeit¹ $T \propto \exp(-2\kappa d)$, mit $\kappa = \sqrt{2m(V_b - E_e)/\hbar^2}$ als Abklingparameter [17].

Dieses einfache Modell, welches sich mit der Wave-Matching-Methode lösen lässt, reicht aber nicht aus, um Barrieren in realen Metall/Isolator/Metall-Kontakten (MIM) zu beschreiben: Die Barrieren sind nicht rechteckig, die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt vom transversalen Moment $k_{\parallel}$ des Elektrons ab. Des Weiteren spielen nicht nur elastische Tunnelprozesse eine Rolle, sondern auch inelastische; Störstellen in der Barriere können einen massiven Einfluss auf den Tunnelstrom haben (resonantes Tunneln), was nur mit Hilfe der komplexen Bandstruktur des Systems zu erklären ist.

Erste theoretische Modelle des Tunnelns in MIM-Systemen gehen auf SOMMERFELD und BETHE [18] zurück, die den elastischen Tunnelprozess für sehr kleine und hohe Spannungen beschreiben. HOLM [19] fand später eine Lösung für den mittleren Spannungsbereich. Es war SIMMONS vorbehalten, eine allgemeinere Formel zu entwickeln, aus der sich die drei Spezialfälle ableiten lassen [20].

Betrachtet wird das eindimensionale Problem in Abb. 4. Thermisch angeregter Transport soll ausgeschlossen ($T = 0\text{ K}$), die Elektroden sollen aus dem gleichen Metall und im thermischen Gleichgewicht sein. Um die Tunnelwahrscheinlichkeit (WKB-Näherung²)

$$D(E_z) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m} \int_{d_1}^{d_2} \sqrt{V(z) - E_z} dz \right\}$$

¹für $\kappa d \gg 1$.

²WENZELS, KRAMER, BRILLOUIN; siehe z.B. Ref. 17.

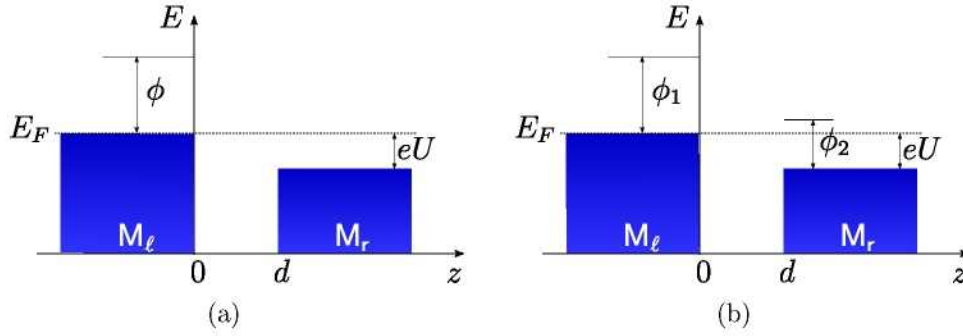


Abbildung 5: (a) Symmetrische und (b) asymmetrische Barriere mit angelegter Spannung U .

($V(z) = E_F + \phi(z)$, $\Delta d = d_2 - d_1$ und $E_z = \frac{1}{2}mv_z^2$) integrieren zu können, wurde die Barrierenhöhe $\phi(z)$ gemittelt:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta d} \int_{d_1}^{d_2} \phi(z) dz,$$

so dass sich für die Tunnelstromdichte

$$j = \int_0^{E_{\max}} D(E_z) dz \frac{me}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty f(E) - f(E + eU) dE_{\parallel}$$

($f(E)$ ist die FERMI-Verteilung) ergibt:

$$j = \frac{e}{\hbar(2\pi\Delta d)^2} \left[\bar{\phi} e^{-\alpha\sqrt{\bar{\phi}}\Delta d} - (\bar{\phi} + eU) e^{-\alpha\sqrt{\bar{\phi}+eU}\Delta d} \right] \quad (1)$$

mit

$$\alpha = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m}.$$

Der erste Term in der Klammer kann als Stromdichte von der linken in die rechte Elektrode interpretiert werden und der zweite Term als Stromdichte in die Gegenrichtung. Für sehr kleine Spannungen ($\bar{\phi} \gg eU$) lässt sich mit Gl. (1) zeigen, dass $j \propto U$, also ohmschen Charakter hat.

Beschränkt man sich auf den Fall einer rechteckigen Barriere der Höhe ϕ und der Breite d , d.h. $\Delta d = d$ und $\bar{\phi} = (\phi - eU/2)$, und kleiner bis mittlerer Spannungen, d.h. $eU < \phi$ (Abb. 5(a)), dann lässt sich Gl. (1) schreiben als

$$j = \theta(U + \gamma U^3)$$

mit

$$\theta = \left(\frac{e}{h}\right)^2 \frac{\sqrt{2m\phi}}{d} e^{-\alpha\sqrt{\phi}d}$$

$$\gamma = \frac{(\alpha ed)^2}{96\phi} - \frac{\alpha e^2 d}{32\sqrt[3]{\phi}},$$

wie in [21] gezeigt. Einsetzen der Naturkonstanten ergibt die SIMMONS-Formel für rechteckige Barrieren mit gleichen Elektroden:

$$j = 3,16 \cdot 10^{10} \frac{\sqrt{\phi}}{d} e^{-1,025\sqrt{\phi}d} \left[U + \left(0,0109 \frac{d^2}{\phi} + 0,032 \frac{d}{\sqrt[3]{\phi}} \right) U^3 \right] \quad (2)$$

mit j in A/cm², d in Å und ϕ in eV.

In der Praxis hat man es zwar meist mit den gleichen Elektrodenmaterialien zu tun, dennoch weisen die Grenzflächen M/I und I/M Unterschiede auf, die sich unter anderem in unterschiedlichen Barrierenhöhen manifestieren. Die Barriere lässt sich also z.B. durch

$$\phi(z) = \phi_1 + \frac{z}{d} (\phi_2 - eU - \phi_1)$$

annähern (Abb. 5(b)). BRINKMANN et al. haben damit die Stromdichte nach Potenzen von U für $d > 10$ Å und $\Delta\phi/\bar{\phi} < 1$ entwickelt:

$$\frac{G(U)}{G(0)} = 1 - \frac{A_0 \Delta\phi}{16 \sqrt[3]{\phi}} eU + \frac{9}{128} \frac{A_0^2}{\phi} (eU)^2$$

mit

$$G(0) = 3,16 \cdot 10^{10} \frac{\sqrt{\phi}}{d} e^{-1,025 d \sqrt{\phi}},$$

$A_0 = 4\sqrt{2md}/(3\hbar)$, $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ und $\bar{\phi} = (\phi_1 + \phi_2)/2$ [22].

Durch Einsetzen der Naturkonstanten ergibt sich die Formel:

$$j = G(0) \left[U - 0,0213 \frac{d \Delta\phi}{\sqrt[3]{\phi}} U^2 + 0,0109 \frac{d^2}{\phi} U^3 \right].$$

Der nun im Vergleich zu Gl. (2) zusätzliche quadratische Term bewirkt eine Verschiebung des Minimums der parabelförmigen Leitfähigkeit G für $\Delta\phi \neq 0$, die in Messungen oft beobachtet wird.

Das Bildpotenzial der Elektroden ist hier nicht berücksichtigt. Es würde die effektive Barrierenform an den Kanten abrunden und somit die Höhe und die Breite leicht verringern. Nach [22] wird die Leitfähigkeit dadurch leicht vergrößert, es hat aber keinen Einfluss auf den qualitativen Verlauf von $G(U)$. Diese eindimensionale Betrachtung liefert zwar qualitativ zum Experiment passende Ergebnisse, auch werden mit ihr Vergleiche möglich, aber quantitativ sind die Ergebnisse meist nur bedingt brauchbar. Dies liegt unter anderem daran, dass Bandstruktureffekte nicht berücksichtigt sind. Betrachtet man das Tunnelsystem im Dreidimensionalen, so ist der Wellenvektor $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ eine Erhaltungsgröße und die Abklingrate

$$\kappa = \kappa(\mathbf{k}_{\parallel}) = \sqrt{k_{\parallel}^2 + \frac{2m^*}{\hbar}(V_b - E)}$$

mit der effektiven Masse m^* hängt von ihm ab. Dies bedeutet, dass für breite oder hohe Barrieren nur Elektronen mit $\mathbf{k}_{\parallel} \simeq 0$ zum Tunnelstrom beitragen. Auch Elektronen mit geringer effektiver Masse haben eine höhere Wahrscheinlichkeit, die Barriere zu durchtunneln.

Für dickere Barrieren wird das direkte elastische Tunneln immer unwahrscheinlicher. Gleichzeitig erhöht sich die Wahrscheinlichkeit des resonanten Tunnelns über lokalisierte Zustände in der Barriere [23]. Für die Leitfähigkeit des resonanten Tunnelns gilt

$$G_1^{\text{res}} \propto \exp(-\kappa d),$$

während für das direkte Tunneln

$$G^{\text{dir}} \propto \exp(-2\kappa d)$$

gilt. G_1^{res} bedeutet, dass pro Tunnelprozess nur ein lokalisierter Zustand beteiligt ist. Das Maximum der resonanten Leitfähigkeit wird erreicht, wenn die lokalisierten Zustände sich in der Mitte der Barriere befinden und ihre Energie nahe bei der Fermi-Energie liegt.

Bis hierher wurde für die Barriere ein Vakuum angenommen. Um die hohen TMR-Werte über epitaktische Barrieren zu erklären, reichen die einfachen Barrierenmodelle aber nicht aus [24]. Hier muss man das Barrierenmaterial mit einbeziehen und bedenken, dass man es hier mit „metal-induced gap states“ (MIPS) zu tun hat: Ein Isolator oder Halbleiter hat bei E_F keine quantenmechanischen Zustände. Bringt man ihn jedoch in Kontakt mit einem Metall, so können Zustände an der Fermikante des Metalls in die Bandlücke eindringen, wo sie wie im Falle des Vakuums exponentiell abklingen. Bringt man ein zweites Metall mit der anderen Seite des Barrierenmaterials

in Kontakt, so kann ein Strom fließen, der exponentiell mit der Dicke der Barriere abklingt. Aufgrund der Ähnlichkeit mit dem Modell der freien Elektronen wird auch dieser Vorgang Tunneln genannt und ebenso durch einen Parameter κ charakterisiert. Die Funktion $\kappa(\mathbf{k}_{\parallel})$ wird durch die komplexe Bandstruktur bestimmt [25]. Auch hier braucht man nur Zustände zu betrachten, für die $\kappa(\mathbf{k}_{\parallel}) = \kappa_{\min}$ gilt, alle anderen haben eine weitaus höhere Abklingrate, so dass sie vernachlässigbar sind. Für welches $\mathbf{k}_{\parallel}$ das gilt, muss man aus der komplexen Bandstruktur des Barrierenmaterials ableiten. Für ZnSe, Ge, GaAs und MgO gilt das z.B. für $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$, aber es gibt auch andere Materialien wie Si, für welche das nicht gilt [26].

2.3 Spinabhängiges Tunneln

In einem Ferromagnet/Isolator/Ferromagnet-System (FM/I/FM) beobachtet man eine Abhängigkeit des CPP-Widerstands von der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen der Elektroden. Die Differenz von maximalem und minimalem Widerstandswert bezeichnet man als Tunnelmagnetowiderstandswert:

$$\text{TMR} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}, \quad (3)$$

wobei $R_{\uparrow\downarrow}$ der Widerstandswert für die antiparallele Ausrichtung der Elektroden und $R_{\uparrow\uparrow}$ der für die parallele ist. P_1 und P_2 sind die Polarisierungen der beiden Elektroden. Dieses Modell von JULLIÈRE, der als erster diesen Effekt beobachtete [3], geht von zwei unabhängigen Spinkanälen ohne Spinstreuung aus. Diese haben unterschiedliche Widerstände bei paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Elektroden, was von der Anzahl der jeweiligen Zustände an der Fermikante abhängt (siehe Abb. 6).

Seit der Wiederaufnahme der Forschung an diesem Effekt [4, 5] tauchen allerdings viele TMR-Systeme auf, bei denen das JULLIÈRE-Modell an seine Grenzen stößt, insbesondere wenn es um die Größe des TMR-Wertes geht [24]. Auch die Polarisierungen, die anhand von Gl. (3) bestimmt wurden, zeigen teilweise starke Abweichungen von den Werten aus anderen Messmethoden. In der Tat hängt der TMR-Wert auch vom Barrierenmaterial ab [27]. Die Erklärung gelingt mit der komplexen Bandstruktur des Barrierenmaterials, die die Bandstruktur um Zustände mit abklingendem Charakter erweitert (siehe auch Kap. 2.2).

Berechnungen mit diesem Modell für epitaktische Fe(100)/MgO(100)/Fe(100)-Systeme mit glatten Grenzflächen ergeben TMR-Werte von bis zu 1000 % [28]. Der Grund dafür ist das kohärente Tunneln: Wie in Kap. 2.2 schon gesagt, nehmen praktisch nur Zustände am Tunnelprozess teil, für die $\kappa(\mathbf{k}_{\parallel}) =$

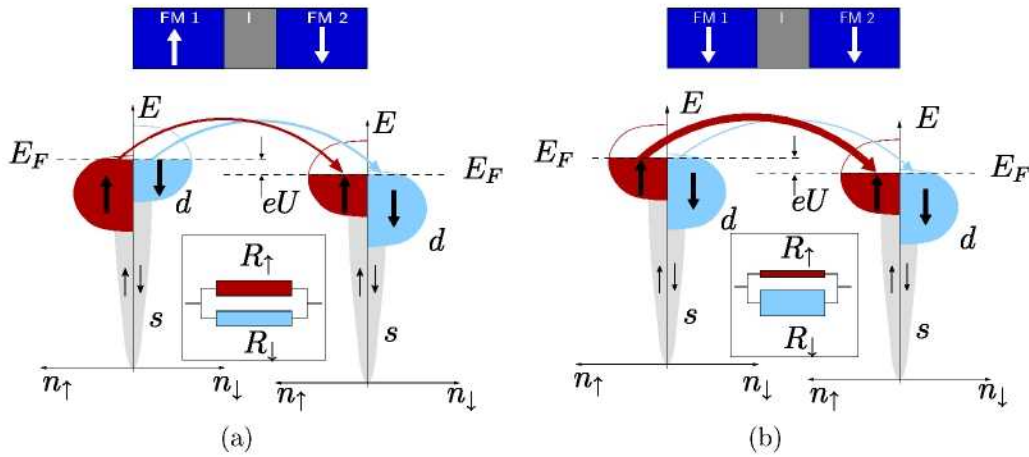


Abbildung 6: Tunnelstrom bei antiparalleler (a) und paralleler (b) Ausrichtung der magnetischen Momente. Bei antiparalleler Ausrichtung gibt es nur wenig besetzte Ausgangszustände für Spin-up (rot) und wenig Endzustände für Spin-down (blau), beide Spinkanäle haben ungefähr den gleichen Widerstand. Im parallelen Fall gibt es für Spin-up viele Ausgangs- und freie Endzustände, so dass der Widerstand gering ist, was den Gesamtwiderstand des Systems niedriger als im antiparallelen Fall macht.

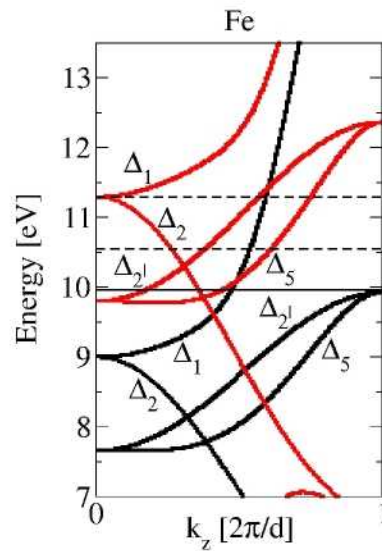


Abbildung 7: Bandstruktur von Eisen. In Rot die Bänder der Minoritätselektronen, in Schwarz die der Majoritätselektronen. Von den Δ_1 -Bändern schneidet nur das der Majoritätselektronen die Fermikante, weswegen nur diese in die Barriere einkoppeln können.

$\kappa_{\min}$ gilt. Im Eisen sind das die Zustände mit Δ_1 -Symmetrie. Diese können an die Δ_1 -Zustände des MgOs koppeln, die eine viel größere Abklinglänge haben als andere Zustände. Aufgrund der Austauschspaltung gibt es je ein Δ_1 -Band für Spin-up und Spin-down-Elektronen. Aber nur das Band des Majoritätsspins schneidet die Fermi-Energie E_F , so dass nur Majoritätszustände in die Barriere einkoppeln können, was einen niedrigen Widerstand für die Majoritätselektronen zur Folge hat. Dasselbe gilt für den Austritt der Zustände aus der Barriere in die zweite Eisenschicht. Sind die Magnetisierungen parallel, so ist die gleiche Spinrichtung Majoritätsspin und die Zustände können von der Barriere in das Δ_1 -Band des Eisens koppeln. Bei antiparalleler Stellung der Magnetisierungen befindet sich das Band der anderen Spinrichtung an der Fermikante, so dass in diesem Fall keine der Spinrichtungen kohärent durch das gesamte System tunneln kann. Daraus resultieren die hohen TMR-Werte. [25, 29]

Tatsächlich wurden an diesem System in den letzten Jahren TMR-Werte bis zu 180 % bei Raumtemperatur gefunden [30–32]. Da einkristalline Strukturen relativ aufwändig zu produzieren sind, wurde auch mit gesputterten Systemen versucht, kristalline MgO-Barrieren herzustellen. Dies ist gelungen, und überraschenderweise liegt der TMR-Wert bei 220 % (RT) für polykristalline CoFe-Elektroden [33] und noch um 10 % höher für Elektroden aus amorphem CoFeB [34]. Der Mechanismus, der hier zugrunde liegt, ist noch nicht klar. Möglicherweise sind aber für den TMR nur die Grenzfläche und einige Lagen Kristallinität nötig, welche durch die MgO-Barriere in den Elektroden induziert sein könnten.

3 Idee der spannungskontrollierten Kopplung

Das Fe/Si/Fe-System verbindet zwei bisher nur getrennt vorkommende Eigenschaften eines ferromagnetischen Dreilagenschichtsystems: 1.) Es ist ein Tunnelsystem und 2.) Die ferromagnetischen Schichten sind über die Zwischenschichtaustauschkopplung antiferromagnetisch gekoppelt.

Beim Tunnelstrom und bei der Kopplung spielen die Zustandsdichten an der Fermikante die entscheidende Rolle. Eine Verschiebung der Fermi-Energie, z.B. durch Anlegen einer äußeren Spannung, bedeutet eine Änderung der Zustandsdichte an der Fermikante und eine Änderung der Zustände, die für den Transport und die Kopplung verantwortlich sind. Damit verändert sich auch der Tunnelstrom und die Kopplung sollte beeinflusst werden. Für diese Beeinflussung gibt es zwei Möglichkeiten: 1.) Für Spannungen größer als die Barriere wird der Transport metallisch und damit sollte auch die Kopplung metallisch werden. Da die Kopplungsstärke für metallische Systeme geringer ist als die des hier verwendeten Fe/Si/Fe-Systems, erwartet man eine sichtbare Verringerung der Kopplungsstärke. 2.) Das Modell von Tsymbal et al. [16] für den Kopplungsmechanismus, welches eine gute Übereinstimmung mit den bisherigen Experimenten hat, sagt ebenfalls eine Veränderung der Kopplungsstärke bei einer Verschiebung der Fermi-Energie voraus: Die Simulationen mit diesem Modell zeigen, dass die antiferromagnetische Kopplung ein Maximum hat, wenn die durch die Störstellen hervorgerufenen Zustände bei der Fermi-Energie liegen.

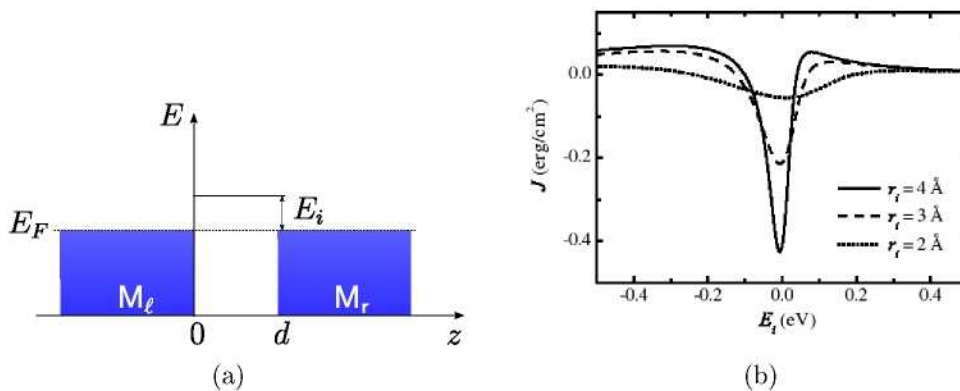


Abbildung 8: (a) Defektzustand mit Energie E_i in der Barriere. (b) Kopplungsparameter J gegen E_i gerechnet für eine $8 \text{ \AA}$ dicke Barriere für verschiedene Positionen r_i der Defekte (aus [16]).

In Abb. 8(b) ist die Abhängigkeit der Kopplung von der Energie dieser Defektzustände gezeigt. Man sieht ein deutliches und scharfes Maximum der antiferromagnetischen Kopplung für $E_i = 0$, d.h. für Defekte mit Energie bei E_F . Für diese Defekte genügt also schon eine geringe Variation der Energie, um eine deutliche Änderung in der Kopplungsstärke hervorzurufen. Die Energie der Störstellen lässt sich nicht beeinflussen, aber durch Anlegen einer Spannung lassen sich die Fermi-Energien der beiden Elektroden relativ zur Störstelle verschieben (Abb. 9). Im Falle eines Defektzustandes mit Energie $E_i = 0$ werden die an der Kopplung beteiligten Zustände in den Elektroden um $\pm eU/2$ von der Energie der Störstelle und somit vom Zustand maximaler Kopplung verschoben. Im günstigsten Fall hätte man das, was YOU et al. [35] als „voltage-induced switching“, also spannungsinduziertes Schalten, vorgeschlagen hatten, nämlich ein Umklappen zur ferromagnetischen Kopplung. Zumindest aber sollte sich das Sättigungsfeld, welches die beiden Magnetisierungen parallel ausrichtet, ändern.

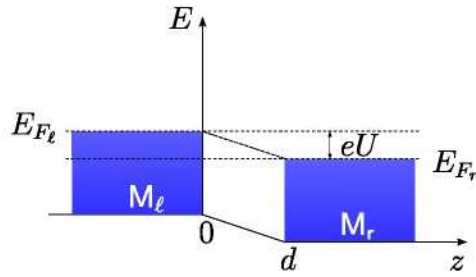


Abbildung 9: Defektzustand an der Fermikante ($E_i = 0$) bei angelegter Spannung U .

Anders als beim strominduzierten Schalten beschränkt sich die mögliche Anwendbarkeit auf austauschgekoppelte Systeme; dafür braucht man keine hohen Stromdichten und hat bei Tunnelsystemen die passenden Widerstände für praktische Anwendungen. Die Kopplung zu beeinflussen heißt, den relativen Winkel der Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Elektroden ohne (lokales) äußeres Feld beeinflussen zu können. Idealerweise kann man die Magnetisierungen von der antiparallelen Ausrichtung ($U = 0$) in die parallele Ausrichtung schalten, wenn man eine genügend hohe Spannung anlegt (Abb. 10(a) und 10(b)).

Mit diesem Grundprinzip ließe sich dann z.B. ein stromverstärkendes Dreitor-Bauelement verwirklichen (Abb. 11). Dies besteht aus dem eben vorgestellten austauschgekoppelten System mit einem zusätzlichen TMR-System darauf. Die mittlere Elektrode ist an beiden Systemen beteiligt, so dass eine kleine Steuerspannung über das gekoppelte System auch die relative Orientierung der Magnetisierungen des TMR-Systems betrifft und somit der

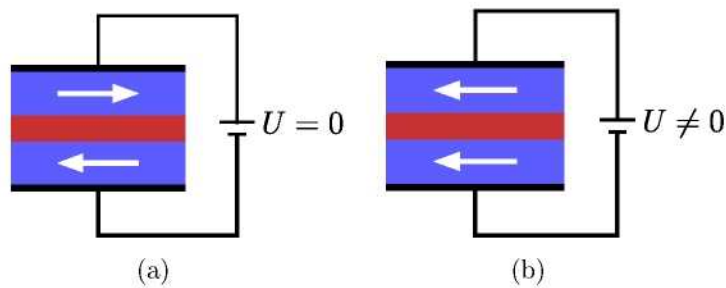


Abbildung 10: Spannungskontrolliertes Schalten. Im Idealfall kann man mit der Kopplung die Ausrichtung der Magnetisierungen von antiparallel nach parallel schalten.

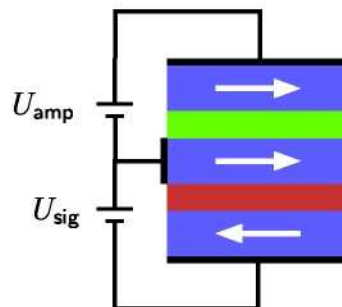


Abbildung 11: Drei-Tor-Bauelement mit stromverstärkendem Charakter, bestehend aus einem austauschgekoppelten, per Spannung schaltbaren Tunnелеlement (die unteren drei Schichten) und einem TMR-Element (obere drei Schichten), wobei die mittlere Schicht zu beiden gehört.

Widerstand des TMR-Systems geschaltet wird. Dies ist eine Anwendung für die klassische Elektronik. Welche Rolle solche Elemente für eine mögliche zukünftige Spintronik spielen werden, ist heute noch nicht abzusehen. Man kann sich aber z.B. den Einsatz als schaltbares Spinfilter oder schaltbaren Spinpolarisator vorstellen.

4 Probenherstellung und Messverfahren

In diesem Kapitel sollen die Messverfahren, die Probenherstellung und die dafür verwendeten Anlagen vorgestellt werden. Als Erstes wird kurz erläutert, wie die Kopplung beobachtet werden soll und welche Proben dafür hergestellt wurden (Kap. 4.1). Danach wird die Herstellung der Proben an der Molekularstrahlverdampfungsanlage (MBE¹) behandelt (Kap. 4.2). Während des Aufdampfens der Schichten findet auch die erste Charakterisierung der Proben mittels Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED²) statt. Hiermit wird die Qualität der einzelnen Schichten direkt nach deren Aufdampfen überprüft.

Das fertige Schichtsystem muss nun zunächst magnetisch charakterisiert werden. Hierzu wird der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) herangezogen (Kap. 4.3).

Fällt auch diese Untersuchung zur Zufriedenheit aus, so wird mit der Strukturierung der Probe begonnen. Die elektrischen Messungen sollen senkrecht zu den Schichten stattfinden (CPP³), außerdem soll der Widerstand in einem einfach zu messenden Bereich liegen. Dies macht eine laterale Strukturierung der Kontakte auf Mikrometergröße notwendig, was sich mit optischer Lithographie noch relativ einfach bewerkstelligen lässt (Kap. 4.4).

Für die Transportmessungen wird eine eigens dafür zusammengestellte Messapparatur verwendet, die in der letzten Sektion (4.5) dieses Kapitels vorgestellt wird.

In Tab. 1 ist das Vorgehen kurz zusammengefasst.

4.1 Die Messung der spannungskontrollierten Kopplung

Die Messung der Spannungsabhängigkeit der Kopplung wäre ein leichtes, würde das Fe/Si/Fe-System auch den TMR-Effekt zeigen, denn in CPP-Geometrie elektrisch kontaktiert werden muss das System sowieso. Es wäre also nur minimaler zusätzlicher Aufwand. Alle Versuche, dem Fe/Si/Fe-System eine TMR-Kurve zu entlocken, blieben jedoch erfolglos. Auch in der Literatur gibt es keinen Hinweis, dass dies möglich ist. Die Ursache für den fehlenden TMR-Effekt ist unklar. Da Eisen und Silizium an der Grenzschicht stark durchmischen, ist es denkbar, dass dort Spinstreuung stattfindet und die Spininformation verloren geht.

¹Molecular Beam Epitaxy

²Low Energy Electron Diffraction

³Current Perpendicular Plane

Schritt	Anlage / Methode
Å Aufdampfen der Schichten	Molekularstrahlverdampfer (MBE)
Å Magnetische Charakterisierung	Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)
Å Strukturierung der Proben	Optische Lithographie / Ion Beam Etching (IBE) / Magnetron Sputtern
Å Transportmessungen	Eigene Messanlage

Tabelle 1: Der Weg der Proben in dieser Arbeit in der Übersicht.

Es bieten sich nun zwei Möglichkeiten, die aber mit einigem Mehraufwand zu bewerkstelligen sind:

1. Die Messung per magneto-optischen Kerr-Effekt.
2. Man bringt eine zusätzliche Tunnelbarriere auf das Fe/Si/Fe-System, welche einen TMR-Effekt zeigt, z.B. MgO (siehe Abb. 12). Eine Änderung der magnetischen Eigenschaften des gekoppelten Fe/Si/Fe-Systems kann dann in der TMR-Kurve des Fe/MgO/Fe-Systems beobachtet werden.

Möglichkeit Nummer eins ist nahe liegend und wäre sicherlich auch der einfachste Weg, wenn der Strom nicht senkrecht zu den Schichten durch lateral auf wenige Mikrometer eingeschränkte Kontakte fließen müsste. Die im Folgenden vorgestellte Strukturierung der Proben erfordert eine einige hundert Nanometer dicke obere Zuleitung zu den Kontakten. Ein Loch in dieser Zuleitung könnte höchstens einige bis einige zehn Mikrometer im Durchmesser haben, da die Kontakte aufgrund des Widerstandes nicht viel größer gemacht werden können. Das ist aber zu klein, um ein vernünftiges Signal mit der mir verfügbaren MOKE-Apparatur zu erhalten.

Deshalb wurde Möglichkeit Nummer zwei verwirklicht; sie wird auf den folgenden Seiten im Detail erläutert.

Alle Proben werden auf einem GaAs(001)-Substrat mit einer 1 nm dicken Eisen-Keimschicht und einer 150 nm dicken Silber-Pufferschicht hergestellt. Zum Schutz vor Oxidation wird stets eine dünne Chromschicht zum Schluss auf die Probe aufgedampft.

Zur Vorbereitung wurden die beiden Tunneldreilagensysteme erst einmal einzeln hergestellt, also Fe/Si/Fe- und Fe/MgO/Fe-Proben mit variierter Zwischenschichtdicke. Die untere Eisenschicht der MgO-Proben wurde dabei

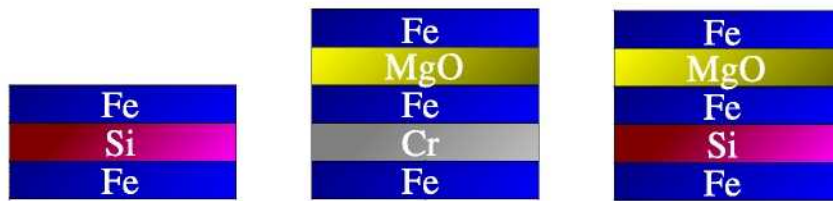


Abbildung 12: Die für diese Arbeit hergestellten Schichtsysteme. Alle Proben werden auf einem GaAs-Substrat mit einer Fe-Keimschicht und einer Ag-Pufferschicht hergestellt. Zum Schutz vor Oxidation wurden sie mit einer dünnen Cr-Schicht abgedeckt.

mit einem künstlichen Antiferromagneten gepinnt, so dass es eigentlich ein Fe/Cr/Fe/MgO/Fe-System ist. Der Spannungsabfall über das Chrom ist aber im Vergleich zum MgO vernachlässigbar, so dass die elektrischen Messungen davon nicht beeinflusst werden.

4.2 Herstellung der Proben / MBE

Für die in diesem Experiment verlangte Epitaxie der Schichten bedarf es einer geringen Energie der Atome bei der Deposition der Schichten. Deshalb kommt nur das thermische Verdampfen der Materialien in Frage, bei dem die kinetische Energie der Atome bei $0,1 \text{ eV}$ liegt. Um dies zu erreichen, sind aber auch die Depositionsraten sehr gering, typischerweise liegen sie bei $0,1 \text{ Å/s}$. Das wiederum verlangt nach einer Ultrahochvakuumumgebung (UHV^1), um die Verunreinigung der Schichten durch Fremdatome weitestgehend zu unterbinden und die mittlere freie Weglänge der Atome zu erhöhen.

Die niedrige Energie der Atome ist aber auch ein Nachteil, denn nicht alle Materialien wachsen ideal, d.h. Lage für Lage. Bilden sich Inseln oder Stufen, so haben die Atome aufgrund der geringen Depositionsraten zwar genug Zeit, um sich im Kristallgitter anzuordnen, aber oftmals nicht genügend Energie, um die Stufenkanten zu überwinden. Hier greift man nun ein und gibt den Atomen zusätzliche Energie über die Temperatur des Substrats. Je nach System wird das Substrat schon während des Aufdampfprozesses erhitzt oder die Probe wird im Anschluss für eine gewisse Zeit getempert, um die Bildung einer epitaktischen Kristallstruktur zu unterstützen.

Die hier verwendete Anlage wird schon seit langem erfolgreich eingesetzt. Z.B. wurden an ihr die Proben hergestellt, an der die Zwischenschichtaustauschkopplung [10] und der GMR-Effekt entdeckt worden sind [1]. Sie soll

¹ $p < 10^{-9} \text{ mbar}$

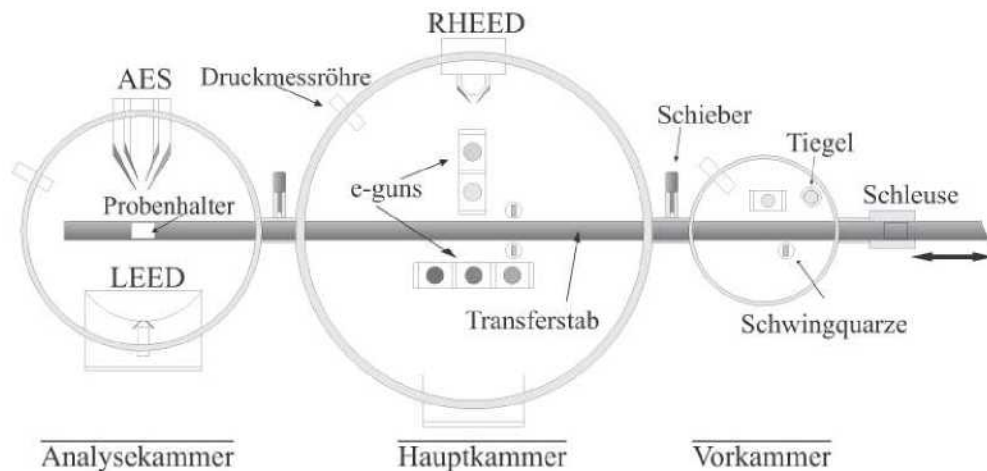


Abbildung 13: MBE-Anlage in der Aufsicht. Zu sehen sind die drei Kammern und der durch sie hindurchführende Probenstab.

deshalb hier nur der Vollständigkeit halber kurz beschrieben werden (Abb. 13).

Die Anlage besteht aus drei Kammern, durch die ein langer Transferstab geführt wird, so dass die Probe in alle Kammern gelangen kann, ohne dass sie an einen anderen Manipulator übergeben werden muss. In den Stab integriert ist ein Heizelement, mit welchem sich die Probe bis 700°C hochheizen lässt.

1. Die Vorkammer, mit einem Druck von $p \sim 10^{-8}$ mbar. Hier stehen ein Tiegel mit Glühwendel und ein Elektronenstrahlverdampfer zur Verfügung, die in dieser Arbeit aber nicht benutzt wurden. Durch ein Ventil kann man auch Sauerstoff zum Oxidieren von z.B. Aluminium einlassen.
2. Die Hauptkammer. Der erreichte Druck liegt bei $p < 10^{-10}$ mbar, so dass das Aufdampfen der Materialien aus dem 3-Tiegel-Elektronenstrahlverdampfer und den beiden einzelnen Elektronenstoßverdampfern im Druckbereich von $p \simeq 10^{-10}$ mbar stattfindet. Da nur zwei Netzteile für die Elektronenkanonen vorhanden sind, können nur zwei Quellen gleichzeitig eingesetzt werden, um Legierungen herzustellen. Für diese Arbeit war das kein Nachteil, da ausschließlich reine Schichten hergestellt wurden. Integriert ist auch ein RHEED¹-System, mit welchem das Lagenwachstum und die Schichtqualität kontrolliert werden können. Für diese Arbeit wurde es jedoch nicht benutzt. Die Schichtdicke

¹Reflection High Energy Electron Diffraction

wurde mit einem Schwingquarz gemessen, die Qualität der Schicht anschließend in der Analysekommer mit dem LEED¹-System überprüft.

3. Die Analysekommer. Mit einem Basisdruck von $p \simeq 10^{-10}$ mbar eignet sie sich zur Kontrolle der einzelnen Schichten direkt nach dem Aufdampfen. Es stehen ein LEED-System und ein Auger-Elektronen-Spektrometer (AES) zur Verfügung.

Allen Proben gemein sind das GaAs(001)-Substrat und das so genannte Puffersystem (Buffer). Das $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Substrat wird erst gesäubert und nach dem Einschleusen in das MBE-System im UHV für eine Stunde bei ca. 580°C getempert. Diese Temperatur ist hoch genug, um den auf der Substratoberfläche verbliebenen Sauerstoff abdampfen (desorbieren) zu lassen, zerstört aber noch nicht die Kristallstruktur des GaAs. Nach Sauerstoffresten wird mit dem AES gesucht, die Kristallinität der Oberfläche kann mit dem LEED-System überprüft werden.

Als Erstes wird eine 1 nm dicke Eisenkeimschicht auf das Substrat bei 100°C Substrattemperatur mit einer Rate von $0,1 \text{ Å/s}$ aufgedampft. Diese wächst in (001)-Orientierung und dient dazu, dem folgenden, 150 nm dicken Ag(001)-Puffer die richtige Kristallorientierung zu geben². Auch diese Schicht wird bei $T_{\text{substrat}} = 100^\circ\text{C}$ aufgedampft, allerdings bei einer Rate von ca. $0,9 \text{ Å/s}$. Die Silberschicht dient auch später als untere Elektrode bei den elektrischen Messungen. Aber nicht nur deshalb wird sie so dick aufgetragen, denn eine dünnere Silberschicht würde sich nicht komplett schließen und Löcher an der Oberfläche haben. Auch bei dieser Dicke muss sie erst noch für eine Stunde bei 300°C getempert werden, um eine genügend glatte, geschlossene Oberfläche zu erhalten [37]. Auf dieses Puffersystem werden dann die eigentlichen, physikalisch interessanten Schichtsysteme (Abb. 12) aufgebracht.

Zuerst ist das die untere magnetische Eischicht: Sie wird wie die Eisenkeimschicht bei einer Rate von $0,1 \text{ Å/s}$ aufgedampft. Für eine epitaktische Anordnung und eine einkristalline Oberfläche braucht man eine Substrattemperatur von 200°C . Allerdings „schwimmt“ bei dieser Temperatur eine Monolage Silber auf, womit keine brauchbare Fe/Zwischenschicht-Grenzfläche mehr möglich ist. Um dies zu umgehen, werden die ersten 6 Å bei Raumtemperatur aufgebracht, und erst dann wird die Substratheizung auf 200°C gestellt [38].

Die weiteren Schichten werden allesamt bei Raumtemperatur aufgetragen, da sich sonst die nun folgende Zwischenschicht mit dem Eisen vermischen würde.

¹Low Energy Electron Diffraction

²Ohne die Keimschicht würde der Silberpuffer mit einer Mixtur aus (001)- und (011)-Orientierung wachsen [36].

Lage	Funktion	Material	Dicke [nm]	Temp. [°C]	Rate [Å/s]	Tempern [h @ °C]
0	Substrat	GaAs(001)	–	–	–	1 @ 580
1	Keimschicht	Fe(001)	1	100	0,1	–
2	Puffer	Ag(001)	150	100	0,9	1 @ 300
3	untere Elektrode	Fe(001)	5; 7; 10	RT/200	0,1	–
4	Zwischenschicht	Si	1–2	RT	0,03	–
4	Zwischenschicht	Cr(001)	1	RT	0,1	–
4	Zwischenschicht	MgO	1,5	RT	0,1	–
5	mittlere Elektrode	Fe(001)	5	RT	0,1	–
6	2. Zwischenschicht	MgO	1,5	RT	0,1	–
7	obere Elektrode	Fe(001)	10; 20	RT	0,1	–
8	Deckschicht	Cr(001)	1	RT	0,2	–

Tabelle 2: Die Aufdampfparameter der hier verwendeten Materialien in der Übersicht mit Angabe ihrer Funktion und der verwendeten Dicken.

Die Aufdampfparameter der Schichten sind in Tab. 2 zusammengefasst. Die Proben werden in Kap. 5 im Detail aufgeführt.

4.3 Magnetische Charakterisierung / MOKE

Für die magnetische Charakterisierung der aufgedampften Schichten wird der magneto-optische KERR-Effekt (MOKE) verwendet. Er soll hier nur kurz behandelt werden, da es schon genügend Literatur über ihn gibt (siehe z.B. Ref. 39, 40).

Der KERR-Effekt beschreibt die Änderung des **E**-Feld-Vektors von Licht bei der Reflektion an einer magnetisierten Probe. Ausnutzen lässt sich dies, da der Dreh- oder auch Kerrwinkel θ_K proportional zur Magnetisierung der Probe ist. Polarisiert man Licht vor dem Auftreffen auf die Probe mit einem Filter linear (Polarisator), so kann man mit einem zweiten Polarisationsfilter (Analysator), das zum ersten verdreht ist, die Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Lichts in eine Intensitätsänderung umwandeln und mit einem Photodetektor aufnehmen. Um die Signalqualität zu erhöhen, wird das reflektierte Licht durch einen Photoelastischen Modulator (PEM) geleitet, der die Signalaufnahme mittels Lock-In möglich macht.

Der verwendete Aufbau ist in Abb. 14 skizziert. Das Laserlicht wird durch

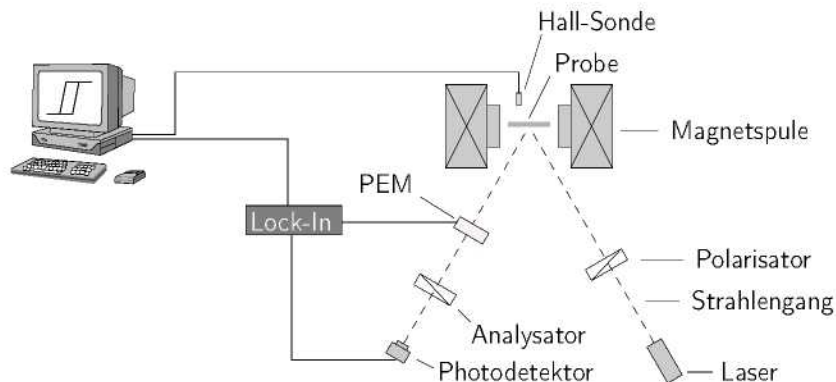


Abbildung 14: Das hier verwendete MOKE-Setup.

einen Polarisator linear polarisiert, und zwar senkrecht zur Einfallsebene des Lichts (s-Polarisation). Die Magnetisierung der Probe liegt parallel zu dieser, weswegen diese Geometrie auch „longitudinaler MOKE-Effekt“ genannt wird.

4.4 Strukturierung der Proben / Lithographie

Um Transportmessungen senkrecht zu den Schichten zu ermöglichen, ist es nötig, die untere und obere Eisenschicht isoliert zu kontaktieren. Außerdem möchte man natürlich den Widerstand des Systems in einem einfach zu messenden Bereich haben, was sich über die Größe der Strukturen einstellen lässt. Den Kontaktwiderstand der Anschlüsse kann man durch eine Vierpunkt-Messung eliminieren. Damit man über das Schichtsystem Widerstände im Ohmbereich erhält, braucht man Kontaktflächen von einigen bis einigen hundert μm^2 . Um diese Mikrometerstrukturen elektrisch zu kontaktieren, baut man sich noch Zuleitungen mit Kontaktierungsflächen, die sich dann mit einem Ultraschall-Wedge-Bonder erreichen lassen. All diese Vorgaben lassen sich mit dem im Folgenden beschriebenen Strukturierungsprozess realisieren.

Die Struktur besteht aus drei Teilen, die jeweils in einem Prozessschritt gestaltet werden:

- Die untere Zuleitung,
- der Tunnelkontakt und
- die obere Zuleitung.

Jeder dieser Prozessschritte besteht aus drei Teilschritten:

1. Das Aufbringen einer Maske aus Photolack,

2. das Wegätzen und/oder Aufputtern von Material und
3. das Ablösen der Photolackmaske. Wurde Material auf die Probe gesputtert, so kann dies der empfindlichste der drei Teilschritte sein; man bezeichnet ihn auch als „Lift-Off“-Prozess.

Ich werde zuerst die Teilschritte allgemein beschreiben, um dann die drei Prozessschritte im Detail zu erläutern.

4.4.1 Das Aufbringen der Photolackmaske

Da die Strukturen in der Größenordnung von Mikrometern sind, stören die in der normalen Luft vorhandenen Staubteilchen. Das Aufbringen des Photolacks findet deshalb in einem Reinraum statt.

Der Photolack (AZ 5214 E) besteht aus Novolak¹ und einer photoaktiven Verbindung (Naphthochinon-Diazid), welche auf Licht im Wellenlängenbereich von **310 – 420 nm** reagiert. Gelöst ist dieser Verbund in Methoxy-Propyl-Acetat (PGMEA). Diese Lösung wird in einer Lackschleuder auf die Probe gegeben, wo sie dann bei **4000 U/min** auf **1,4 µm** Dicke reduziert wird. Dies gilt nicht für den Rand der Probe; hier bildet sich ein dicker Wulst, den man für kritische Prozesse mit einem zusätzlichen Belichtungs-Entwicklungsschritt entfernen muss (Randentlackung). Für die hier gewünschten Strukturen erwies sich dieser Randwulst jedoch als unkritisch und wurde nicht weiter beachtet.

Durch Erhitzen der Probe auf einer „Hot-Plate“ wird der Lack ausgehärtet (**4 min @ 90 °C**), bevor er im Mask-Aligner (MA-6 der Firma Süss) belichtet wird. Für die Belichtung wird eine Hg-Dampf-Lampe eingesetzt, welche UV-Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 320 \text{ nm}$ aussendet. Dieses Licht wird durch eine Maske² geschickt, welche unmittelbar über der Lackschicht angebracht wird, und bricht dort, wo es auf den Lack trifft, die photoaktiven Moleküle auf. Dort ist der Lack nun in einem Entwickler weitaus löslicher als an den nicht exponierten Stellen.

Den bis hierhin beschriebenen Prozess nennt man auch „Positivprozess“, da die Strukturen im Lack ein positives Abbild derjenigen auf der Glasplatte sind. Eine Besonderheit des hier verwendeten Photolacks: Er beinhaltet eine weitere, bindende Komponente, welche erst bei **110 °C** aktiv wird und den Lack wieder stabil gegenüber der Entwicklerflüssigkeit macht. Diese Komponente wird nur in den Bereichen aktiv, in denen die photoaktive Substanz aufgebrochen wurde. Hier ist der Lack nun auch gegen Licht resistent. Heizt

¹Ein Phenolharz, welches bei der säurekatalytischen Kondensation von Phenol und Formaldehyd entsteht.

²Eine Glasplatte mit den Strukturen aus Chrom darauf.

man die Probe, also den Lack, nach der Belichtung auf über 110 °C und führt anschließend eine Flutbelichtung, d.h. eine Belichtung ohne Maske, aus, sind genau die Bereiche im Entwickler löslich, die bei der Belichtung durch die Maske kein Licht abbekommen haben; ein Negativ der Maske kann so in den Lack übertragen werden.



Abbildung 15: Lackkantenprofil beim Positivprozess (links) und beim Negativprozess (rechts). Für das Lift-Off-Verfahren ist das des Negativprozesses günstiger.

Die Löslichkeit des belichteten Lacks ist nicht homogen, da das von oben auftreffende Licht mit zunehmender Eindringtiefe schwächer wird und somit die Lackoberseite sich etwas leichter lösen lässt als die Unterseite. Dies hat zur Konsequenz, dass die Lackkanten beim Positivprozess ein rampenartiges Profil aufweisen (Abb. 15). Beim Negativprozess hängt die Aktivierung der bindenden Komponente von der Anzahl der aufgebrochenen photoaktiven Moleküle ab. Da diese im unteren Bereich der Lackschicht geringer ist als oben, sind nun die unteren Lackschichten löslicher als die oberen, mit der Folge, dass die Lackkanten einen Überhang haben. Dies lässt sich nun hervorragend für den Lift-Off-Prozess ausnutzen, denn der Überhang bietet eine bessere Angriffsfläche für das Lösungsmittel. Deshalb wird für den Lift-Off der Negativprozess verwendet, anstatt die Maske zu negieren und den Positivprozess anzuwenden.

4.4.2 Ätzen/Sputtern

Um die Strukturen des auf der Probe befindlichen Lacks auf die Probe zu übertragen, braucht man eine Anlage, die Material von der Probe entfernt, und eine, die zusätzliches Material auf die Probe aufbringt. Für ersteres Verfahren wird eine Ionenstrahl-Ätzanlage (IBE¹) benutzt, für letzteres eine Magnetron-Sputteranlage.

Bei einer IBE-Anlage wird ein aus einem Plasma mittels eines Hochspannungsgitters beschleunigter Ionenstrahl auf die Probe geschossen. Um keine elektrische Ladung auf die auf einem dreh- und kippbaren, gekühlten Probenteller fixierte Probe zu transportieren, wird der Ionenstrahl nach der

¹Ion Beam Etching

	Fe	Cr	Si	MgO	Ag	GaAs
nm/min	6	6	3	3,9	15	30

Tabelle 3: Ätzzraten der IBE-Anlage bei $U = 500\text{ V}$, $I = 44\text{ mA}$.

Beschleunigung mit einem weiteren Gitter neutralisiert. Durch die hohe kinetische Energie der Ionen schlagen sie durch Stoßprozesse Atome aus der Probe. Der Ätzprozess ist also rein physikalischer Natur, mit elementspezifischen Ätzzraten.

Die hier benutzte IBE-Anlage wird mit Argon als Prozessgas betrieben, die von mir benutzte Beschleunigungsspannung war $U = 500\text{ V}$, der Strom $I = 44\text{ mA}$. Die ungefähren Ätzzraten, welche ich teilweise von Mitarbeitern übernommen habe und teilweise selbst überprüft habe, sind in Tab. 3 aufgeführt.

Die Ätzzraten mussten zur Berechnung der Ätzdauer herangezogen werden, da im vorhandenen Second-Ion Mass-Spectrometer (SIMS) lediglich Gallium nachgewiesen werden konnte. Dies reicht aber vollkommen aus, da die Proben nicht auf den Nanometer genau geätzt werden müssen und die Schichten dick genug sind.

Für eine Isolierschicht (SiO_2) und die obere Zuleitung (Top-Wiring, Cu) muss Material auf bestimmte Stellen der Probe aufgebracht werden. Dazu wird die mit der Maske aus Lack versehene Probe auf einem Probenteller fixiert und in eine kommerzielle Magnetronsputteranlage der Firma UNIVEX (UNIVEX 450B) eingeschleust. Da die Anlage computergesteuert ist, muss man nur die in Tab. 4 aufgeführten Parameter einprogrammieren und den Prozess starten.

Material	Power [W]	Ar-flow [sccm]	Zeit/Zyklus [s]	Pause [s]	Rate [nm/s]
Cu	100	10	20	15	2,5
SiO_2	200	20	15	240	0,7

Tabelle 4: Benutzte Sputterparameter für die Isolierung (SiO_2) und die obere Elektrode (Cu).

4.4.3 Ablösen des Lacks/Lift-Off

Das Ablösen des Lacks geschieht allgemein mit einem Lösungsmittel; ich habe vorzugsweise Aceton bzw. eine Kombination aus Aceton und Propanol verwendet. Wurde lediglich geätzt, so ist das Lösen des Lacks kein Problem und nach wenigen Minuten im Acetonbad vollendet.

Der Lift-Off-Prozess, also das Lösen des Lacks, nachdem einige hundert Nanometer Material aufgesputtert wurden, gestaltet sich meist schwieriger, da der Lack nun bedeckt ist und kaum mehr Angriffsfläche bietet. Eine intensive Reinigung im Ultraschallbad ist auch nur bedingt zu empfehlen, da erstens das GaAs-Substrat relativ leicht bricht und zweitens die Gefahr besteht, dass auch Material, was eigentlich auf der Probe bleiben soll, wieder abgelöst und die Probe somit unbrauchbar wird.

Als relativ erfolgreich hat sich herausgestellt, die Probe im Aceton vorsichtig zu erhitzen und sie danach kurz ins Ultraschallbad, welches auf die niedrigste Stufe gestellt ist, zu legen. Nachdem die Probe anschließend kurz in Propanol gelegt wurde, wird sie mit Stickstoff abgeblasen und unter dem Mikroskop nach Lackresten abgesucht. Sind noch welche vorhanden, so wird der Prozess wiederholt; diesmal eventuell mit einer stärkeren Ultraschallleistung. Dies wiederholt sich so lange, bis genügend brauchbare Struktur freigelegt ist.

4.4.4 Untere Zuleitung

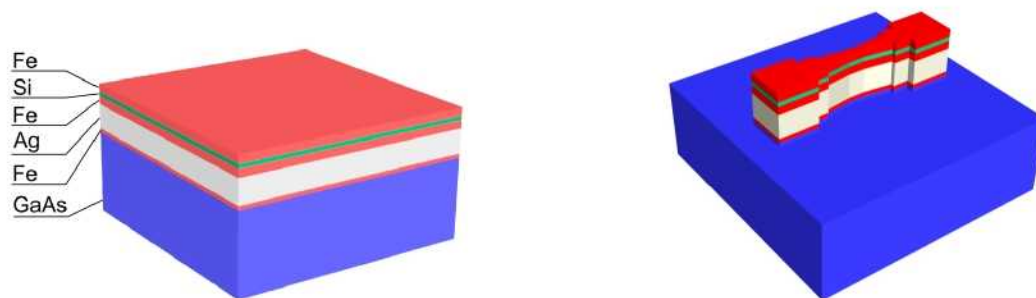


Abbildung 16: Schritt eins des Strukturierungsprozesses am Beispiel einer Fe/Si/Fe-Probe (Die Cr-Abdeckung wurde weggelassen). Links vor dem Herausätzen der unteren Zuleitungen, rechts danach. Der besseren Übersicht wegen ist hier nur eine Zuleitung abgebildet. Insgesamt befinden sich 45 dieser Strukturen auf dem $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Substrat.

Als Erstes werden die Strukturen der unteren Zuleitung aus der Probe geätzt. Dazu wird die entsprechende Maske lithographiert und die Probe dann in der IBE bis zum Substrat geätzt. Da Gallium im Massenspektrometer leicht

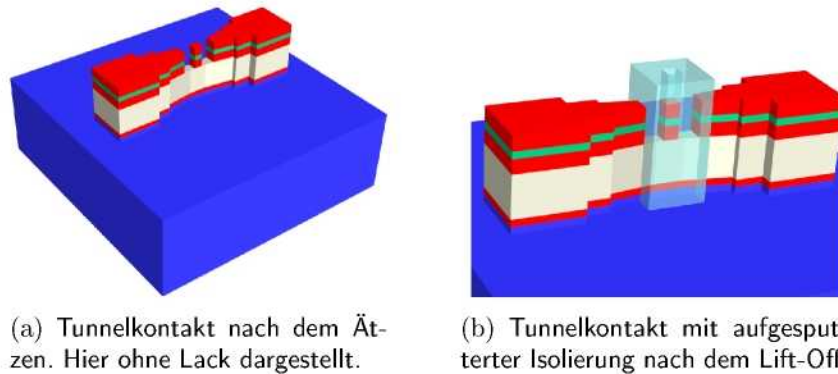


Abbildung 17: Der zweite Prozessschritt besteht (a) aus dem Herausätzen des Tunnelkontaktes und (b) aus dem Aufputtern der Isolierung.

detektierbar ist, lässt sich gut erkennen, wann genügend Material abgetragen wurde. Die einzelnen Strukturen (Abb. 16) sind nun voneinander isoliert. Das Lösen des Lacks bereitet hier keine Schwierigkeiten.

4.4.5 Der Tunnelkontakt

Die Maske für die Tunnelkontakte wird im Negativprozess auf den Lack übertragen, so dass fast die gesamte Probe mit Lack bedeckt bleibt. Nur um die eigentlichen Kontakte herum wird bis in den Silberpuffer geätzt (Abb. 17(a)). Bei diesem Schritt muss man die Ätzzeit anhand der Dicke der Schichten und der Ätzraten abschätzen. Da die Silberschicht genügend dick ist, kommt es auf eine Minute mehr aber nicht an.

Nach dem Ätzen kommt die Probe direkt in die Sputteranlage; der Lack bleibt also darauf, denn nur an den gerade geätzten Stellen soll jetzt SiO_2 als Isolierung aufgetragen werden.

Nach dem Sputtern folgt der Lift-Off-Prozess, wie oben beschrieben. Eine einzelne Struktur sieht dann aus, wie in Abb. 17(b) schematisch gezeichnet.

4.4.6 Obere Zuleitung

Auch hier wird der Negativprozess bei der Lithographie angewandt. Hier geht es nur noch darum, Kupfer aufzusputtern und per Lift-Off-Prozess das überschüssige Material abzulösen, was sich aufgrund der relativ großen Strukturen einfach gestaltet. Ein fertiger Kontakt ist in Abb. 18 skizziert und in Abb. 19 als Mikroskopaufnahme abgebildet. In Abb. 20 ist die Lage der Kontakte skizziert. Die Kontakte mit $1 \mu\text{m}^2$ Fläche, also die ersten drei Reihen, konnten nicht aufgelöst werden, weshalb die Nummerierung der Kontakte beim

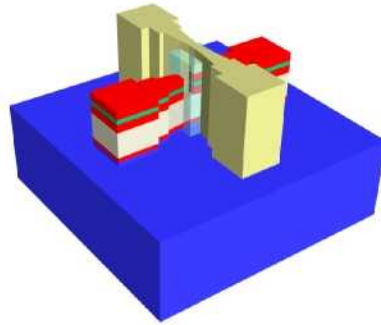


Abbildung 18: Der fertig strukturierte Kontakt mit den Zuleitungen.

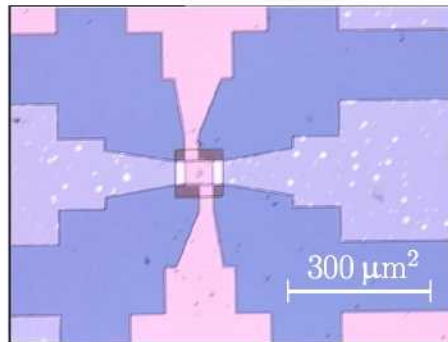


Abbildung 19: Mikroskopaufnahme eines fertig strukturierten Kontakts. Die horizontale Struktur ist die untere Elektrode, die vertikale die obere Kupferelektrode. Das dunkle Quadrat in der Mitte ist die SiO₂-Isolierung, in deren Zentrum man einen unscharfen Punkt, den eigentlichen Kontakt, erkennen kann.

ersten Kontakt der vierten Reihe startet und beim Kontakt in Zeile 14, Spalte 3 endet.

4.5 Messaufbau für Transportmessungen

Für die Transportmessungen wurde die Probe auf einen Sockel geklebt, der für den elektrischen Kontakt zum Messstab sorgt. Die Verbindung der Kontakte auf der Probe mit dem Sockel wurde mit einem Ultraschallbonder hergestellt. Dieser schmilzt lokal einen dünnen, elektrisch leitenden Draht auf und presst ihn auf die Stelle, die man vorher mit einem Blick durch ein Mikroskop angepeilt hat. Für jeden Kontakt sind so entsprechend der gewählten Vierpunkt-Messgeometrie vier Drähte anzubringen.

Durch die zu erwartenden hohen Widerstände bestand kein hoher Anspruch an die Messanlage. Die Probe wurde an einem Messstab in einem Kryostaten

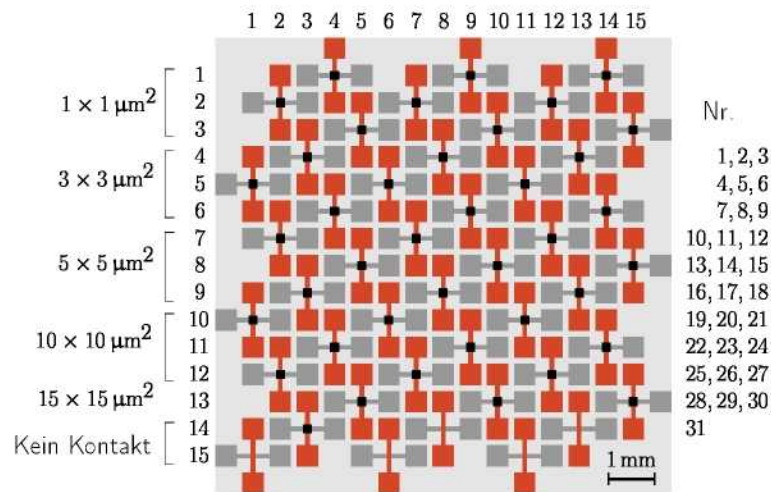


Abbildung 20: Layout der Kontakte auf der Probe. Die ersten drei Reihen konnten in der Lithographie nie aufgelöst werden.

zwischen den beiden Polschuhen eines bis zu 1,2 T Feldstärke erreichenden Elektromagneten positioniert, so dass das äußere Magnetfeld parallel zu den Schichten anlag. Messungen entlang verschiedener Achsen der Probe waren durch die freie Rotation der Probe in der Schichtebene gewährleistet. Bei Bedarf konnte die Probe mit flüssigem Helium auf 4 K heruntergekühlt werden. Dies wurde hier aber nur in Ausnahmefällen in Anspruch genommen, da die Signale bei Raumtemperatur gut zu messen waren.

5 Messungen

Die Schaltvorgänge in dem über die Siliziumzwischenschicht gekoppelten System lassen sich leider nicht direkt mittels Transportmessung nachweisen, da, wie im folgenden Kapitel 5.1 gezeigt wird, an diesem System kein Magnetowiderstandseffekt beobachtbar ist. Um den Schalteffekt dennoch messbar zu machen, wurde die Idee verfolgt, ein zweites Tunnelsystem mit einem messbaren TMR auf das Fe/Si/Fe-System aufzubringen, so dass ein Schalten der mittleren Eischicht eine beobachtbare Änderung des Widerstandes im zweiten Tunnelsystem bewirkt.

Zunächst wurde Aluminiumoxid (Al_2O_3) als zweite Tunnelbarriere benutzt, erwies sich aber in der Praxis als nur ungenügend reproduzierbar, da jede Lage Aluminium durch Zugabe von Sauerstoff mit einem manuell zu betätigenden Ventil oxidiert werden musste. Die hiermit hergestellten Kontakte zeigten deswegen kein brauchbares magnetoresistives Verhalten.

Nach den Veröffentlichungen von Yuasa [32] und Parkin [33] bot sich Magnesiumoxid (MgO) als Alternative an. Die Vorversuche mit dem Fe/MgO/Fe-System sind in Kapitel 5.2 dargestellt.

Zum Abschluss dieser Arbeit wurden die beiden Tunnelsysteme auf ein Substrat gedampft. Diese Proben zeigen nun allesamt die Charakteristika beider Tunnelbarrieren: zum einen die Kopplung über die Si-Barriere und zum anderen den im Prozentbereich liegenden TMR über die MgO-Zwischenschicht. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.3 präsentiert.

5.1 Fe/Si/Fe

Die Silizium-Zwischenschicht wurde von mir schon in [15,41] untersucht, deshalb soll hier nur eine kurze Übersicht gegeben werden.

Epitaktisch gewachsene Eischichten zeigen eine starke antiferromagnetische Kopplung, wenn sich zwischen ihnen eine dünne, ebenfalls epitaktisch gewachsene Siliziumschicht befindet [9]. Ist sie dick genug, um die Formation von Pinholes weitestgehend zu unterdrücken, so ist die Kopplungsstärke maximal. Mit zunehmender Dicke nimmt die Kopplung dann exponentiell ab und verschwindet, wenn keine Überlappung der Wellenfunktionen über die Barriere mehr vorhanden, also das Austauschintegral null ist (Abb. 21). Dies und die Tatsache, dass sie im Maximum wesentlich stärker ist, unterscheidet diese Kopplung von der bei metallischen Zwischenschichten beobachteten. Dass es sich hierbei um eine Tunnelbarriere handelt, war aufgrund der geringen Schichtdicke nicht von vornherein klar, denn Eisen und Silizium neigen

zur Durchmischung zu $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$, welches je nach Mischungsverhältnis metallisches bis hin zu halbleitendem Verhalten zeigt [9]. In meiner Diplomarbeit [41] bzw. in der darauf aufbauenden Veröffentlichung [15] wurde anhand der Rowell-Kriterien [42] gezeigt, dass es sich hierbei tatsächlich um eine Tunnelbarriere handelt.

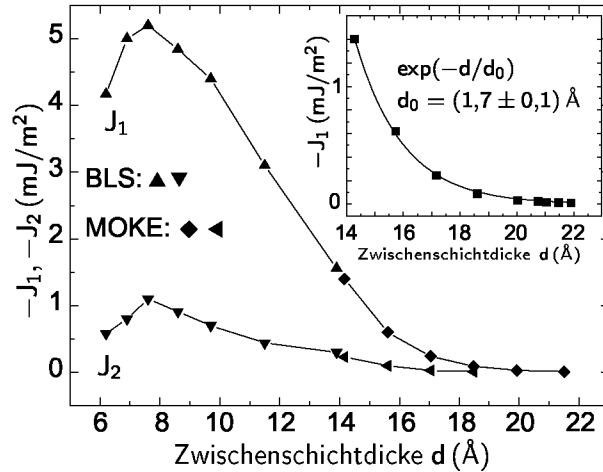


Abbildung 21: Kopplungsparameter $-J_1, -J_2$ einer $\text{Fe}(50 \text{ Å})/\text{Si}(x \text{ Å})/\text{Fe}(50 \text{ Å})$ -Probe ($x = 6 \dots 22$) mit keilförmiger Zwischenschicht in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke (aus [9]). Das Inset zeigt einen exponentiellen Fit an dieses Kopplungsverhalten.

Versuche, diese Kopplung mit den bis dahin bekannten theoretischen Modellen für metallische Zwischenschichten zu erklären, scheiterten [43]. Die physikalische Ursache der Kopplung bleibt unklar. Eine neuere Theorie [16] vermutet, dass Defekte in der Barriere diese starke Kopplung vermitteln (siehe Kap. 2.1). Hier findet sich auch eine Begründung für die Annahme, dass eine angelegte Spannung über die Barriere eine Änderung der Kopplung und, im besten Fall, ein Schalten einer der magnetischen Schichten zur Folge haben sollte.

Die einfachste Möglichkeit, eine Änderung der Kopplung messtechnisch festzustellen, wäre über einen magnetoresistiven Effekt. Dieser wurde aber gerade beim $\text{Fe}/\text{Si}/\text{Fe}$ -System noch nicht beobachtet; auch meine Probe aus der Diplomarbeit machte da keine Ausnahme. Es galt nun zunächst weitere Silizium-Proben in dieser Hinsicht zu untersuchen. Auch wenn der Erfolg diesbezüglich ausbleiben sollte, so dienten diese Untersuchungen wenigstens dazu, Erfahrungen mit dem Siliziumsystem zu sammeln, insbesondere, was den Widerstand dieses Systems angeht. Denn die Alternative ist, ein Schichtsystem auf das obere Eisen zu dampfen, welches einen brauchbaren

Datum	Probe	Fe [nm]	Si [nm]	Fe [nm]	J1 [mJ/m ²]	J2 [mJ/m ²]
12.02.04	Si_1	5	2,0	5,5	—	—
06.04.04	Si_2	5	1,8	5,0	-0,20	-0,05
23.04.04	Si_3	5	1,5	5,5	-0,19	-0,02
09.06.04	Si_4	5	1,5	5,0	-0,55	-0,05
14.07.04	Si_5	5	1,4	5,5	-3,10	-0,43
21.07.04	Si_6	5	1,6	5,5	-1,53	-0,23

Tabelle 5: Auflistung der Silizium-Proben mit den bestimmten Kopplungsparametern. Alle Proben wurden auf einem GaAs(001)-Substrat mit einem Fe(1 nm)/Ag(150 nm)-Puffersystem aufgedampft.

MR-Effekt hat (siehe Abb. 12 auf S. 19). Dieses dient dann als Detektor für die magnetische Orientierung der nun mittleren Eisenschicht.

Insgesamt wurden die in Tab. 5 aufgelisteten Silizium-Proben hergestellt. Zusätzlich sind die Kopplungsparameter J_1 und J_2 angegeben, wie sie aus Fits an die MOKE-Kurven gewonnen wurden. Ein Beispiel eines Fits ist für die Probe Si_6 in Abb. 22 gezeigt. Bei Probe Si_1 konnte kein sinnvoller Fit an die MOKE-Kurve angepasst werden.

Es ist auch noch darauf hinzuweisen, dass die Dicke der Siliziumschicht und die Kopplungsparameter nur für zeitnah gedampfte Proben korrelieren. Auch ein Vergleich mit Abb. 21 zeigt, dass eine Korrelation zwischen der Dicke und den Kopplungsparametern eigentlich nur für keilförmige Proben, d.h. mit verschiedenen Dicken der Zwischenschicht auf einer Probe, besteht. Schuld ist der Schwingquarzmonitor in der Aufdampfkammer der MBE-Anlage, der mit zunehmender Siliziumbedampfung, insbesondere wenn durch Belüften der Kammer Sauerstoff hinzukommt, seine Kalibrierung für dieses Element verliert. Dieses Problem der nicht konsistenten Dicke der Siliziumschichten hat mich auch weiterhin während dieser Dissertation begleitet, wie man weiter unten noch sehen wird.

5.1.1 Strukturierung

Die Strukturierung dieser Proben gestaltete sich als sehr schwierig, da die üblicherweise von mir benutzten Anlagen zum Ätzen und Sputtern nicht oder nur eingeschränkt funktionierten und ich auf alternative Anlagen umstellen musste. Die Folge war, dass für jede Strukturierung etwas im Prozess verändert wurde, was sich letztendlich negativ auf die Qualität der Strukturierung auswirkte.

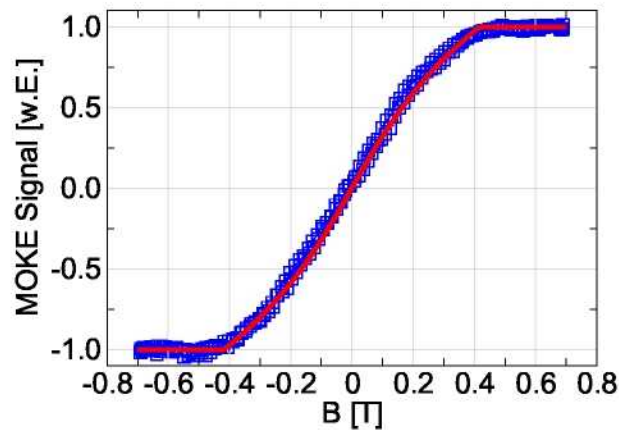


Abbildung 22: Si_6 als Beispiel zur Bestimmung der Kopplungsparameter J_1 und J_2 . An die normierte MOKE-Kurve (blau) wird mit Hilfe des Programms *mokesim* eine simulierte Kurve gefittet (rot) [44]. Aus dieser Simulation lassen sich die Parameter ablesen. Dies funktioniert natürlich nur, solange sich die Probe in unserer Apparatur sättigen lässt. Ist die Kopplung stärker, so muss man sich eines SQUID-Magnetometers oder der Brillouin-Licht-Streuung (BLS) bedienen.

Eine Folge nicht ausgewogener Ätzparameter ist in Abb. 23 zu sehen. Um den Kontakt in der Mitte (die Senke) herum sieht man hoch aufragende Wände. Sie sind wesentlich höher als die Isolierung (ca. 250 nm), wie man an der Skala der z-Achse sehen kann, welche bis zum höchsten Datenpunkt reicht. Während des Ätzprozesses steht eine mikrometerhohe Säule aus Lack auf dem Kontakt. Die Wände sind also offenbar am Rand des Ätzbereiches gewachsen, was die Vermutung nahe legt, dass es sich um Redepositionen während des Ätzprozesses handelt. Da während dieses Schrittes hauptsächlich Eisen geätzt wurde, erklären sich so die vielen Kurzschlüsse dieser Probe.

5.1.2 Transportmessungen

Die Transportmessungen lieferten insgesamt nicht viele brauchbare Ergebnisse. Keine Probe konnte die erwarteten Tunnelkontakte zur statistischen Analyse liefern; in der Tat gab es nur vereinzelt Kontakte, die etwas anderes als einen Kurzschluss zeigten. Die Flächenwiderstände dieser Kontakte sind in Abb. 24 aufgetragen, um Vergleichswerte für die Si/MgO-Proben zu haben. Da die magnetische Charakterisierung die Erwartungen erfüllte, liegen die Gründe offensichtlich bei den oben beschriebenen Problemen mit der Strukturierung.

Einzelne Kontakte boten dennoch interessante Effekte, auf die ich im Folgenden eingehe. Zum einen wäre da der MR-Effekt bei einem Kontakt, der in

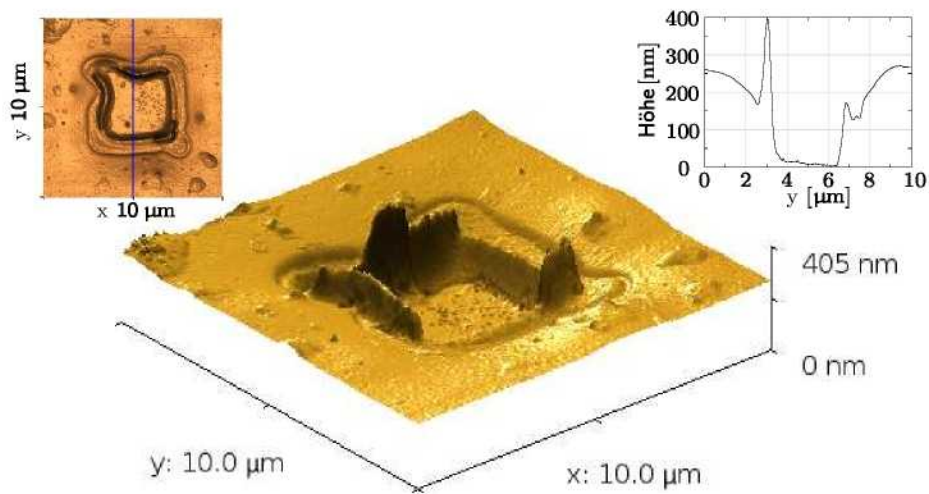


Abbildung 23: Diese AFM-Aufnahme von Si_5 wurde nach dem zweiten Lithographieschritt gemacht, d.h. nach dem Aufsputtern der Isolierung und dem Lift-Off-Prozess. In der Mitte befindet sich der Kontakt; die Fläche außen herum ist die Isolierung, die ihn überragt. Auffällig sind die hohen Wände direkt um den Kontakt herum, vermutlich handelt es sich hierbei um Redepositionen vom Ätzprozess. Oben links: das AFM-Bild in der Aufsicht. Oben rechts: das Profil entlang der blauen Linie.

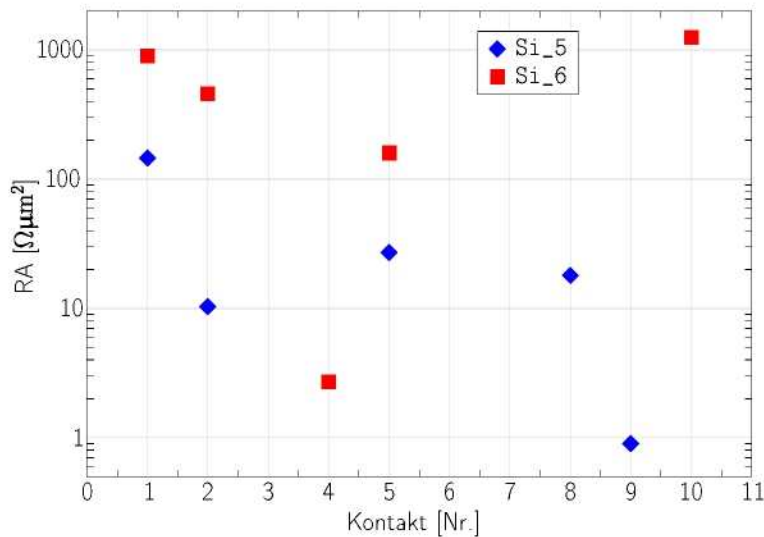


Abbildung 24: Flächenwiderstände einiger Kontakte der Proben Si_5 und Si_6 bei Raumtemperatur.

der Strom-Spannungskennlinie kein Tunnelverhalten zeigt und bei dem auch der absolute Widerstand von unter $1\,\Omega$ eher für einen Kurzschluss spricht (Abb. 25). Hier handelt es sich wohl um einen CPP-GMR-Effekt durch einen zufällig durch Pinholes entstandenen Nanokontakt.

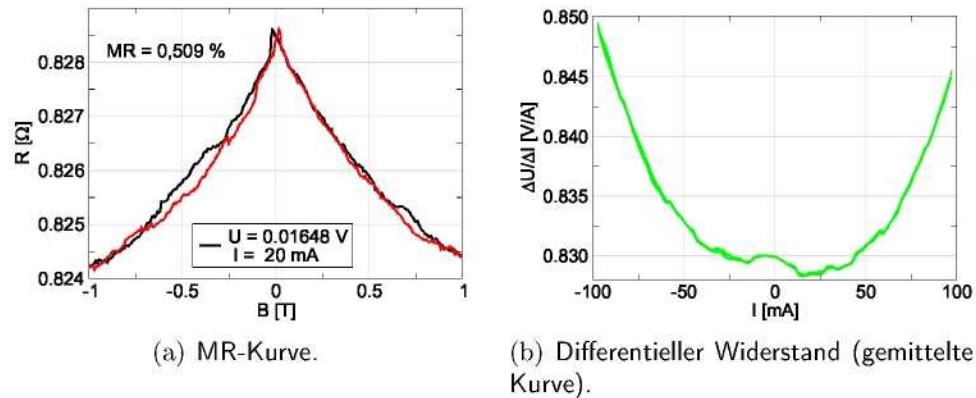


Abbildung 25: MR-Effekt von Kontakt 16 der Probe Si_5 bei Raumtemperatur. Der MR-Effekt (a) existiert, obwohl die Widerstandskennlinie (b) kein Tunnelverhalten zeigt.

Zum anderen gibt es auch einen MR-Effekt über einen Kontakt, der mit $\sim 50\,\Omega$ und keiner klaren Aussage der Widerstandskennlinie zumindest auf einen TMR-Effekt hoffen lässt. Aber diese Hoffnung wird schnell zerstört, wenn man sich die Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur (das dritte und für den Tunnelprozess entscheidende Rowell-Kriterium) anschaut (Abb. 26). Es zeigt sich, dass es sich auch hier nur um einen Pinhole-Effekt handelt [42, 45].

Fazit: Trotz der geringen Ausbeute und der massiven Probleme bei der Strukturierung kann man feststellen, dass ein reines Fe/Si/Fe-Schichtsystem nicht dazu neigt, einen signifikanten Magnetowiderstandseffekt auszubilden. Die hier gezeigten geringen MR-Werte würden zwar genügen, um die spannungsinduzierte Kopplung zu beobachten, aber es ließ sich zeigen, dass dieses magnetoresistive Verhalten nicht durch einen Tunnelstrom erzeugt wird.

Somit bleibt nur, das System um ein zusätzliches „Detektorelement“ zu erweitern, welches durch das Schalten einer der Eisenschichten einen leicht zu messenden Effekt zeigt. Dies motiviert das folgende Vorgehen.

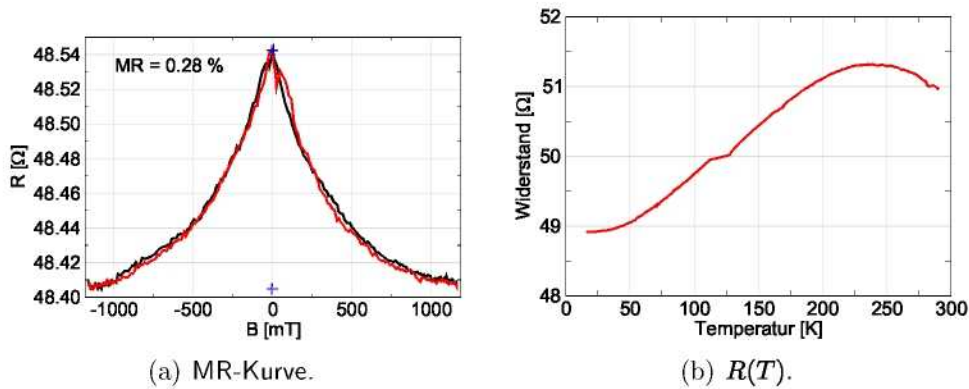


Abbildung 26: Transportverhalten von Kontakt 19 der Probe Si_6 bei Raumtemperatur. Für eine echte Tunnelbarriere erwartet man aufgrund der „Ausschmierung“ der Fermikante eine leichte Abnahme des Widerstandes mit steigender Temperatur. Offensichtlich herrscht hier ohmsches Verhalten vor, was auf metallischen Transport, also Pinholes, hindeutet.

5.2 Fe/Cr/Fe/MgO/Fe

5.2.1 Herstellung

Da noch keine Erfahrung mit MgO-Schichten, geschweige denn mit Fe/MgO/Fe-Tunnelsystemen vorlagen, wurde auch dieses System zunächst separat hergestellt und untersucht. Für die ersten Proben wurden MgO-Substrate in den Elektronenstrahlverdampfer der MBE-Anlage gelegt, bei den späteren Proben wurde ein Stück von einem Target genommen (siehe auch Kap. 4.2). Die hergestellten Proben sind in Tab. 6 aufgelistet.

Datum	Probe	Fe [nm]	Cr [nm]	Fe [nm]	MgO [nm]	Fe [nm]
19.10.04	MgO_1	5	0,9	5	1,5	5
20.10.04	MgO_2	5	1,0	5	1,2	5
21.10.04	MgO_3	10	1,0	5	1,5	5
22.10.04	MgO_4	6	1,0	3	1,2	5
04.01.05	MgO_5	10	1,0	5	1,5	5
05.01.05	MgO_6	10	1,1	5	2,0	5

Tabelle 6: Auflistung der hergestellten Proben mit MgO-Zwischenschicht. Alle Proben wurden auf einem GaAs(001)-Substrat mit einem Fe (1 nm)/Ag (150 nm)-Puffersystem und einer Cr (1 nm)-Deckschicht hergestellt (siehe auch Kap. 4.2).

Um eine möglichst große Differenz der Schaltfelder der beiden Eisenschichten zu erreichen, habe ich mich dazu entschlossen, die untere Eisenschicht über die Zwischenschichtaustauschkopplung eines Fe/Cr/Fe-Systems zu pinnen. Damit wurde eine Differenz von über 100 mT erreicht. Aufgrund der zusätzlichen Eisenschicht hatte diese Lösung aber auch Nachteile bei der Auswertung der Transportmessungen (Kap. 5.2.3).

Nach dem Aufdampfen einer jeden Schicht wurde mittels LEED-Aufnahmen die Schichtqualität dokumentiert (Abb. 27). Die LEED-Pattern von Silber und Eisen zeigen eine gute Qualität der Oberfläche, d.h. wenig Hintergrund und scharfe, helle Spots, die der fcc(100)-Oberfläche des Silbers bzw. der bcc(100)-Oberfläche des Eisens entsprechen.

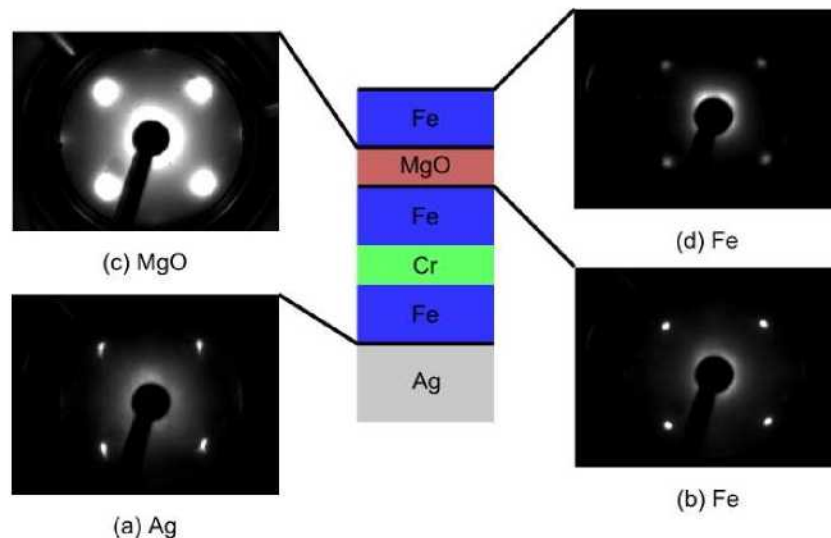


Abbildung 27: LEED-Aufnahmen von Probe MgO_1. Sie wurden mit einer Elektronenenergie von 55 eV jeweils direkt nach dem Aufdampfen der Schicht aufgenommen.

Das MgO(100) wächst mit seiner Einheitszelle um 45° verdreht zur Eisenoberfläche auf dem Fe(100) auf, d.h. $\text{Fe}[100] \parallel \text{MgO}[110]$ (Abb. 28) [46]. Dabei befinden sich die Sauerstoffatome über den Eisenatomen und die Magnesiumatome über den Zwischenräumen der obersten Eisenlage. Die Abweichung der Gitterkonstanten von MgO ($a_{\text{MgO}} = 4,213 \text{ \AA}$) zur Diagonalen der Oberflächeneinheitszelle von Fe ($\sqrt{2} a_{\text{Fe}} = 4,053 \text{ \AA}$) beträgt 3,8%. Da sich das MgO zunächst der Eisenoberfläche anpasst, steht es unter Spannung, die mit jeder weiteren Lage relaxiert. Dies erklärt nun auch das LEED-Bild der MgO-Schicht (Abb. 27c): Die für das LEED sichtbare Gitteranordnung bleibt erhalten, weswegen die Spots ihre Position nicht ändern. Durch die Relaxation der Gitterkonstanten mit zunehmender MgO-Schichtdicke sieht man sehr

große Reflexe, da jede Lage unter einem leicht veränderten Winkel reflektiert.

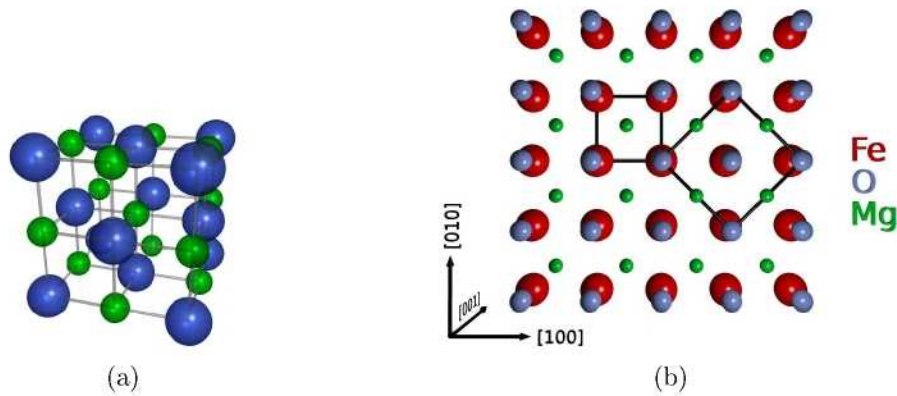


Abbildung 28: Illustration zum epitaktischen Wachstum von MgO auf Fe. (a) NaCl-Kristallgitter von Bulk-MgO. (b) Fe/MgO-Interface von der MgO-Seite aus betrachtet. Die unterste Lage MgO (grün, blau) wächst mit ihrer Flächeneinheit zelle um 45° verdreht zur obersten Eisenlage (rot). Der Gitterparameter des MgO hat so immer noch eine Abweichung von 3,8%, die aber vom Kristallgitter kompensiert wird, so dass es unter Spannung steht. Die Flächeneinheit zellen sind durch schwarze Quadrate markiert.

Die oberste Eisenschicht zeigt wieder sehr kleine Spots, wenn auch weitaus schwächere als bei der mittleren Schicht. Die Qualität der Epitaxie hat also abgenommen, was aber zu erwarten war. Die MgO/Fe-Grenzschicht weist dieselben Anordnungen der kristallinen Gitter auf wie der Übergang Fe/MgO. Allerdings wurde gefunden [47], dass beim Aufdampfen der ersten Monolage MgO ca. 60 % der Leerstellen der obersten Eisenlage mit Sauerstoff besetzt werden.

5.2.2 Magnetische Charakterisierung

Für die magnetische Charakterisierung des Schichtsystems mittels MOKE-Messung wurde ein 2-3 mm breiter Streifen am Rand der Probe nicht mit MgO und oberster Eisenschicht bedampft, so dass das Kopplungsverhalten des Fe/Cr/Fe-Systems untersucht werden konnte (Abb. 29). Anhand dieser Kurven wurden die Kopplungsparameter J_1 und J_2 bestimmt, die in Tab. 7 aufgelistet sind. Um nachher die Magnetowiderstandskurven besser interpretieren zu können, sind natürlich auch die MOKE-Kurven des gesamten Systems interessant (Abb. 30).

	MgO_1	MgO_2	MgO_3	MgO_4	MgO_5	MgO_6
J_1 [mJ/m ²]	-0,8	-0,6	-0,55	-0,3	-0,65	-0,45
J_2 [mJ/m ²]	-0,10	-0,13	-0,17	-0,05	-0,1	-0,1

Tabelle 7: Kopplungswerte für das Fe/Cr/Fe-System der MgO-Proben. Sie wurden anhand der MOKE-Kurven mit »mokesim« ermittelt [44].

5.2.3 Ergebnisse der Transportmessungen

Die Proben lassen sich schlecht zusammenfassen und in eine Statistik packen, da jede von ihnen spezielle Eigenschaften hervortreten ließ. Deshalb möchte ich zuerst auf die Proben einzeln eingehen und danach allgemeine Schlüsse über die MgO-Barriere ziehen:

- ⚡ MgO_1 und MgO_2:** Die Kontakte der Proben zeigten TMR-Werte von bis zu 40 %; allerdings sorgen die symmetrischen Eisenschichtdicken um die Chromschicht dafür, dass sich die Magnetisierungen der unteren beiden Eisenschichten gleichzeitig und gegenläufig im Feld drehen, wenn es entlang der leichten Achsen des Eisens anliegt. Im Nullfeld stehen die Magnetisierungen in der Ebene, aber senkrecht zur Feldrichtung, so dass das Umklappen der Magnetisierung der obersten Eisenschicht in der Messkurve nicht zu sehen ist. Deshalb ist auch nur der halbe TMR-Hub zu sehen, denn die Magnetisierungen stehen nur in einem Winkel von 90° zueinander. Bei den Messungen entlang der harten Achse zeigt sich zwar der volle TMR, die Kurven sind aber nur sehr schwer zu interpretieren. Deshalb wurde bei diesen beiden Proben auf weitere Messungen zugunsten von neuen Proben mit asymmetrischen Eisenschichtdicken verzichtet.

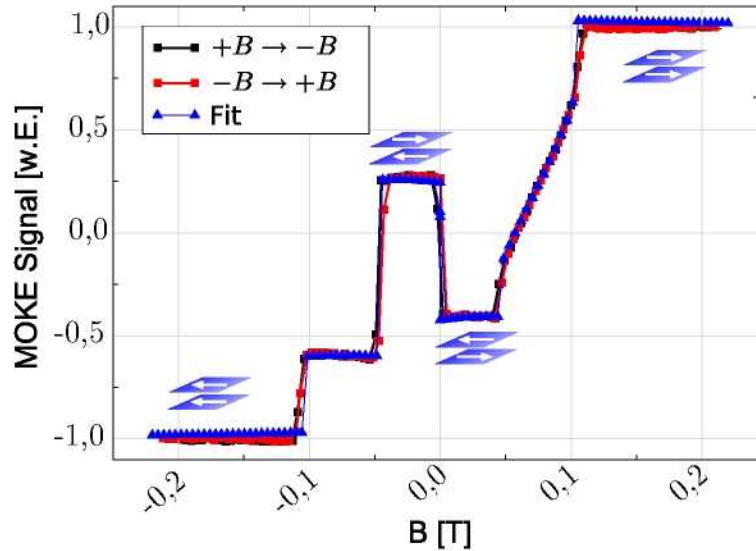
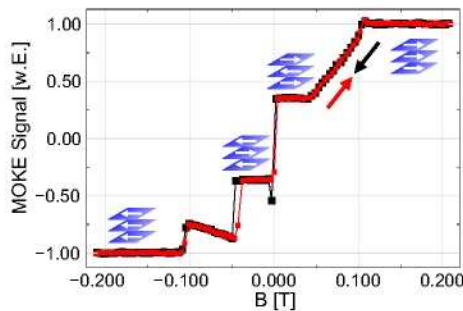
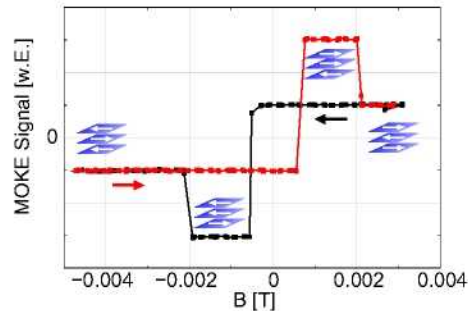


Abbildung 29: MOKE-Messung des Fe/Cr/Fe-Anteils der Probe Mg0_3 entlang der leichten Achse des Fe mit Fit. Das Verhalten um das Nullfeld herum erklärt sich durch die endliche Eindringtiefe des Laserlichts, so dass die untere Eischicht nur zum Teil zum Signal beiträgt. Die Asymmetrie der Kurve kommt von der nicht ganz parallelen Ausrichtung von leichter Achse des Fe und des externen Magnetfeldes.



(a) Major Loop



(b) Minor Loop

Abbildung 30: MOKE-Kurven des kompletten Systems von Probe Mg0_3. In (b) sieht man den Einfluss der beiden unterschiedlichen Schaltfelder der obersten und der untersten Eischicht. Die leichte Achse des Eisens wurde nicht exakt parallel zum externen Feld ausgerichtet, weswegen sich eine Asymmetrie in der Kurve (a) zeigt.

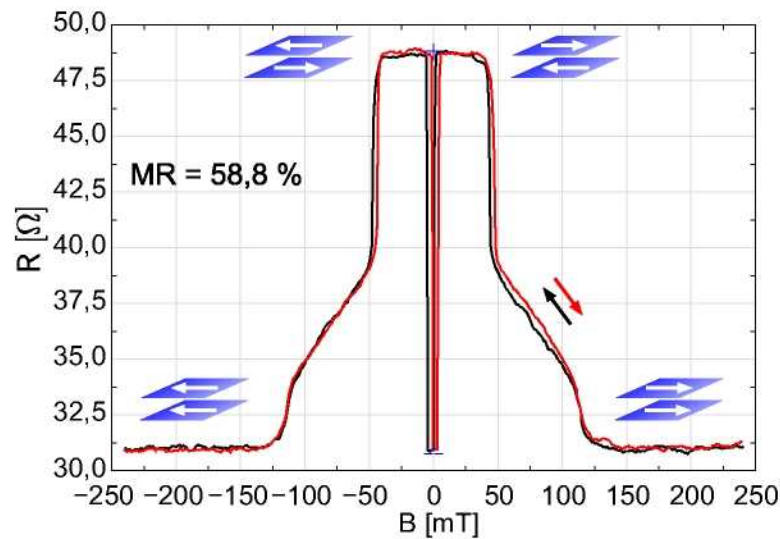


Abbildung 31: TMR-Kurve mit dem maximalen bei Raumtemperatur erreichten TMR-Wert von 58 %, gemessen entlang einer der leichten Achsen des Eisens von Probe MgO_3, Kontakt 24.

- ⚡ **MgO_3:** Die meisten gemessenen Kontakte dieser Probe haben einen Kurzschluss. Warum, bleibt leider unerklärlich, denn die wenigen Kontakte, die funktionieren, sind sehr stabil, zeigen mit 44 bis 59 % die höchsten TMR-Werte (Abb. 31) und liegen auch mit ca. $5000 \Omega \mu\text{m}^2$ alle im gleichen Widerstandsbereich (Abb. 35).
- ⚡ **MgO_4:** Diese Probe wurde am intensivsten vermessen, da sie von den MgO-Proben die meisten Auffälligkeiten zeigte. Diese sind zum Teil auf die Instabilität der MgO-Barriere dieser Probe zurückzuführen. Alle Kontakte zeigen ein instabiles Verhalten bei den Strom-Widerstands-Messungen. Meist, wie man es auch erwarten würde, sinkt der Widerstand ab einer kritischen Stromstärke sprunghaft auf einen neuen (meta-)stabilen Wert. Vermutlich öffnen sich durch Elektromigration neue Stromkanäle.

Es kam aber auch das ein oder andere Mal vor, dass während der Messung der Widerstand stetig anstieg, und das um bis zu 200 % (Kontakt 9). Auch hier blieb der Widerstand für die nächsten Messungen auf dem erreichten Niveau. Die Barriere, oder vielmehr deren Grenzen zu den Eisenelektroden, wurde also durch Anlegen einer kritischen Stromstärke bezüglich des Widerstands verbessert.

Das nächste Phänomen, das hier erstmalig zu beobachten war, war

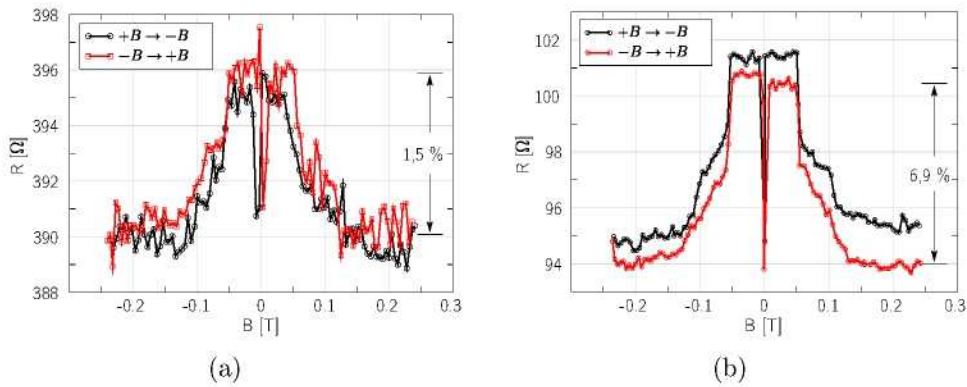


Abbildung 32: „Trainingseffekt“ bei Kontakt 5 von MgO_4 bei Raumtemperatur. (a) Vorher, (b) nachher.

eine Art Trainingsphase einzelner Kontakte. Die ersten Messungen an einem Kontakt zeigten einen relativ hohen Widerstand und in den MR-Messungen einen hohen Rauschanteil im Signal (Kontakt 5). Durch wiederholtes Messen von Strom-Spannungs-Kurven mit steigendem Maximalstrom ließ sich der oben beschriebene Effekt des sich sprunghaft verringernden Widerstandes herbeiführen. Auf einem niedrigeren Widerstandsniveau angekommen, zeigten die MR-Kurven ein deutlich verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis und teilweise, wie in Abb. 32, einen höheren MR-Effekt.

Das oben beschriebene Springen des Widerstandswertes hat teilweise noch eine andere Erklärung. Dazu muss man sich erst die MR-Kurve des Kontaktes anschauen (Abb. 33). Die von Magnetfeldstärke und Richtung des Magnetfeldsweeps abhängigen Sprünge lassen sich nämlich bei dieser Probe auch durch einen angelegten Strom induzieren, wie in Abb. 34 demonstriert. Hier wird der Sprung, der bei $+7 \text{ mT}$ von ca. $42,5$ auf $45,5 \Omega$ in der MR-Kurve zu sehen ist, mit einem angelegten Strom geschaltet. Dies funktioniert allerdings nur, wenn man vorher mit dem Magnetfeld das System in einen definierten Zustand gebracht hat und dann entlang der Hysteresekurve die magnetische Konfiguration der Schichten wenige Zehntel mT vor den Sprung setzt. Abb. 34 zeigt diese Bias-Magnetfeldabhängigkeit für fünf verschiedene Bias-Felder. Je näher das Bias-Feld an das Sprungfeld kommt, desto weniger Stromstärke ist nötig, um den Sprung zu induzieren. Dem widersprechen die grüne und die blaue Kurve, die gerade das gegenteilige Verhalten zeigen. Allerdings muss man auch feststellen, dass hier eventuell schon geringe Veränderungen an der Barriere, den magnetischen

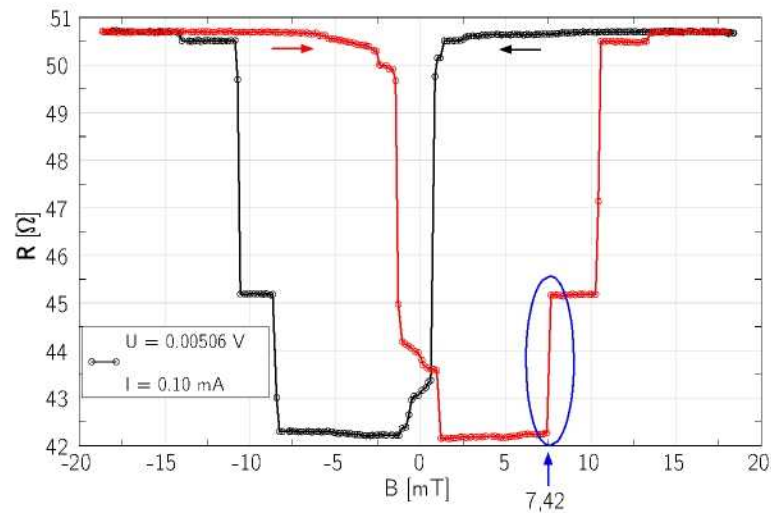


Abbildung 33: Magnetowiderstandskurve (minor loop) bei Raumtemperatur von Probe MgO_4, Kontakt 3. Um das Schalten durch einen Strom zu ermöglichen, muss das System erst von links nach rechts entlang der roten Kurve bis kurz vor das durch einen blauen Pfeil markierte Schaltfeld gefahren werden.

Schichten oder der Messanlage diesen Ausrutscher verursachen könnten; die angelegten Magnetfelder liegen schließlich gerade mal $20 \mu\text{T}$ auseinander. Diese kleinen Veränderungen können leicht auftreten, da ja vor jeder Messung die Probe erst wieder mit dem Magnetfeld in den Ausgangszustand gebracht werden muss.

Die hier gezeigten Messkurven sind nur ein Beispiel. In der Tat war es für jeden Sprung in der MR-Kurve möglich, diesen auch durch Strom-Widerstands-Messungen herbeizuführen. Betrachtet man die Voraussetzungen für das Schalten und die Hysterese in der MR-Kurve (Abb. 33), so ist klar, dass man diesen Sprung nicht durch Anlegen eines entgegengesetzten Stromes zurückschalten kann.

Ein eindeutiger Grund für das Schalten lässt sich nicht ausmachen. Spannungsinduziertes Schalten ist sehr unwahrscheinlich, da über das MgO keine messbare Kopplung festzustellen ist. Nimmt man an, dass der Strom über die gesamte Kontaktfläche von $9 \mu\text{m}^2$ fließt, so liegt die Stromdichte beim Maximalstrom von 8 mA bei $\sim 10^5 \text{ A/cm}^2$. Deswegen ist es auch eher unwahrscheinlich, dass es sich hier um spinstrominduziertes Schalten handelt, da dies üblicherweise 10^7 - 10^8 A/cm^2 erfordert. Eine weitere Möglichkeit ist, dass das Schalten von dem vom Strom induzierten Oerstedt-Feld herbeigeführt wird, wie man das für die relativ großflächigen Kontakte ($> 1 \mu\text{m}^2$), die hier vorliegen, auch erwartet.

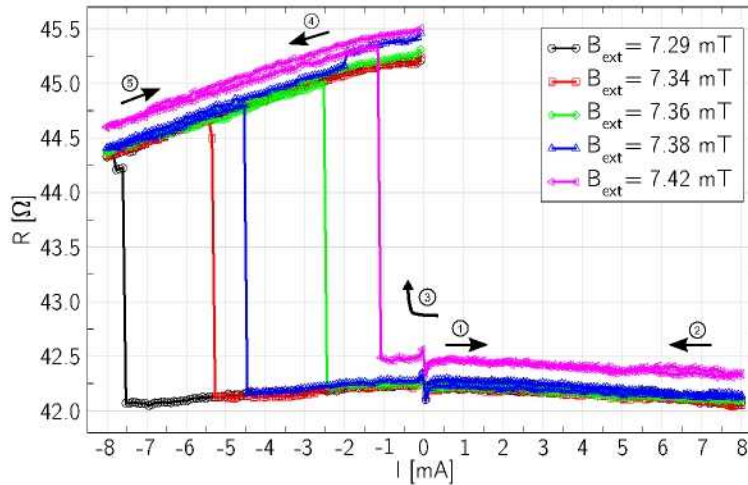


Abbildung 34: Probe MgO_4, Kontakt 3: Schalten durch Strom bei ~ 7 mT (siehe auch Abb. 33). Für jede Messung musste das System mit dem Magnetfeld in den Ausgangszustand gebracht werden. Anschließend wurde bei den angegebenen Magnetfeldwerten eine Stromschleife von $0 \rightarrow +8 \rightarrow -8 \rightarrow 0$ mA durchgeföhren. Je größer das externe Magnetfeld, umso kleiner der „Schaltstrom“ (Ausnahme: blau, grün, siehe Text).

Auch wird durch den angelegten Strom das Material des Kontaktes erhitzt; diese zusätzliche Energie könnte ein weiterer Grund für das Schalten der Magnetisierung sein. Dagegen spricht, dass das Schalten nur bei negativen Strömen stattfindet; erhitzt wird der Kontakt natürlich auch bei positivem Strom.

- ß MgO_5 und MgO_6: Die letzten beiden Proben zeigen im Durchschnitt die höchsten Widerstände (Abb. 35), was bei MgO_6 nicht verwundert, denn hier wurde mit 2 nm die dickste Barriere aufgedampft. Anders sieht es bei Probe MgO_5 aus, die nominell die gleiche Barrierendicke hat wie MgO_1 und MgO_3, aber trotzdem deutlich erkennbar die höheren Widerstände aufweist.

Erstaunlicherweise zeigen bei MgO_5 nur 2 von 9 gemessenen Kontakten ein deutliches Magnetowiderstandssignal. Bei den anderen Kontakten ist entweder nur Rauschen oder eine im Rauschen verschwindende MR-Kurve zu sehen. Aus Zeitmangel wurden allerdings bei dieser Probe keine längeren Messungen durchgeföhrt, welche eventuell eine Widerstandsänderung des Kontaktes und damit möglicherweise das MR-Signal hervorgerufen hätten, wie es bei vorherigen Proben schon beobachtet wurde. Zwar traten auch hier Sprünge in den Strom-Spannungs-

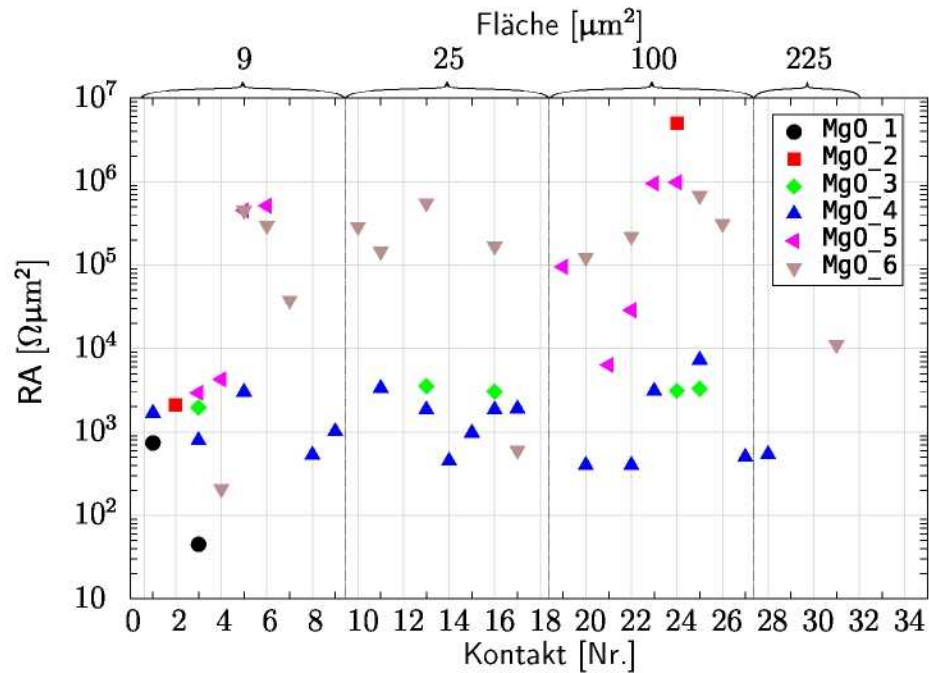


Abbildung 35: Logarithmischer Plot der Flächenwiderstände der Kontakte der MgO-Proben. Gemessene Widerstände $< 1 \Omega$ sind als Kurzschluss zu betrachten und wurden nicht berücksichtigt.

Kurven zu niedrigeren Widerständen auf, obwohl die Spannungen über die Barriere noch klein im Vergleich zur angenommenen Barrierenhöhe waren, aber sie führten nicht zu einer Änderung des MR-Signals. Bemerkenswert an den Sprüngen ist, dass sie teilweise auch auf dem Rückweg von der maximal angelegten Stromstärke auftreten.

Bei MgO_6 konnten bei 9 von 14 gemessenen Kontakten MR-Signale beobachtet werden. Der Signalhub variiert aber deutlich, von 0,2 bis 39% (Abb. 36). Auch die Qualität der Signale bezüglich des Signal-Rausch-Verhältnisses ist stark unterschiedlich, wobei dies nicht immer mit dem Signalhub korreliert. Z.B. zeigen die Kontakte 5 und 26 beide einen Signalhub von 5%, obschon 26 wesentlich verrauschter ist als 5.

Die Flächenwiderstände der Kontakte sind, wie es sein soll, unabhängig von deren Größe (Abb. 35). Die Schichtdicken scheinen für die Widerstände nicht die entscheidende Rolle zu spielen, vielmehr fällt der Zusammenhang mit den Herstellungsbedingungen (welche vom Herstellungszeitpunkt abhängen, siehe Tab. 6) auf.

Für MgO_1 und MgO_2 gibt es zwar kaum Daten, aber die jeweils zwei

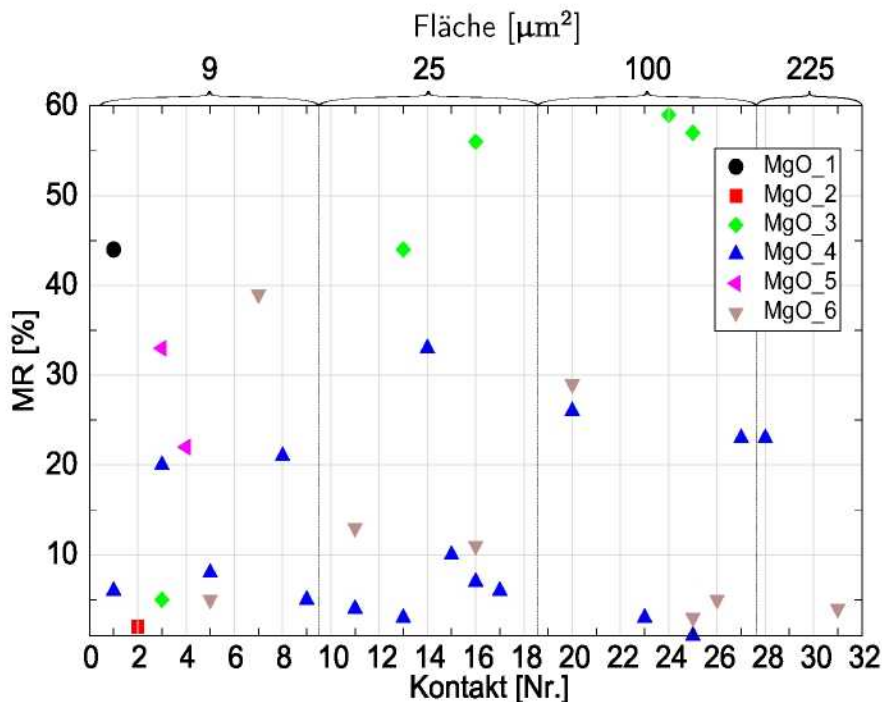


Abbildung 36: Magnetowiderstand der MgO-Proben bei Raumtemperatur.

gemessenen Kontakte zeigen ein sehr widersprüchliches Verhalten bezüglich des Widerstands und der Dicke der MgO-Schicht.

- ⚡ MgO_3 und MgO_4 zeigen Flächenwiderstände im gleichen Bereich, wobei die Kontakte von MgO_3 mit der etwas dickeren Zwischenschicht stets im oberen Teil dieses Bereiches vertreten sind. Allerdings wurden auch nicht so viele Kontakte gemessen, so dass es auch Zufall sein kann.
- ⚡ MgO_6 hat Widerstände, die rund zwei Größenordnungen über denjenigen der bisherigen Proben liegen, was aber verständlich ist bei der um 0,5 nm dickeren MgO-Schicht im Vergleich zu MgO_1 und MgO_3. Sie verteilen sich in einem Bereich von einer Größenordnung; lediglich drei Ausreißer befinden sich bei niedrigeren Werten. MgO_5 zeigt Widerstände auf gleichem Niveau, ihre Ausreißer nach unten fallen sogar weniger ab als bei MgO_6. Insbesondere diese Tatsache zeigt, dass die Herstellungsbedingungen mehr Einfluss auf die Barriere haben als die hier vorgenommenen Änderungen an der Dicke.

Vergleicht man die Kontakte bezüglich ihres Flächenwiderstands (Abb. 35) und ihres Magnetowiderstandverhaltens (Abb. 36), so kann man unschwer erkennen, dass viele Kontakte mit einem dem Tunnelprozess zuzuordnenden

Widerstand kein Magnetowiderstandssignal zeigen. Insbesondere bei MgO_5 zeigen nur zwei Kontakte den MR-Effekt. Auch eine dickere Barriere und mit ihr höhere Widerstände scheinen dem MR-Signal nicht zuträglich zu sein, wie MgO_6 zeigt. Es gibt zwar nicht so viele Ausfälle wie bei MgO_5, aber der durchschnittliche MR-Hub hat sich dadurch nicht vergrößert, er ist eher geringer geworden.

Zum Abschluss wäre ein reines Fe/MgO/Fe-System wünschenswert gewesen, um eventuelle Störungen durch die Chrom-Barriere auszuschließen. Mit unterschiedlichen Eisendicken hätte man genügend Differenz in den Koerzitivfeldstärken erreichen können, um das Schalten der Magnetisierungen der Schichten sehen zu können. Es wurden auch zwei Proben hergestellt, die aber leider den Strukturierungsprozess nicht „überlebt“ haben. Aus Zeitmangel wurden keine neuen mehr gemacht.

5.3 Fe/Si/Fe/MgO/Fe

In diesem Kapitel werden nun die Proben mit der Kombination der vorher untersuchten Fe/Si/Fe- und Fe/MgO/Fe-Schichtsysteme vorgestellt. Die Vorgaben für diese Proben waren:

1. Die Widerstände und damit die Spannungsabfälle der beiden Tunnelbarrieren sollten sich möglichst wenig unterscheiden.
2. Die Proben sollten sich in unserem Magneten ($B_{\max} \sim 1,2 \text{ T}$) sättigen lassen.

Punkt 2 soll die Normalisierung der Kurven ermöglichen, um sie vergleichen zu können. Dies betrifft das Fe/Si/Fe-System, da hier bei zu dünner Si-Schicht leicht Kopplungsstärken erreicht werden, deren Überwindung höhere Magnetfelder als das uns zur Verfügung stehende $B_{\max}$ erfordert.

Herstellung

Bei der Herstellung dieser Proben hatte ich mit dem schon oben angesprochenen Problem bei der Bestimmung der Dicke der Siliziumschicht zu kämpfen. Orientiert man sich z.B. an den in dieser Arbeit hergestellten Si-Proben aus Kap. 5.1, so sollten die gewählten Schichtdicken (Tab. 8) eine Kopplung ergeben, die es möglich macht, mit einem Magnetfeld $B < 1,2 \text{ T}$ die Magnetisierungen der Schichten parallel auszurichten.

Dem war allerdings nicht so. Sukzessive wurde die nominelle Schichtdicke erhöht, da ja anzunehmen war, dass man nicht weit entfernt von dem gewollten Bereich war. Aber auch bei Probe SiMgO_4 mit nunmehr nominell 3 nm Silizium war es nicht möglich, die Magnetisierungen parallel auszurichten.

Datum	Probe	Fe [nm]	Si [nm]	Fe [nm]	MgO [nm]	Fe [nm]
18.04.05	SiMgO_1	5	1,6	3,4	1,5	20
19.04.05	SiMgO_2	5	1,8	3	1,5	24
06.05.05	SiMgO_3	10	2,2	5	1,7	10
08.05.05	SiMgO_4	10	3,0	5	1,8	6
17.05.05	SiMgO_5	10	1,5*	5	1,7	7
18.05.05	SiMgO_6	10	1,2*	5	1,5	7

Tabelle 8: Die hergestellten Si-MgO-Proben. *Nach Neukalibrierung, siehe Text.

Mittels XRD-Messung an einer einzelnen dicken Siliziumschicht wurde die tatsächliche Rate ermittelt, mit der dann die letzten beiden Proben hergestellt wurden. Aber auch die letzte Probe ließ sich nicht sättigen. Da ich die Herstellung nicht direkt mitverfolgt habe, ist zu vermuten, dass sich beim Aufdampfen der Schichten durch leicht verschiedene Bedingungen der Anlage Parameter verändert haben, mit denen wieder nicht die angenommene Schichtdicke erreicht wurde. Somit bleibt eine Probe, SiMgO_5, der ich meine ganze Aufmerksamkeit gewidmet habe.

5.3.1 Elektrische Messungen

Die Messungen zeigen alle Effekte, die schon die MgO-Proben gezeigt haben. Insbesondere das „Training“ der Barrieren ist bei fast allen Kontakten zu sehen. In Abb. 37 sind die Flächenwiderstände der gemessenen Kontakte mit Trainingseffekt eingetragen. Der Effekt setzt manchmal erst nach vielen Messungen bzw. hohen angelegten Strömen/Spannungen ein. Vier Kontakte (Nr. 16, 23, 25 und 31) zeigen diesen Effekt nicht; hier wurden nur wenige Messungen zur Bestimmung des Widerstands durchgeführt.

Die Flächenwiderstände liegen, wie zu erwarten, höher als bei den vorangegangenen Proben ohne Si-Barriere. Der Anfangswiderstand der meisten Kontakte liegt bei $10^6 \Omega \mu\text{m}^2$, was leicht höher ist als der durchschnittliche Flächenwiderstand von MgO_6 mit 2,0 nm MgO und um drei bis vier Größenordnungen über den Flächenwiderständen der anderen MgO-Proben mit 1,2 bis 1,5 nm dicken MgO-Schichten, mit Ausnahme von MgO_5.

Im Verlauf der Messungen fällt der Flächenwiderstand um ca. zwei, in Ausnahmefällen sogar um fast vier Größenordnungen (Kontakt 17). Dies geht mit einem erheblichen Anstieg des MR-Wertes einher, sofern schon ein Magnetowiderstandseffekt zu messen war. Bei einigen Kontakten wurde er erst jetzt messbar (Abb. 38). Von den 19 gemessenen Kontakten zeigen 11 einen

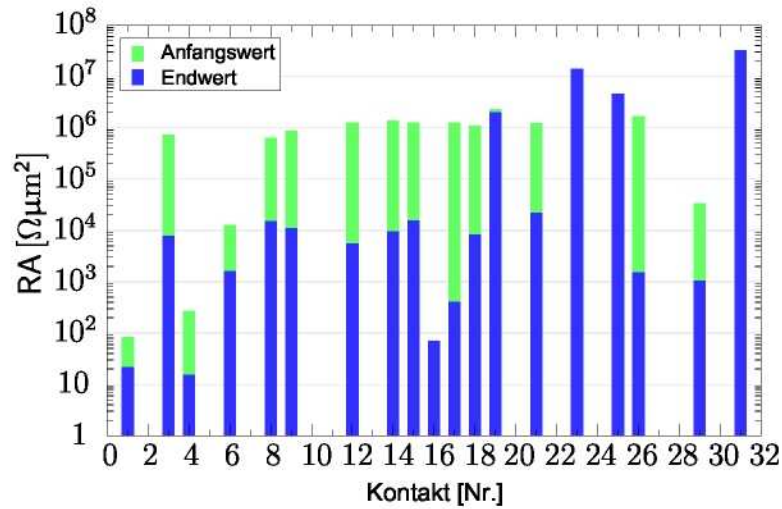


Abbildung 37: Flächenwiderstände der Kontakte von Probe SiMg0_5 (bei Raumtemperatur). Die Angabe von Anfangs- und Endwert zeigt den Trainingseffekt der Barriere(n). Alle Endwerte sind kleiner oder gleich dem Anfangswert.

Magnetowiderstandseffekt. Insbesondere die Kontakte, die nicht so lange gemessen wurden, bis der Trainingseffekt erfolgte, zeigen keinen Magnetowiderstand. D.h. es bleiben vier Kontakte, die trotz des Trainingseffektes keinen MR zeigen (Nr. 1, 4, 6 und 19). Gründe hierfür könnten das fehlende Tunnelverhalten (Kontakt 1 und 4) und eine instabile Barriere (Kontakt 6) sein. Kontakt Nr. 19 wurde nicht vermessen.

Spannungskontrollierte Kopplung

Um eine Vorstellung von den zu erwartenden Auswirkungen auf die MR-Kurven zu bekommen, habe ich mit *mokesim* eine MR-Kurve mit dem Kopplungsparameter $J_1 = -1,0 \text{ mJ/m}^2$ und den Schichtdicken von SiMg0_5 simuliert, dann die Kopplung um 10% verringert bzw. erhöht und jeweils neu simuliert. Das Ergebnis in Abb. 39 zeigt eine Verschiebung des Schaltfeldes (bei $\sim 70 \text{ mT}$) um $\pm 6 \text{ mT}$ und des Sättigungsfeldes um $\pm 20 \text{ mT}$, was um einen Faktor 20 – 40 größer ist als die Auflösung der Messapparatur. Selbst deutlich kleinere Änderungen sollten also in den Messkurven sichtbar sein, falls die angelegte Spannung die Kopplung beeinflusst. Der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und daraus resultierender Kopplungsänderung ist allerdings unbekannt.

Sobald sich ein Kontakt als stabil erwies, wurde an ihm eine Serie von MR-Kurven aufgenommen, bei der bei jeder Messung die Bias-Spannung erhöht wurde, bis der Kontakt auf ein niedrigeres Widerstandsniveau „sprang“. Die

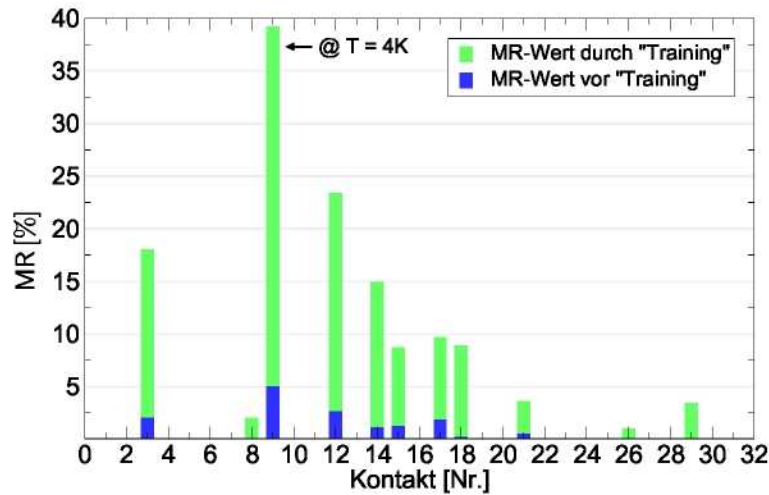


Abbildung 38: Magnetowiderstandswerte der Kontakte von Probe SiMg0_5 bei Raumtemperatur (bis auf Kontakt 9: $T = 4$ K).

Spannung, bei der dies passierte, variierte stark, von 0,5 bis 1,0 V. Bei diesen hohen Spannungen wurde auch das Signal-Rausch-Verhältnis schlechter. Meist konnte man auf dem niedrigeren Widerstandsniveau eine neue Serie starten. Da man nicht voraussagen konnte, wann der Kontakt instabil wird, machte dies die Aufnahme der Serien schwierig und langwierig, wenn man eine hohe Anzahl von Kurven in einer Serie haben wollte.

In Abb. 41 ist eine Serie von MR-Messungen abgebildet. Da sich das Widerstandsverhältnis mit der angelegten Spannung ändert (Abb. 40), wurden die Kurven normiert, um sie besser vergleichen zu können. Entgegen der Erwartung zeigen sich allerdings keine Veränderungen, wie sie die Simulation ergibt. Die Kurven zeigen keine systematische und reproduzierbare Abhängigkeit von der Spannung. Abb. 41 ist da nur ein Beispiel. An nahezu allen Kontakten wurden diese Serien aufgenommen, alle zeigen das gleiche Verhalten.

Abb. 42 zeigt eine Serie von minor loops. Hier ist keine deutliche Abhängigkeit von der angelegten Spannung zu erkennen. Sehr wohl zeigen sich hier aber Unterschiede in den Kurvenverläufen, wenn auch keine Systematik erkennbar ist. Die magnetische Konfiguration ist vermutlich in diesem Bereich leicht von äußeren Faktoren beeinflussbar, so dass Sprungfelder und schmale Plateaus leichten Schwankungen unterworfen sind.

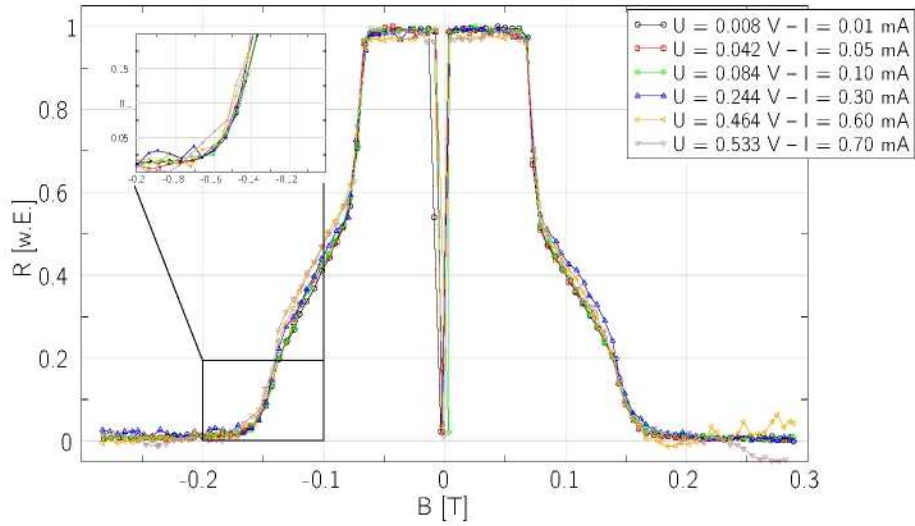


Abbildung 41: Normierte MR-Kurven von Kontakt 3 von Probe SiMg0_5 bei verschiedenen angelegten Spannungen (@ RT).

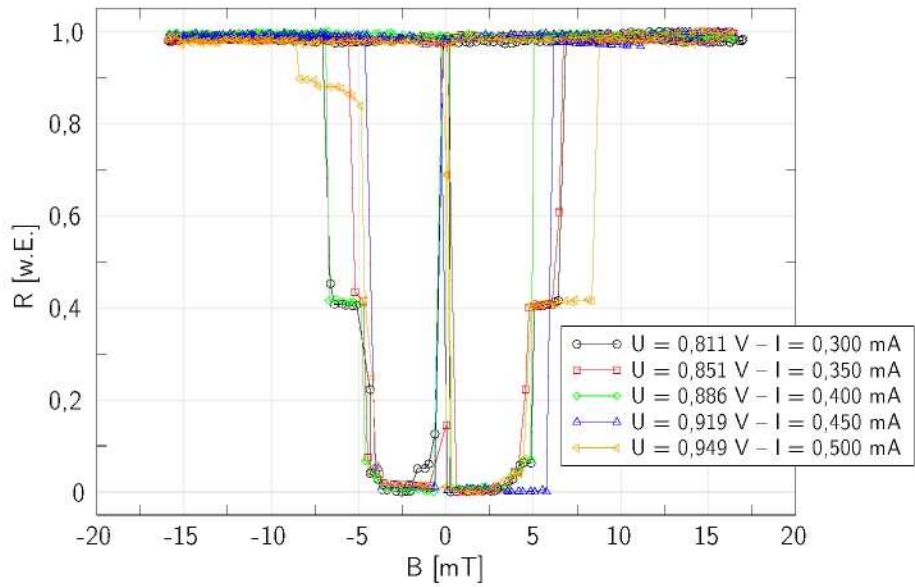


Abbildung 42: Minor loops bei Raumtemperatur von Kontakt 18 der Probe SiMg0_5 bei unterschiedlicher angelegter Spannung.

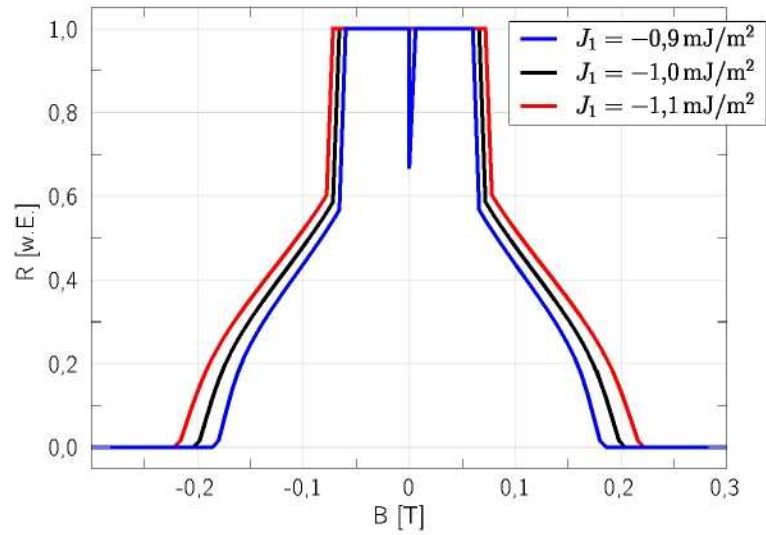


Abbildung 39: Simulation zur Verdeutlichung des Einflusses des Kopplungsparameters J_1 auf die TMR-Kurve. Die Schichtdicken wurden von Probe SiMg0_5 übernommen.

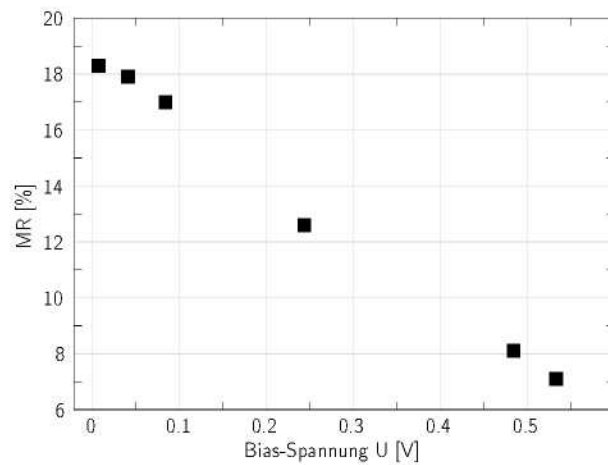


Abbildung 40: Bias-Spannungsabhängigkeit des MR von Kontakt 3 der Probe SiMg0_5 bei Raumtemperatur.

Analyse

Nach den vorbereitenden Betrachtungen zur Kopplung sollte die angelegte Spannung eine Auswirkung auf die Kopplung haben, woraus sich auch eine Veränderung in den MR-Kurven ergibt. Da dies hier nicht der Fall ist, muss man sich die Frage stellen, ob überhaupt genügend Spannung über die Silizium-Barriere abfällt, um die Kopplung zu beeinflussen. Betrachtet man nochmal die vorbereitenden Proben mit nur einer Tunnelbarriere und insbesondere deren Widerstände, so stellt man fest, dass der Widerstand zu einer bestimmten Dicke einer Tunnelbarriere nur sehr grob vorhergesagt werden kann: Im Extremfall beträgt z.B. der Widerstand $10\,\Omega\mu\text{m}^2$ bei einer Schichtdicke der Siliziumbarriere von $1,5\,\text{nm}$. Im obigen Beispiel (Abb. 41, rote Kurve) hieße das, dass über das Silizium gerade mal $0,05\,\text{mV}$ der Gesamtspannung von $42,38\,\text{mV}$ abfallen würden¹. Die Breite der Fermikante bei Raumtemperatur liegt bei $4,4\,k_B T = 114,4\,\text{meV}$ für $T = 300\,\text{K}$. Die $0,05\,\text{meV}$ der angelegten Spannung machen also nur einen Bruchteil der Breite der Fermikante aus. Es könnte also durchaus sein, dass bei der hier vermessenen Probe nicht genügend Spannung über die Silizium-Barriere abfällt, um die Spannung zu beeinflussen.

¹Der Gesamtwiderstand des $9\,\mu\text{m}^2$ großen Kontaktes betrug $R = 850\,\Omega$ bei einem angelegten Strom von $I = 0,05\,\text{mA}$.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde versucht, an einem antiferromagnetisch gekoppelten Fe/Si/Fe-System die Spannungsabhängigkeit der Kopplung nachzuweisen. Der Nachweis sollte mittels Transportmessungen über den magnetoresistiven Effekt geführt werden. Es stellte sich jedoch heraus, dass über das Silizium kein solcher Effekt zu beobachten ist. Deshalb wurde die obere Eisenschicht durch ein Fe/MgO/Fe-Tunnelsystem ersetzt, welches einen deutlichen MR-Effekt zeigt. Verändert sich nun die Kopplung des Fe/Si/Fe-Systems, d.h. verändert sich das Verhalten der mittleren Eisenschicht in Abhängigkeit vom Magnetfeld, so wäre dies durch eine Veränderung in der MR-Kurve des Fe/MgO/Fe-Systems zu erkennen.

Um das anvisierte System besser zu verstehen, wurden zunächst die beiden Tunnelsysteme einzeln hergestellt und charakterisiert. Wegen Problemen bei der Herstellung und der Strukturierung konnten nur wenige Kontakte des Fe/Si/Fe-System hergestellt und untersucht werden. Die wenigen Ergebnisse konnten durch meine Erfahrung mit diesem System ergänzt werden, so dass vor allem ein magnetoresistiver Effekt über dieses System ausgeschlossen werden konnte.

Das Fe/MgO/Fe-System habe ich für diese Arbeit erstmalig verwendet. Es zeigte sich, dass der Widerstand der Kontakte und die erzielten TMR-Werte einer recht großen Streuung unterlagen, insbesondere wenn man zwei verschiedene Proben betrachtet. Nicht bekannte Einflüsse bei der Herstellung können einen größeren Effekt haben als die Änderung der Zwischenschichtdicke um einige Ångström. Bei den Kontakten, die gemessen werden konnten, liegen die TMR-Werte zwischen einem und 60 % und der Flächenwiderstand zwischen 100 und $10^6 \Omega \mu\text{m}^2$. Der TMR-Effekt ist somit leicht messbar, was die Voraussetzung für das folgende System war.

Das Ziel dieser Arbeit, die Herstellung und Vermessung einer Probe mit zwei Barrieren aus Silizium und MgO, ist mir gelungen. Die Transportmessungen zeigen, dass das Doppelbarrierensystem recht instabil ist: Bei fast allen Kontakten sank der Widerstand im Verlauf der Messungen, häufig um mehrere Größenordnungen, auch wenn keine kritische Stromstärke bzw. kritische Spannung angelegt wurde. Erstaunlicherweise stieg der TMR-Wert der Kontakte dabei an, und zwar um ca. einen Faktor 8. Die Instabilität kommt wohl vom MgO-System, denn schon bei den MgO-Proben tauchte dieser Effekt auf, wenn auch nicht durchgängig.

Trotz dieser Instabilitäten gelang es, mehrere Serien von TMR-Kurven als Funktion der Spannung aufzunehmen. Es lässt sich jedoch kein Effekt fest-

stellen; trotz eines breiten Spannungsspektrums lassen sich die normierten Kurven exakt übereinander legen. Der Grund hierfür liegt offenbar am asymmetrischen Spannungsabfall über die Barrieren: Der Widerstand des MgO-Systems ist relativ zum Si-System viel zu groß, so dass kaum Spannung über das Silizium abfällt und somit auch kein Einfluss der Spannung auf die Kopplung beobachtet werden kann. Für angepasste Proben, anhand derer diese Aussage verifiziert werden könnte, fehlte die Zeit.

Es bleibt also eine Aufgabe für die Zukunft, neue Proben mit verändertem Widerstandsverhältnis zu Gunsten des Siliziums herzustellen, d.h. eine dickere Siliziumschicht – die Kopplung ist immer noch hoch, man hat also noch genügend Spielraum, bis sie verschwindend gering wird – und, wenn es die Schichtqualität zulässt, eine etwas dünnere MgO-Barriere.

Mehr Kontrolle über das System würde man natürlich erhalten, wenn zu den zwei Abgriffen unten und oben noch ein dritter an die mittlere Eisenschicht hinzukommen würde. Mit diesem Drei-Tor-Bauelement könnte man die Spannungen an den beiden Barrieren unabhängig voneinander anlegen. Bei funktionierender spannungskontrollierter Kopplung entspricht dieser Aufbau dem stromverstärkenden Bauelement aus Kap. 3, Abb. 10.

Literatur

- [1] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH und W. ZINN, Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures With Antiferromagnetic Interlayer Exchange, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [2] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH und J. CHAZELAS, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [3] M. JULLIÈRE, Tunneling Between Ferromagnetic Films, *Phys. Lett.* **54** (3), 225 (1975).
- [4] T. MIYAZAKI und N. TEZUKA, Giant Magnetic Tunnel Effect in Fe/Al₂O₃/Fe Junction, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
- [5] J. S. MOODERA, L. R. KINDER, T. M. WONG und R. MESERVEY, Large Magnetoresistance At Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [6] J. C. SLONCZEWSKI, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**, L1 (1996).
- [7] L. BERGER, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [8] J. A. KATINE, F. J. ALBERT, R. A. BUHRMAN, E. B. MYERS und D. C. RALPH, Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co /Cu /Co Pillars, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [9] R. R. GAREEV, D. E. BÜRGLE, M. BUCHMEIER, R. SCHREIBER und P. GRÜNBERG, Very Strong Interlayer Exchange Coupling in Epitaxial Fe/Fe_{1-x}Si_x/Fe Trilayers ($x = 0.4 - 1.0$), *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **240**, 235 (2002).
- [10] P. GRÜNBERG, R. SCHREIBER, Y. PANG, M. B. BRODSKY und H. SOWERS, Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers Across Cr Interlayers, *Phys. Rev. Lett.* **57** (19), 2442 (1986).
- [11] S. S. P. PARKIN, N. MORE und K. P. ROCHE, Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).

LITERATUR

- [12] D. E. BÜRGLER, P. GRÜNBERG, S. O. DEMOKRITOV und M. T. JOHNSON, Handbook of Magnetic Materials, Band 13, Kapitel Interlayer Exchange Coupling In Layered Magnetic Structures (Elsevier Science B.V., 2001).
- [13] P. BRUNO, Theory of Interlayer Magnetic Coupling, Phys. Rev. B **52**, 411 (1995).
- [14] J. FAURE-VINCENT, C. TIUSAN, C. BELLOUARD, E. POPOVA, M. HEHN, F. MONTAIGNE und A. SCHUHL, Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling, Phys. Rev. Lett. **89**, 107.206 (2002).
- [15] R. R. GAREEV, L. L. POHLMANN, S. STEIN, D. E. BÜRGLER und P. A. GRÜNBERG, Tunneling in epitaxial Fe/Si/Fe structures with strong anti-ferromagnetic interlayer coupling, Journal of Applied Physics **93** (10), 8038 (2003).
- [16] M. Y. ZHURAVLEV, E. Y. TSYMBAL und A. V. VEDYAYEV, Impurity-Assisted Interlayer Exchange Coupling across a Tunnel Barrier, Phys. Rev. Lett. **94**, 026.806 (2005).
- [17] F. SCHWABL, Quantenmechanik (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990), 2 Auflage.
- [18] A. SOMMERFELD und H. BETHE, Handbuch der Physik, Band 24, 450 (Julius Springer-Verlag, Berlin, 1933).
- [19] R. HOLM, Electric Tunnel Effect across Thin Insulator Films in Contacts, The, J. Appl. Phys. **22**, 569 (1950).
- [20] J. G. SIMMONS, Generalized Formula For the Electric Tunnel Effect Between Similar Electrodes Separated By a Thin Insulating Film, J. Appl. Phys. **34** (6), 1793 (1963).
- [21] J. G. SIMMONS, Electric Tunnel Effect Between Dissimilar Electrodes Separated By a Thin Insulating Film, J. Appl. Phys. **34** (9), 2581 (1963).
- [22] W. F. BRINKMAN, R. C. DYNES und J. M. ROWELL, Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers, J. Appl. Phys. **41**, 1915 (1970).
- [23] Y. XU, D. EPHRON und M. R. BEASLEY, Directed inelastic hopping of electrons through metal-insulator-metal tunnel junctions, Phys. Rev. B **52**, 2843 (1995).

-
- [24] J. M. MACLAREN, X. G. ZHANG, W. H. BUTLER und X. WANG, Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection: Application to spin-dependent tunneling, *Phys. Rev. B* **59**, 5470 (1999).
- [25] P. MAVROPOULOS, Spin Dependent Transport Processes, in S. BLÜGEL, T. BRÜCKEL und C. M. SCHNEIDER (Herausgeber), *Magnetism goes Nano*, Band 26 (36. IFF-Ferienkurs des Forschungszentrums Jülich) von Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material, Matter and Materials (Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, 2005).
- [26] P. MAVROPOULOS, N. PAPANIKOLAOU und P. H. DEDERICH, Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet/Insulator/Ferromagnet Junctions, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1088 (2000).
- [27] J. M. DE TERESA, A. BARTHÉLÉMY, A. FERT, J. P. CONTOUR, F. MONTAIGNE und P. SENEOR, Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions, *Science* **286** (5439), 507 (1999).
- [28] W. H. BUTLER, X. G. ZHANG, T. C. SCHULTHESS und J. M. MACLAREN, Spin-Dependent Tunneling Conductance of Fe|MgO|Fe Sandwiches, *Physical Review B (Condensed Matter)* **63**, 054.416/1 (2001).
- [29] D. E. BÜRGLE, E 5: Spin-Transport in Layered Systems, in S. BLÜGEL, T. BRÜCKEL und C. M. SCHNEIDER (Herausgeber), *Magnetism goes Nano*, Band 26 (36. IFF-Ferienkurs des Forschungszentrums Jülich) von Schriften des Forschungszentrums Jülich Materie und Material, Matter and Materials (Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, 2005).
- [30] M. BOWEN, V. CROS, F. PETROFF, A. FERT, C. M. BOUBETA, J. L. COSTA KRAMER, J. V. ANGUITA, A. CEBOLLADA, F. BRIONES, J. M. DE TERESA, L. MORELLON, M. R. IBARRA, F. GUELL, F. PEIRO und A. CORNET, Large Magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) Epitaxial Tunnel Junctions On GaAs(001), *Applied Physics Letters* **79**, 1655 (2001).
- [31] J. FAURE-VINCENT, C. TIUSAN, E. JOUGUELET, F. CANET, M. SAJJEDDINE, C. BELLOUARD, E. POPOVA, M. HEHN, F. MONTAIGNE und A. SCHUHL, High Tunnel Magnetoresistance in Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions, *Applied Physics Letters* **82**, 4507 (2003).
- [32] S. YUASA, T. NAGAHAMA, A. FUKUSHIMA, Y. SUZUKI und K. ANDO, Giant Room-Temperature Magnetoresistance in Single-Crystal Fe/MgO/Fe Magnetic Tunnel Junctions, *Nature Materials* **3**, 868 – 871 (2004).

- [33] S. S. P. PARKIN, C. KAISER, A. PANCHULA, P. M. RICE, B. HUGHES, M. SAMANT und S.-H. YANG, Giant Tunnelling Magnetoresistance At Room Temperature With MgO (100) Tunnel Barriers, *Nature Materials* **3**, 862 – 867 (2004).
- [34] D. D. DJAYAPRAWIRA, K. TSUNEKAWA, M. NAGAI, H. MAEHARA, S. YAMAGATA, N. WATANABE, S. YUASA, Y. SUZUKI und K. ANDO, 230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions, *Applied Physics Letters* **86**, 92.502–1–3 (2005).
- [35] C. Y. YOU und S. D. BADER, Prediction of Switching/rotation of the Magnetization Direction With Applied Voltage in a Controllable Interlayer Exchange Coupled System, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **195**, 488 (1999).
- [36] D. E. BÜRGLER, C. M. SCHMIDT, J. A. WOLF, T. M. SCHAUB und H. J. GÜNTHERODT, Ag films on Fe/GaAs(001): from clean surfaces to atomic Ga structures, *Surface Science* **366**, 295 (1996).
- [37] J. LÖSCH, P. LEINENBACH, U. MEMMERT und U. HARTMANN, Morphology of Ag(100) thin films on Fe/GaAs(100) substrates: the influence of film thickness and annealing processes studied by scanning tunneling microscopy, *Applied Physics A* **66**, S1133 (1998).
- [38] D. E. BÜRGLER, C. M. SCHMIDT, D. M. SCHALLER, F. MEISINGER, R. HOFER und H. J. GÜNTHERODT, Optimized epitaxial growth of Fe on Ag(001), *Physical Review B (Condensed Matter)* **56**, 4149 (1997).
- [39] R. VOLLMER, *Magnetische Schichtsysteme*, Kapitel C7 (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999).
- [40] P. S. BECHTHOLD, *Magnetische Schichtsysteme*, Kapitel C8 (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999).
- [41] L. L. POHLMANN, *Magnetische Zwischenschichtkopplung und Transporteigenschaften in Fe/Si/Fe-Schichtsystemen mit halbleitenden Zwischenschichten*, Diplomarbeit, Universität zu Köln (2002).
- [42] J. J. ÅKERMANN, R. ESCUDERO, C. LEIGHTON, S. KIM, D. A. RABSON, R. W. DAVE, J. M. SLAUGHTER und I. K. SCHULLER, Criteria For Ferromagnetic-Insulator-Ferromagnetic Tunneling, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 86 (2002).

- [43] D. E. BÜRGLER, R. R. GAREEV, L. L. POHLMANN, H. BRAAK, M. BUCHMEIER, M. LUYSBERG, R. SCHREIBER und P. A. GRÜNBERG, Interlayer Exchange Coupling across Epitaxial Si Spacers, *Molecular Physics Reports* **40**, 13 (2004).
- [44] M. BUCHMEIER, Simulationsprogramm für magnetische Messungen, Computerprogramm (2005).
- [45] D. A. RABSON, B. J. JÖNSSON ÅKERMAN, A. H. ROMERO, R. ESCUDERO, C. LEIGHTON, S. KIM und I. K. SCHULLER, Pinholes May Mimic Tunneling, *J. Appl. Phys.* **89**, 2786 (2001).
- [46] J. L. VASSENT, M. DYNNA und A. MARTY, A study of growth and the relaxation of elastic strain in MgO on Fe(001), *Journal of Applied Physics* **80**, 5727 (1996).
- [47] H. L. MEYERHEIM, R. POPESCU, N. JEDRECY, M. VEDPATHAK, M. SAUVAGE SIMKIN, R. PINCHAUX, B. HEINRICH und J. KIRSCHNER, Surface X-Ray Diffraction Analysis of the MgO/Fe(001) Interface: Evidence For an FeO Layer, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **65**, 144.433–1 (2002).

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. Peter Grünberg betreut worden.

Teilpublikationen

– keine –

Jülich,

(Lars Pohlmann)

Danksagungen

Mein Dank geht an alle, die unmittelbar oder mittelbar zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. Peter Grünberg für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe;

Herrn Dr. habil. Daniel Bürgler für die Betreuung dieser Arbeit, für viele Tipps und Hilfen bei der täglichen Forschung und beim Erstellen dieser Arbeit;

Herrn Prof. Dr. Liu Hao Tjeng vom II. physikalischen Institut der Universität zu Köln für die Übernahme des Zweitgutachtens;

Herrn Prof. Dr. Gert Eilenberger für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission;

Herrn Prof. Dr. C.M. Schneider für die Möglichkeit, meine Arbeit an seinem Institut durchzuführen;

Herrn Reinert Schreiber und Herrn Franz-Josef Köhne für die funktionierenden Anlagen;

den übrigen Mitglieder und Ex-Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Grünberg“ für die angenehme Arbeitsatmosphäre und viele Hilfen: Dr. Thorsten Damm, Dr. Henning Dassow, Dr. Michael Breidbach, Dr. Matthias Buchmeier, Dr. Diana Rata, Heiko Braak und Ronald Lehndorff;

Martin Weides vom Institut für elektronische Materialien für die funktionierende Sputteranlage;

meinen Eltern für alles;

meiner Freundin Simone für ihre Geduld und Unterstützung während der Endphase und das Korrekturlesen der Arbeit.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4204
Januar 2006
ISSN 0944-2952