

TMR- und TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Jürgen Moser
aus
Simbach

Mai 2007

Promotionsgesuch eingereicht am: 18.05.2007
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss
Datum des Promotionskolloquiums: 03.07.2007

Prüfungsausschuss:

Vorsitzende: Prof. Dr. Milena Grifoni
Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss
Zweitgutachter: Prof. Dr. Sergey Ganichev
Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Jascha Repp

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Tunnelkontakte	5
1.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik	5
1.1.2 Spinabhängiges Tunneln	9
1.1.3 Das Jullière-Modell	12
1.1.4 Temperaturabhängigkeit des TMR	14
1.2 Spinabhängiges Tunneln in epitaktischen Strukturen	15
1.2.1 Einfluss der Grenzfläche	18
1.2.2 Spannungsabhängigkeit des TMR	19
1.3 AMR- und TAMR-Effekt	21
1.3.1 AMR-Effekt	22
1.3.2 TAMR-Effekt	23
1.4 Fe auf GaAs: Epitaxie und magnetische Eigenschaften	29
1.4.1 Die GaAs (001)-Oberfläche	29
1.4.2 Epitaxie von Fe auf GaAs	31
1.4.3 Magnetismus von Fe auf GaAs	33

2 Probenpräparation und Messtechnik	37
2.1 Probenpräparation mit der EBASE-Technik	37
2.1.1 Variation der Grenzfläche	41
2.2 Oberflächen-Charakterisierung mit RHEED	44
2.3 Messtechnik	46
3 Messergebnisse und Diskussion	49
3.1 Vorarbeiten	49
3.2 Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit unterschiedlichen Grenzflächen . . .	52
3.2.1 Magnetische Tunnelkontakte mit H ⁺ -Plasma-Vorbehandlung .	53
3.2.2 Strom-Spannungs-Charakteristik	56
3.2.3 Spannungsabhängigkeit des TMR	62
3.2.4 Temperaturabhängigkeit des TMR	65
3.3 Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit einer epitaktischen Fe-Schicht . .	69
3.3.1 Spannungsabhängigkeit des TMR	72
3.3.2 Temperaturabhängigkeit des TMR	78
3.3.3 Richtungsabhängige Messungen des TMR	79
3.4 Messungen zum TAMR-Effekt	82
3.4.1 Strom-Spannungs-Charakteristik von Fe/GaAs/Au-Proben .	82
3.4.2 Magnetfeldsweeps in unterschiedliche Richtungen	85
3.4.3 TAMR-Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben	89
3.4.4 TAMR-Messungen an Fe/GaAs/Fe-Proben	99
Zusammenfassung und Ausblick	103
A Prozessierung der Tunnelkontakte	107
B Berechnung der Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms	115
Literaturverzeichnis	117

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

Symbole

A	Anpassparameter oder Konstante
A_0	$2\beta\sqrt{2m}/\hbar$
a	Gitterkonstante
α	materialabhängige Konstante im Blochschen $T^{3/2}$ -Gesetz auch Bychkov-Rashba- bzw. Rashba-Parameter
$\tilde{\alpha}$	effektiver Rashba-Parameter
B	Magnetfeld auch Anpassparameter oder Konstante
β	Korrekturfaktor
C	Konstante
d	Dicke der Tunnelbarriere
D	Zustandsdichte
$D(E_F)$	Zustandsdichte bei der Fermi-Energie
$D_{i,j}, i = l, r, j = \uparrow, \downarrow$	spinaufgespaltene Zustandsdichte für die linke (rechte) Elektrode
D_n	Zustandsdichte im normalleitenden Zustand
D_s	Zustandsdichte im supraleitenden Zustand
Δ	Energielücke im supraleitenden Zustand auch Richtung im k -Raum
$\Delta_{i,i=1,2,2',5}$	Bezeichnung für Bänder in GaAs und Fe
$\Delta_{i\uparrow}, \Delta_{i\downarrow, i=1,2,2',5}$	Bezeichnung für Bänder in Fe
$\Delta\phi$	Differenz der linken und rechten Potentialhöhe einer trapezförmigen Barriere
e	Elementarladung

E	Energie
E_g	Bandlücke von GaAs
E_F, E_f	Fermi-Energie
E_z	Energie in z-Richtung
$f(E)$	Fermi-Dirac-Verteilung
ϕ_0	Potentialhöhe über E_F einer rechteckigen Barriere
$\bar{\phi}$	mittlere Potentialhöhe über E_F
G	Leitfähigkeit
G_{el}	Leitfähigkeit des elastischen spinerhaltenden Kanals
G_{SI}	Leitfähigkeit des inelastischen Kanals
$G_{ap,p}$	Leitfähigkeit bei antiparalleler (paralleler) Magnetisierungsausrichtung
$G_{\uparrow\uparrow,\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}$	Leitfähigkeit in den jeweiligen Spinkanälen
\hat{g}	Ableitung vom Logarithmus der Leitfähigkeit
γ	Dresselhaus-Parameter
$\tilde{\gamma}$	effektiver Dresselhaus-Parameter
h	$= \hbar \cdot 2\pi$
\hbar	Planksches Wirkungsquantum
H	Hamilton-Operator
I	Strom
J	Tunnelstrom
j	Stromdichte
k	Wellenvektor
$k_{\uparrow,\downarrow}; k_{\sigma,-\sigma}$	Wellenvektor für Majoritäts- bzw. Minoritätselektronen bei der Fermi-Energie
k_{\parallel}	Komponente des Wellenvektors parallel zur Tunnelbarriere
k_B	Boltzmann-Konstante
K_1, K_2	Anisotropiekonstanten
K_u	uniaxiale Anisotropiekonstante
k_{max}	$\sqrt{(2m/\hbar^2)E_F}$
k_{min}	$\sqrt{(2m/\hbar^2)(E_F - eU)}$
k_z	z-Komponente des Wellenvektors
κ	Dämpfungskonstante
κ_{σ}	Wellenvektor
m	Elektronenmasse
m_0	Masse eines freien Elektrons
m_{eff}, m_c	effektive Masse eines Elektrons

M	Tunnelmatrixelement auch Magnetisierung
μ	magnetisches Moment des Elektrons
μ_B	Bohrsches Magneton
P	Spinpolarisation
P_0	Spinpolarisation bei 0 K
$P_{l,r}$	Spinpolarisation der linken (rechten) Elektrode
P_T	Spinpolarisation des Tunnelstroms
p	Impuls
Ψ_l, Ψ_r	Elektronen-Wellenfunktion in der linken bzw. rechten Elektrode
$\Psi(z)$	Elektronen-Wellenfunktion
q	Realteil eines komplexen Wellenvektors
R	Tunnelwiderstand auch Anpassparameter
$R_{ap,p}$	Tunnelwiderstand bei antiparalleler (paralleler) Magnetisierungsausrichtung
R_\perp	Widerstand in senkrechter Magnetisierungskonfiguration
R_V	Vorwiderstand
r	Anpassparameter einer reflektierten Welle
ρ	spezifischer Widerstand
σ	Vektor mit Pauli-Spin-Matrizen als Komponenten
σ_i	Peakhöhen in der Leitfähigkeitsmessung nach Tedrow und Meservey auch Pauli-Spin-Matrizen
T	Temperatur auch Anpassparameter und Transmission
$T_\sigma(E, k_\parallel)$	vom Spin, Energie und k_\parallel abhängige Transmission
T_C	Curietemperatur
t	Anpassparameter einer transmittierten Welle
U	Spannung
V_0	Höhe der Potentialbarriere
V_z	Potentialverlauf
$w(k_\parallel)$	mittleres, effektives Magnetfeld
χ_σ	Spinor im Eisen
Z	Kernladungszahl
z	Ortskoordinate
ζ_i	Spinor in GaAs

Abkürzungen

AMR	anisotroper Magnetowiderstand
BIA	Bulk Inversion Asymmetry
DOS	Zustandsdichte (engl.: density of states)
EBASE	epoxy bond and stop etch
FM	Ferromagnet
FNT	Fowler-Nordheim-Tunneln
GMR	Riesenmagnetowiderstand (engl.: giant magnetoresistance)
HL	Halbleiter
hy	Grenzfläche mit Wasserstoffplasma-Vorbehandlung
id	ideale Grenzfläche
LDOS	lokale Zustandsdichte
MIGS	metal induced gap states
MIM	Metall-Isolator-Metall
ML	Monolage
ox	Grenzfläche mit natürlicher Oxidschicht
RT	Raumtemperatur
SIA	Structure Inversion Asymmetry
SOI	Spin-Bahn-Wechselwirkung (engl.: spin orbit interaction)
SQUID	Superconducting quantum interference device
TAMR	anisotroper Tunnelmagnetowiderstand (engl.: tunneling anisotropic magnetoresistance)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TMR	Tunnelmagnetowiderstand (engl.: tunneling magnetoresistance)
VTI	variable temperature insert
ZBA	Nullpunktsanomalie (engl.: zero bias anomaly)

Einleitung

Die Spintronik ist ein Forschungsgebiet, das versucht neben der Ladung auch den Spin von Elektronen als zusätzlichen Freiheitsgrad zur Speicherung und Verarbeitung von Informationen zu nutzen. Ein Beispiel für die erfolgreiche Umsetzung des Konzepts findet man in Leseköpfen von Festplatten. Dabei wird der 1988 gleichzeitig von P. Grünberg [1] und A. Fert [2] entdeckte Riesenmagnetowiderstands-Effekt (*Giant Magneto Resistance, GMR*) verwendet. Der Effekt kann bei ferromagnetischen Schichten auftreten, die durch eine dünne, nicht-magnetische Metallschicht voneinander getrennt sind. Aufgrund spinabhängiger Streuung ergibt sich für das Schichtsystem ein minimaler Widerstand, wenn die beiden ferromagnetischen Schichten parallel zueinander orientiert sind. Bei antiparalleler Magnetisierung dagegen erhält man einen maximalen Widerstand. In Bauteilen wird üblicherweise eine Anordnung verwendet, in der der Strom parallel zur Schichtebene fließt (*current in plane, CIP-Konfiguration*) und in der die Widerstandsänderung in etwa 5-10% beträgt [3]. Aufgrund der immer höheren Speicherdichten und der damit verbundenen Miniaturisierung der magnetischen Speicherelemente ist jedoch eine Anordnung zweckmäßiger, bei der der Strom senkrecht zur Schichtebene orientiert ist (*current perpendicular to plane, CPP-Konfiguration*) [4]. Um in dieser Konfiguration eine möglichst hohe Empfindlichkeit bzw. eine möglichst hohe Widerstandsänderung bei Raumtemperatur zu erzielen, kann die leitende Zwischenschicht durch eine Tunnelbarriere ersetzt werden. Anstelle des GMR-Effekts tritt der TMR-Effekt (*Tunneling Magneto Resistance*) in Erscheinung, mit dem sich ein Großteil dieser Arbeit beschäftigt. Der erste experimentelle Nachweis des Effekts gelang Jullière 1975, mit dessen Modell sich aus der Größe des Effekts die Spinpolarisation berechnen lässt [5].

Um den Spin als zusätzlichen Freiheitsgrad nutzen zu können ist eine Quelle spinpolarisierter Elektronen nötig, die einen möglichst großen Überschuss an Elektronen einer Spinsorte liefert. Dafür bieten sich z.B. Heusler-Legierungen an, von denen einige *halb-metallischen* Charakter zeigen, d.h. die Elektronen an der Fermi-Energie besitzen theoretisch eine 100%ige Spinpolarisation. Mit der Heusler-Legierung

$\text{Co}_2\text{FeAl}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$ konnte ein TMR-Effekt von ca. 175% bei RT nachgewiesen werden [6]. Aber auch die konventionellen Ferromagneten Eisen, Kobalt und Nickel stellen Quellen spinpolarisierter Elektronen dar, da aufgrund ihrer spontanen Magnetisierung die Spins der Leitungselektronen bevorzugt parallel zueinander ausgerichtet sind. Während für diese Materialen und deren Legierungen bei Tunnelexperimenten mit einer amorphen Al_2O_3 -Barriere eine Spinpolarisation von maximal 55% nachgewiesen werden konnte [7], kann diese theoretisch durch eine geeignete Kombination eines epitaktischen Ferromagnet/Halbleiter-Systems deutlich gesteigert werden. Verantwortlich dafür sind Bandstruktureffekte, die dazu führen können, dass im wesentlichen nur Elektronen einer Spinsorte tunneln. Für das epitaktische Fe/MgO-System wurde eine hohe Spinpolarisation und damit ein sehr großer TMR-Effekt vorausgesagt, der letztendlich durch eine Optimierung der Wachstumsbedingungen mit einem TMR-Effekt von ca. 180% bei Raumtemperatur auch experimentell nachgewiesen werden konnte [8].

Theoretisch erwartet man auch für das epitaktische Fe/GaAs-System sehr große TMR-Effekte bzw. eine sehr hohe Spinpolarisation der in das GaAs injizierten Elektronen [9, 10]. Für dieses System konnte bislang eine Spinpolarisation von 6% bei Raumtemperatur [11] und 32% bei 4,2 K mit Spin-LEDs nachgewiesen werden [12]. Aufgrund der Injektion spinpolarisierter Elektronen über eine Schottky-Barriere in Sperrichtung ist bei diesen Experimenten der Spannungsbereich, in dem gemessen werden kann, deutlich eingeschränkt. Auch gestaltet die spannungs- und temperaturabhängige Spin-Relaxation die Messungen und deren Auswertung bei Spin-LED-Strukturen schwierig. Bei Tunnelexperimenten dagegen ist der Spannungsbereich nur durch die Durchbruchsspannung der Probe begrenzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht die Fe/GaAs-Grenzfläche der Tunnelstrukturen zu optimieren. Die Herausforderung bestand darin, die aufgrund der Probenpräparation entstehende natürliche Oxidschicht an der GaAs-Grenzfläche zu reduzieren und dadurch den Transport spinpolarisierter Elektronen über die Fe/GaAs Grenzfläche zu optimieren. Voraussetzung für das Auftreten von Bandstruktureffekten ist ein epitaktisches System. Im Rahmen dieser Arbeit gelang es erstmals eine epitaktische Eisen-Schicht auf einer GaAs-Tunnelbarriere zu realisieren und an diesem System einen TAMR-Effekt (*Tunneling Anisotropic Magneto Resistance*) zu messen. Dieser Effekt tritt auch an Tunnelstrukturen mit nur einem ferromagnetischen Kontakt auf. Dabei hängt der Widerstand des Tunnelelementes von der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten ab.

In der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 1 die Grundlagen des spinabhängigen Tunnelns behandelt. Dabei werden die Schwerpunkte auf das spinabhängige Tun-

neln in epitaktischen Strukturen und auf die Theorie zum TAMR-Effekt gelegt. Im zweiten Kapitel wird die Probenpräparation und die verwendete Messtechnik beschrieben. Der erste Abschnitt in Kapitel 3 fasst kurz die wichtigsten Ergebnisse von anderen Arbeiten zum Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren zusammen. Anschließend werden Messungen an magnetischen Tunnelkontakte mit unterschiedlichen Grenzflächen vorgestellt. Es wird gezeigt, dass eine Vorbehandlung der Oberfläche der GaAs-Barriere mit Wasserstoffplasma bei geeigneten Parametern zu höheren TMR-Werten führt. Insbesondere wird dabei die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts analysiert. Der größte Teil des Kapitels beschäftigt sich mit Messungen an Tunnelstrukturen mit einem epitaktischen Fe-Kontakt und deren Interpretation. Dabei wird detailliert auf den bei diesen Proben auftretenden spannungsabhängigen Vorzeichenwechsel des TMR-Effekts eingegangen. Der letzten Abschnitt des Kapitels widmet sich den TAMR-Messungen. Dabei wird ausführlich seine Spannungsabhängigkeit diskutiert und ein allgemeines Modell zum TAMR-Effekt vorgestellt.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Tunnelkontakte

Der Tunneleffekt ist ein typisch quantenmechanisches Phänomen und tritt beispielsweise bei zwei Metallschichten auf, die durch eine isolierende Schicht voneinander getrennt sind. Dieses System stellt in der klassischen Mechanik für Elektronen eine unüberwindbare Barriere dar. Betrachtet man das Elektron aber quantenmechanisch als Welle, so kann die Wellenfunktion in die Barriere eindringen. Dort wird ihre Amplitude gedämpft und sie klingt exponentiell ab. Bei genügend dünnen Barrieren ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit jenseits der Barriere ungleich Null und das Elektron kann die Barriere mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durchdringen.

1.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Eine erste experimentelle Charakterisierung eines Metall/Isolator/Metall(MIM)-Kontakts erfolgt über die Strom-Spannungs-Charakteristik. Um den Tunnelstrom J zu berechnen gibt es zwei Ansätze, zum einen den Transfer-Hamiltonian-Ansatz und zum anderen die Berechnung mit Hilfe der Schrödingergleichung (siehe z.B. [13, 14]).

Ausgangspunkt ist eine eindimensionale, rechteckige Potentialbarriere der Höhe V_0 und der Breite d , durch die ein Elektron in z-Richtung elastisch tunneln, d.h. die Energie des Teilchens bleibt beim Tunnelprozess erhalten (Abb. 1.1 (a)). Die Wellenfunktion $\psi(z)$ eines Elektrons mit der Masse m und der Energie E_z lässt sich mit

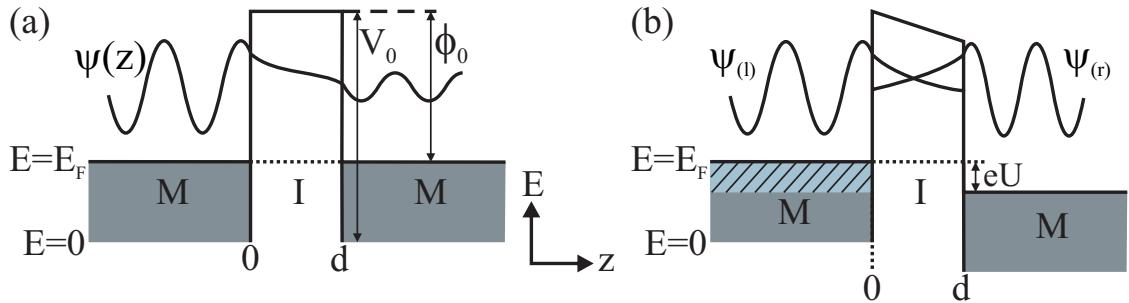


Abbildung 1.1: Elektronen-Wellenfunktionen einer MIM-Struktur mit einer Barrierenhöhe V_0 , einer Barrierenbreite d , ohne (a) und mit (b) angelegter positiver Spannung U an der rechten Elektrode. (a) Die durchgehende Elektronen-Wellenfunktion $\psi(z)$ durchtunnelt die Barriere, in der sie exponentiell gedämpft wird. (b) Die einfallenden Wellen $\psi_{(l)}$ und $\psi_{(r)}$ werden annähernd vollständig reflektiert und es entstehen stehende Wellen, die exponentiell in der Barriere abklingen. Solche Wellenfunktionen dienen als Grund- und Endzustand für den Transfer-Hamiltonian-Ansatz. Der schraffierte Bereich deutet den Energiebereich an, aus dem prinzipiell Elektronen tunneln können (nach [14]).

Hilfe der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung berechnen:

$$H\psi(z) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)\right)\psi(z) = E_z\psi(z). \quad (1.1)$$

Im Modell freier Elektronen, das für Metalle gut erfüllt ist, gilt $V(z) = 0$ im Metall und $V(z) = V_0$ in der Barriere. Um die Schrödingergleichung zu lösen, wird für die drei Bereiche folgende Wellenfunktion angesetzt:

$$\psi(z) = \begin{cases} e^{ik_z z} & + Re^{-ik_z z} & \text{für } z < 0 \\ Ae^{\kappa z} & + Be^{-\kappa z} & \text{für } 0 < z < d \\ Te^{ik_z z} & & \text{für } z > d \end{cases} \quad (1.2)$$

mit $k_z = \sqrt{(2m/\hbar^2)E_z}$ und der Dämpfungskonstanten $\kappa = \sqrt{(2m/\hbar^2)(V_0 - E_z)}$. Da es sich um eine endlich hohe Barriere handelt, müssen $\psi(z)$ und $\partial\psi(z)/\partial z$ stetig sein. Damit lassen sich die einzelnen Koeffizienten R für die reflektierte Welle, A , B und die Transmission T berechnen. Der Tunnelstrom J einer MIM-Struktur mit einer an der rechten Elektrode angelegten positiven Spannung U berechnet sich nach [15] zu:

$$J = \frac{e}{(2\pi)^3 \hbar} \sum_{\sigma=1,-1} \int dE \, d^2 k_{\parallel} \, T_{\sigma}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) [f(E) - f(E + eU)]. \quad (1.3)$$

Da nur von einem besetzten in einen freien Zustand getunnelt werden kann, fließt die jeweilige Fermi-Dirac-Verteilung f in die Rechnung mit ein. Dabei werden mit σ die unterschiedlichen Transmissionswahrscheinlichkeiten für Majoritätselektronen mit spin-up und für Minoritätselektronen mit spin-down berücksichtigt. Die Transmissionswahrscheinlichkeit hängt dabei sowohl von der Energie als auch vom \mathbf{k} -Vektor bzw. dessen Komponente parallel zur Barriere \mathbf{k}_{\parallel} des tunnelnden Elektrons ab. So haben Elektronen mit $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ maximale Energie in z-Richtung und damit eine größere Transmissionswahrscheinlichkeit als Elektronen gleicher Gesamtenergie und z.B. $k_z = 0$, die nur eine Geschwindigkeitskomponente parallel zur Barriere besitzen. Dies wird auch in Abb. 1.2 deutlich. Der dunkle Ring deutet dabei Zustände im \mathbf{k} -Raum an, aus denen prinzipiell getunnelt werden kann (schraffierter Bereich aus Abb. 1.1 (b)). Elektronen mit unterschiedlicher Gesamtenergie, aber gleicher Komponente E_z , können aufgrund unterschiedlicher \mathbf{k} -Vektoren verschiedene Transmissionswahrscheinlichkeiten besitzen (hellgrauer Bereich in Abb. 1.2 (a) und (b)).

Beim Transfer-Hamiltonian-Ansatz geht man dagegen davon aus, dass annähernd die gesamte einfallende Welle reflektiert wird. Somit kann $\Psi_{(l)}$ ebenso wie $\Psi_{(r)}$ als stehende Welle betrachtet werden (Abb. 1.1 (b)). Die Wellen sind dann Eigenfunktionen der Hamilton-Operatoren H_l und H_r . Die schwache Kopplung über die Barriere und damit der Tunneleffekt wird über den Transfer-Hamilton-Operator H^T vermittelt:

$$H = H_l + H_r + H^T. \quad (1.4)$$

Durch die Anwendung Fermi's Goldener Regel können letztendlich die Tunnelmatrixelemente M bestimmt werden. $|M|^2$ beschreibt die Tunnelwahrscheinlichkeit und nach [16] erhält man für den Tunnelstrom:

$$J \propto \int_{-\infty}^{\infty} |M|^2 D_l(E) D_r(E + eU) [f(E) - f(E + eU)] dE. \quad (1.5)$$

Dabei entsprechen D_l und D_r der jeweiligen Zustandsdichte der linken bzw. rechten Elektrode. Beide Ansätze führen nach Kane [17] zum gleichen Ergebnis.

Simmons [18] berechnet mit Hilfe der Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)-Näherung die Stromdichte für eine beliebig geformte Barriere. Hierfür führt er eine mittlere Barrierenhöhe $\bar{\phi}$ über dem Fermi-Niveau der linken Elektrode ein und erhält (bei der Temperatur $T = 0$):

$$j = \frac{e}{4\pi^2 \hbar (\beta d)^2} \left\{ \bar{\phi} \exp(-A_0 \bar{\phi}^{\frac{1}{2}} d) - (\bar{\phi} + eU) \exp(-A_0 (\bar{\phi} + eU)^{\frac{1}{2}} d) \right\}, \quad (1.6)$$

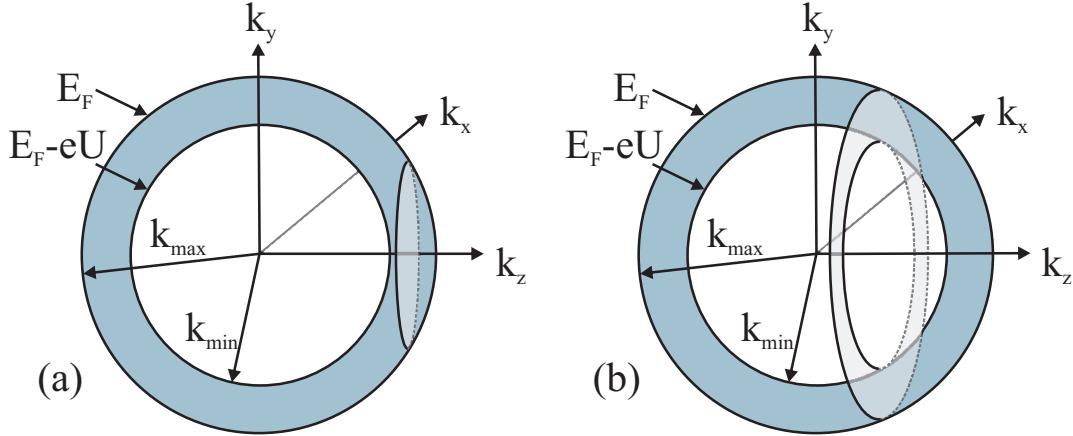


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Zustände der linken Elektrode im k -Raum, aus denen in einem mit eU vorgespannten Tunnelkontakt Elektronen von links nach rechts tunneln können. (a) Der hellgraue Kreis bzw. Ring (b) deutet Zustände mit unterschiedlichen \mathbf{k} -Vektoren, aber gleicher Energie E_z für $k_{\min} < k_z < k_{\max}$ und (b) für $k_z < k_{\min}$ an. Dabei ist $k_{\min} = \sqrt{(2m/\hbar^2)(E_F - eU)}$ und $k_{\max} = \sqrt{(2m/\hbar^2)E_F}$. E_F entspricht der Fermi-Energie (nach [15]).

mit $A_0 = 2\beta\sqrt{2m}/\hbar$, wobei $\beta(\bar{\phi}, \phi_0, d)$ als Korrekturfaktor bei der Bildung der mittleren Barriereförde eingeführt wird. Betrachtet man eine rechteckige Barriere so ist $\bar{\phi} = \phi_0$. Nähert man die Formel für verschiedene Spannungsbereiche, so ergibt sich für kleine Spannungen eine lineare Abhängigkeit des Tunnelstroms von der angelegten Spannung:

$$j(U) = \frac{e^2\sqrt{2m\phi_0}}{4\pi^2\hbar^2d} \cdot U \exp\left(-2d\sqrt{2m\phi_0}/\hbar\right). \quad (1.7)$$

Im Bereich mittlerer Spannungen erwartet man eine parabolische Abhängigkeit der differentiellen Leitfähigkeit $G = dI/dU$ von der angelegten Spannung [15]:

$$G = A(\phi_0, d) \cdot U^2 + C(\phi_0, d). \quad (1.8)$$

Für Spannungen größer als die Barriereförde kommt man in den Bereich des Fowler-Nordheim-Tunnelns (FNT). In diesem Spannungsbereich nimmt die effektive Barriereförde ab, und es kommt zu einem verstärkten Anstieg des Tunnelstroms (siehe Abb. 1.3).

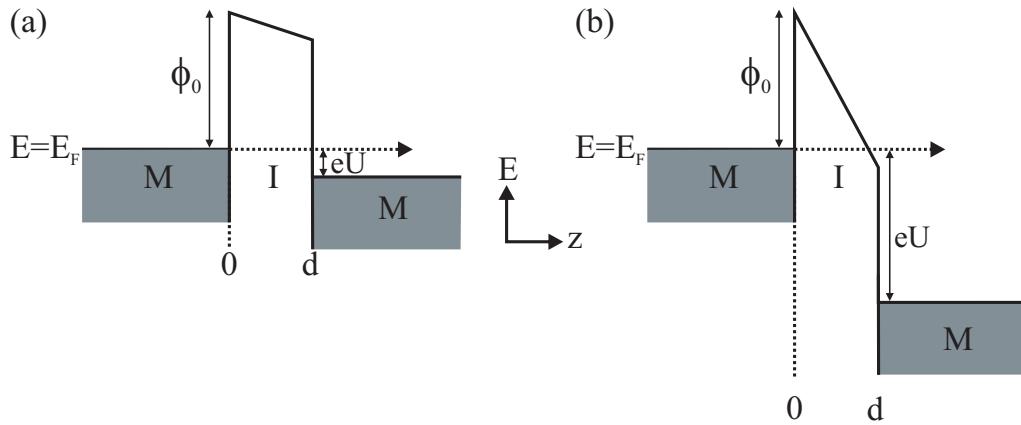


Abbildung 1.3: *Anschauliches Bild für das Fowler-Nordheim-Tunneln (FNT). (a) Tunnelkontakt mit einer angelegten Spannung $U < \phi_0/e$. (b) Das Anlegen einer Spannung $U > \phi_0/e$ führt zu einer Reduktion der effektiven Barrierendicke und damit zum FNT.*

Mit Hilfe des Brinkman-Modells [19] lässt sich der Tunnelstrom für trapezförmige Barrieren berechnen. Eine solche Barrierenform kann z.B. auftreten, falls die beiden Elektroden aus Metallen mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten bestehen. Die Differenz der Barrierenhöhe der linken und der rechten Seite des Tunnelkontakte wird dabei mit $\Delta\phi$ bezeichnet. Die Leitfähigkeit kann in diesem Modell als Polynom zweiter Ordnung geschrieben werden, wobei die drei konstanten Vorfaktoren A, B und C eine Funktion der Barrierenparameter sind [20]. Näherungsweise ergibt sich für G im Bereich kleiner Spannungen:

$$G = A(\bar{\phi}, d) \cdot U^2 + B(\bar{\phi}, \Delta\phi, d) \cdot U + C(\bar{\phi}, d) . \quad (1.9)$$

Damit erwartet man ebenfalls näherungsweise einen parabelförmigen Zusammenhang. Das Minimum der Parabel tritt dann allerdings nicht mehr bei $U = 0$, sondern bei einer endlichen Spannung auf. Bandstruktureffekte (siehe Kapitel 1.2) bleiben in den bisher vorgestellten Modellen völlig unberücksichtigt. Diese spielen aber vor allem beim spinabhängigen Tunneln in epitaktischen Strukturen eine wichtige Rolle.

1.1.2 Spinabhängiges Tunneln

Erste Experimente zum spinabhängigen Tunneln wurden 1970 von Merservey und Tedrow mit der nach ihnen benannten Methode durchgeführt, die ausführlich in

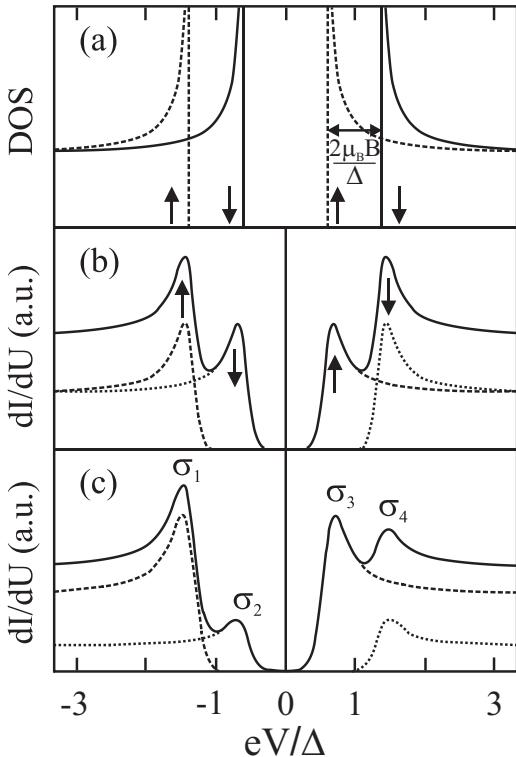


Abbildung 1.4: Tunneln zwischen einem supraleitendem und einem normalleitendem Metall in einem äußeren Magnetfeld: (a) Zeeman-Aufspaltung der supraleitenden Zustandsdichte. (b) Spin- \uparrow -Leitfähigkeit (gestrichelt), Spin- \downarrow -Leitfähigkeit (gepunktet) und Gesamt-Leitfähigkeit (durchgezogen) für ein nichtmagnetisches Metall und (c) für ein ferromagnetisches Metall (nach [21]).

[21] beschrieben ist. Dabei tunnen Elektronen von einem ferromagnetischen Kontakt in einen Supraleiter mit der Energielücke Δ . Beim Anlegen eines Magnetfelds (unterhalb der für den Supraleiter kritischen Feldstärke) kommt es zur Zeemann-Aufspaltung der Zustandsdichte des Supraleiters um $\pm\mu_BB$ (Abb. 1.4 (a)), die sich auf die Tunnelleitfähigkeit dI/dU auswirkt. Bleibt der Spin beim Tunnelprozess erhalten, so führen die unterschiedlichen Leitfähigkeiten der beiden Spinkanäle für Spin-up und Spin-down zu einer asymmetrischen Gesamt-Leitfähigkeit des Tunnelkontakte (Abb. 1.4 (c)). Aufgrund der Proportionalität der Leitfähigkeit zur spin-abhängigen Zustandsdichte beim Tunneln zwischen normalleitendem und supraleitendem Metall [22] definieren Merservey und Tedrow die Spinpolarisation über die spinaufgespaltene Zustandsdichte, die in Abb. 1.5 für verschiedene Materialen dargestellt ist. Damit lässt sich die Polarisation P direkt aus der Höhe der gemessenen Peaks bestimmen und man erhält:

$$P \equiv \frac{D_{\uparrow}(E_F) - D_{\downarrow}(E_F)}{D_{\uparrow}(E_F) + D_{\downarrow}(E_F)} = \frac{(\sigma_4 - \sigma_2) - (\sigma_1 - \sigma_3)}{(\sigma_4 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)}. \quad (1.10)$$

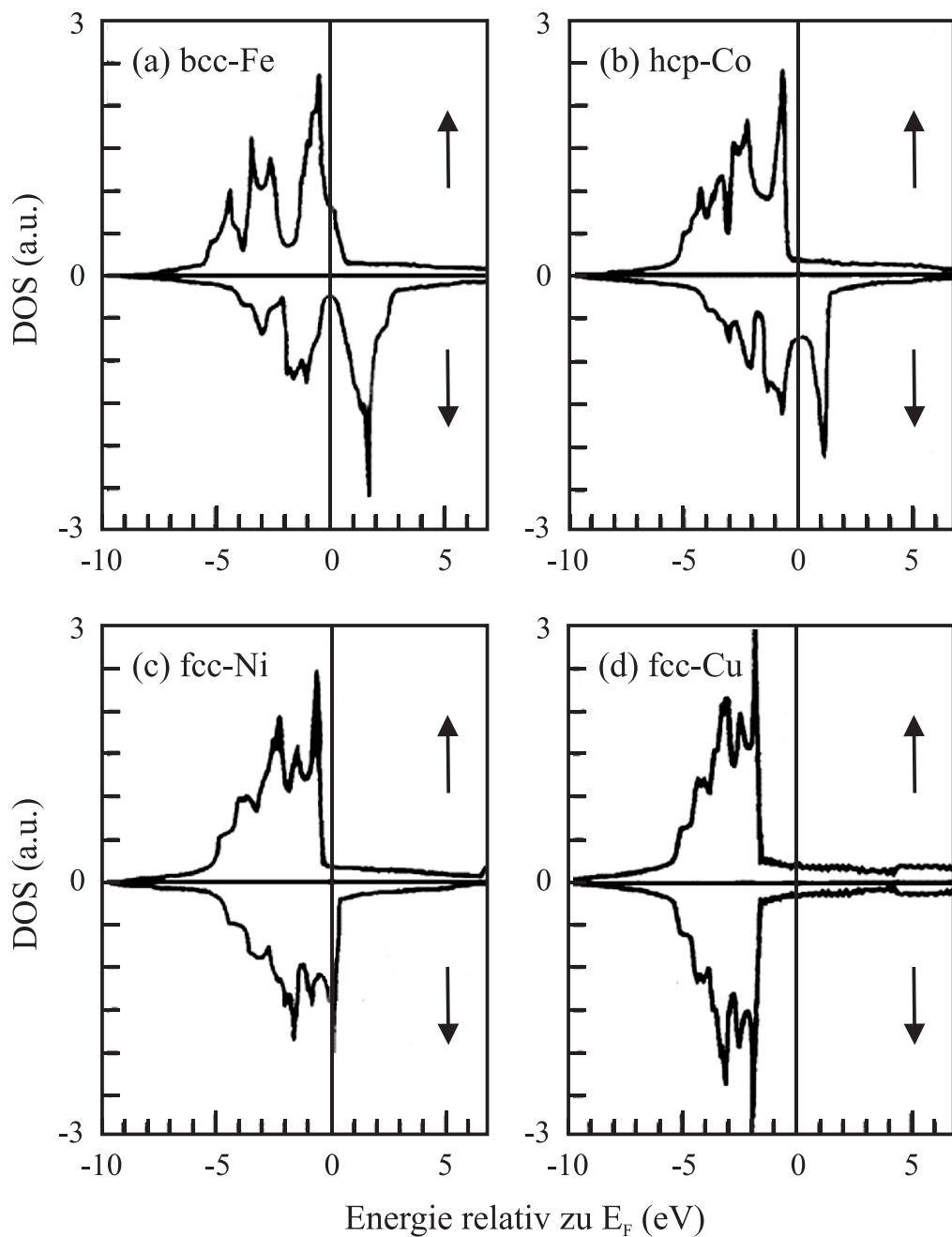


Abbildung 1.5: Zustandsdichten von Majoritäts(\uparrow)- und Minoritäts(\downarrow)-Elektronen in ferromagnetischem Fe (a), Co (b) und Ni (c); im Vergleich dazu nichtmagnetisches Cu (d) (nach [7]).

1.1.3 Das Jullière-Modell

Ersetzt man den Supraleiter durch einen zweiten ferromagnetischen Kontakt, so lässt sich auch mit Hilfe der spinabhängigen Zustandsdichte des zweiten Ferromagneten die Spinpolarisation bestimmen. Jullière führte 1975 Experimente mit Fe/Ge/Co-Tunnelkontakte durch und konnte erstmals einen TMR-Effekt von nahezu 14% bei 4,2 K beobachten. Um daraus die Spinpolarisation zu bestimmen führte er ein einfaches Modell ein. Voraussetzung für dieses Modell ist, dass der Spin beim Tunnelprozess erhalten bleibt und damit z.B. Elektronen mit spin-up nur in freie spin-up Zustände der Gegenelektrode tunneln können. Damit können die beiden Spinkanäle für spin-up und spin-down unabhängig voneinander betrachtet werden, wie in Abb. 1.6 für bcc Eisen dargestellt.

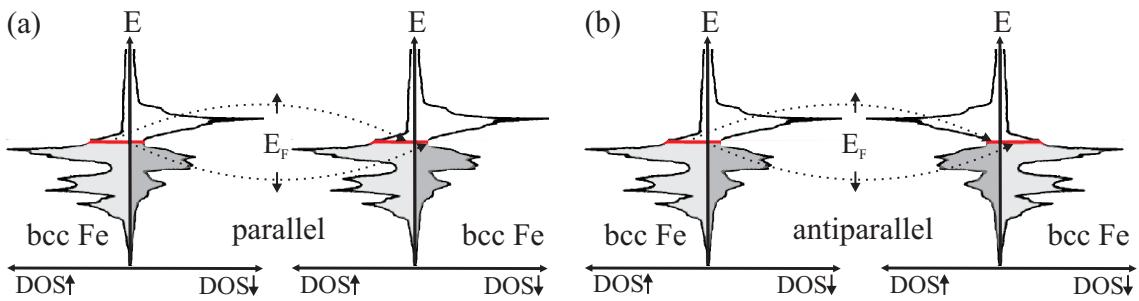


Abbildung 1.6: Zustandsdichte zweier Eisenkontakte, die bis zur Fermi-Energie E_F besetzt sind (rote Linie). (a) Bei paralleler Magnetisierung erhält man die gleichen Zustandsdichten für beide Eisenkontakte; (b) bei antiparalleler Magnetisierung sind im zweiten Eisenkontakt an der Fermi-Energie weniger freie Zustände für Elektronen mit Majoritätsspin vorhanden als bei paralleler Magnetisierung. Dies führt zu einem größeren Widerstand.

Für die Leitfähigkeit bei paralleler Magnetisierung G_p der beiden Ferromagneten zueinander gilt:

$$G_p = G_{\uparrow\uparrow} + G_{\downarrow\downarrow} \propto D_{l,\uparrow} D_{r,\uparrow} + D_{l,\downarrow} D_{r,\downarrow}. \quad (1.11)$$

Dabei ist $G_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}$ die Leitfähigkeit in dem jeweiligen Spinkanal. $D_{i,j}$ mit $i = l, r$ und $j = \uparrow, \downarrow$ sind die spinaufgespaltenen Zustandsdichten des linken (ersten) bzw. des rechten (zweiten) Kontakts an der Fermi-Kante. Sind die beiden Ferromagneten antiparallel zueinander magnetisiert so ergibt sich für die Leitfähigkeit G_{ap} :

$$G_{ap} = G_{\uparrow\downarrow} + G_{\downarrow\uparrow} \propto D_{l,\uparrow} D_{r,\downarrow} + D_{l,\downarrow} D_{r,\uparrow}. \quad (1.12)$$

Material	Spinpolarisation
Ni	33%
Co	42%
Fe	44%
Ni ₈₀ Fe ₂₀	48%
Co ₅₀ Fe ₅₀	55%
Co ₈₄ Fe ₁₆	55%

Tabelle 1.1: Spinpolarisation von ferromagnetischen Metallen und deren Legierungen. Die Werte wurden mit Hilfe der Merservey-Tedrow-Methode mit Al₂O₃-Barrieren bestimmt (nach [7]).

Aus dem Unterschied der Leitfähigkeiten bzw. der Widerstände erhält man den TMR-Effekt, aus dem sich nach Jullière [5] die Polarisation der beiden Kontakte P_l und P_r berechnen lässt:

$$TMR = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{2P_l P_r}{1 - P_l P_r}. \quad (1.13)$$

Vergleicht man die so erhaltene Spinpolarisation mit den Werten aus Experimenten mit supraleitender Gegenelektrode, so stimmen diese nach [23] gut überein, falls für die Experimente die gleiche Barriere verwendet wird. Benutzt man allerdings andere Barrieren, so kann sich dies nicht nur auf die Größe der Polarisation, sondern auch auf deren Vorzeichen auswirken [24]. Dass nicht nur die Zustandsdichte der Elektroden die Polarisation des Tunnelstroms bestimmt, sieht man beim Vergleich der Zustandsdichten mit den Polarisationswerten, z.B. von Ni mit P = 33% (siehe Tabelle 1.1). Betrachtet man die Zustandsdichte (Abb. 1.5) würde man einen negativen Wert erwarten.

Dies legt nahe, dass die am Transport beteiligten Ladungsträger hinsichtlich ihrer Spinpolarisation anders gewichtet sind, als es das einfache Zustandsdichtebild vorschlägt. In den Strom geht nicht nur die Anzahl der Ladungsträger, sondern auch deren Geschwindigkeit ein. Diese wiederum hängt von der Bandstruktur des Ferromagneten ab, die vor allem bei vollständig epitaktischen Strukturen eine wichtige Rolle spielt.

Bevor ausführlich auf den Einfluss der Bandstruktur eingegangen wird, beschäftigt sich der nächste Abschnitt mit einer Erweiterung des Jullière-Modells, mit der sich die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts analysieren lässt.

1.1.4 Temperaturabhängigkeit des TMR

In allen Tunnelstrukturen nimmt mit steigender Temperatur die Größe des TMR-Effekts ab. Um diese Abnahme zu erklären, erweitern Shang *et al.* [25] das Zwei-Kanal-Modell von Jullière zu einem Drei-Kanal-Modell. Neben dem spin-up- und spin-down-Kanal tritt dabei ein spinunabhängiger, dritter Kanal auf, der inelastisches Tunneln mit einbezieht. Dieser wird bei der Berechnung der Leitfähigkeit mit G_{SI} berücksichtigt:

$$G(\theta) = G_{el}(1 + P_l P_r \cos(\theta)) + G_{SI}. \quad (1.14)$$

Dabei gibt θ den Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen der beiden Elektroden an. G_{el} ist der elastische Tunnelbeitrag, der sowohl von der Temperatur, als auch von der Barrierenhöhe und -dicke abhängt und die Temperaturabhängigkeit der Fermi-Verteilung der Elektronen in den Kontakten berücksichtigt [26]:

$$G_{el} = G_0 \frac{\pi B k_B T}{\sin(\pi B k_B T)}, \quad (1.15)$$

mit $B = d\phi_0^{-\frac{1}{2}}(2m)^{\frac{1}{2}}/\hbar$, der Boltzmann-Konstante k_B und der Konstanten G_0 bei $T=0$. Mit diesem Modell berechnet sich die Temperaturabhängigkeit des TMR zu:

$$TMR(T) = \frac{2P_l P_r}{(1 - P_l P_r)} \frac{G_{el}}{G_{el} + G_{SI}}. \quad (1.16)$$

Für die Temperaturabhängigkeit des inelastischen Anteils der Leitfähigkeit gilt:

$$G_{SI}(T) \propto T^\gamma. \quad (1.17)$$

Dabei hängt γ von der Anzahl der Störstellen ab, über die das inelastische Tunneln stattfindet. Für Tunneln über eine Störstelle ergibt sich für γ ein Wert von $4/3$. Bei einem endlichen spinunabhängigen Kanal G_{SI} kommt es zu einer Reduktion des TMR. Falls dieser Kanal vernachlässigbar ist, erhält man die Jullière-Formel. Dann spielt nur die Temperaturabhängigkeit der Polarisation eine Rolle.

Shang *et al.* gehen in ihrem phänomenologischen Modell davon aus, dass die Abnahme der Polarisation mit steigender Temperatur von der thermischen Anregung von Spinwellen stammt, die auch zur Reduktion der Oberflächenmagnetisierung führt. Nimmt man an, dass $P(T)$ proportional zur Magnetisierung $M(T)$ ist, so ergibt sich für die Polarisation bei Temperaturen weit unterhalb der Curietemperatur T_C aus dem Bloch'schen $T^{3/2}$ -Gesetz:

$$P(T) = P_0(1 - \alpha T^{3/2}). \quad (1.18)$$

Der Spinwellenparameter α ist dabei eine (schichtdickenabhängige) Materialkonstante. Aufgrund einer Schwächung der Austauschkopplung an der Oberfläche ist hier α und damit die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung meist deutlich größer als im Volumenmaterial [27]. Dies führt zu einer größeren Temperaturabhängigkeit der Oberflächenpolarisation verglichen mit der von Volumenmaterial. Sowohl die Spinpolarisation P_0 bei 0 K als auch α reagieren sehr empfindlich auf Verunreinigungen an der Grenzfläche [28].

1.2 Spinabhängiges Tunneln in epitaktischen Strukturen

In diesem Kapitel wird neben dem Einfluss der Bandstruktur der Elektroden und der Barriere auch auf die Bedeutung des Wellenvektors der tunnelnden Elektronen eingegangen. Dabei wird der Schwerpunkt auf das Fe/GaAs-System gelegt.

Elektronen aus flachen d-Bändern der Elektrode haben eine geringere Geschwindigkeit als Elektronen aus steileren s-Bändern. Dies führt dazu, dass Elektronen aus s-artigen Bändern einen entscheidenden Beitrag zum Tunnelstrom liefern [29], obwohl ihre Zustandsdichte an der Fermi-Energie deutlich kleiner sein kann. In Abb. 1.7 (a) ist die Bandstruktur von Fe aufgespalten in Majoritäts- und Minoritätsbänder in der [001]-Richtung dargestellt. Sie wurde durch Anpassung von Bandstrukturrechnungen an Photoemissionsdaten gewonnen. Es ergeben sich Bänder mit unterschiedlicher Symmetrie. Diese werden mit Δ bezeichnet, was der [001]-Richtung im Ortsraum entspricht. Durch tiefgestellte Zahlen wird zwischen den unterschiedlichen Symmetrien unterschieden. So besitzen z.B. die Bänder an der Fermi-Energie aufgrund der Hybridisierung s, p und d-Charakter (Δ_1), p und d (Δ_5) oder d-Charakter (Δ_2 und $\Delta_{2'}$).

Dass die Bandstruktur der Elektroden einen großen Einfluss auf den TMR haben kann, zeigen Experimente von Yuasa *et al.* [30] mit Fe(100,110,211)/Al₂O₃/CoFe-Tunnelstrukturen. Dabei ist jeweils nur die Fe-Schicht epitaktisch und hat aufgrund der unterschiedlichen kristallographischen Orientierung unterschiedliche Bandstrukturen (siehe z.B. [31]). Den größten TMR-Effekt erhalten sie für die Fe(211)-Kontakte, während die Fe(100)-Elektroden einen um etwa Faktor drei kleineren TMR zeigen.

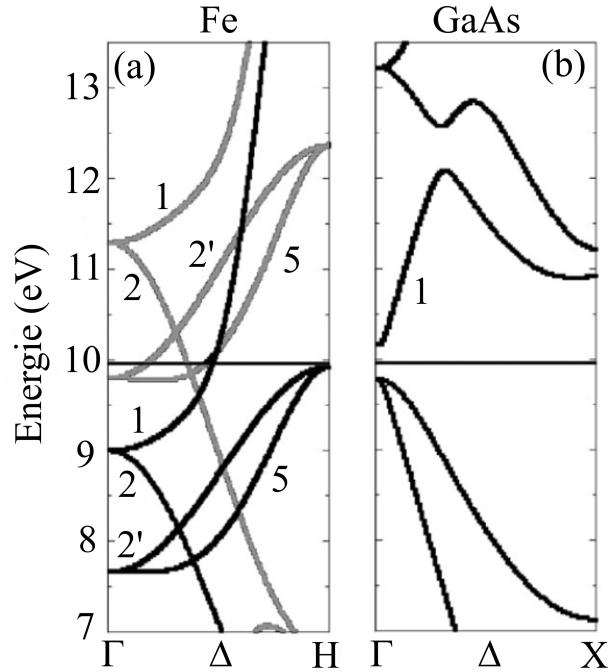


Abbildung 1.7: Bandstruktur von (a) Fe und (b) GaAs. Dabei entspricht die Γ -H-Richtung bzw. die Γ -X-Richtung jeweils der Δ -Richtung, also der [001]-Richtung im Ortsraum. Bei Fe sind Majoritätsbänder durch schwarze Linien und die Minoritätsbänder durch graue Linien dargestellt. Diese sind durch die Austauschwechselwirkung auf der Energieskala gegeneinander verschoben. Die Zahlen bezeichnen die jeweiligen Symmetrien in der Δ -Richtung (nach [37]).

Falls zusätzlich zur Elektrode auch die Barriere epitaktisch ist, beeinflusst auch deren Bandstruktur den Tunnelprozess. Dies ist ausführlich in [32, 33] beschrieben und wird im Folgenden kurz erläutert.

Das periodische Kristallpotential eines Halbleiters führt nicht nur zur Ausbildung einer Bandstruktur mit realen Bändern und einer Bandlücke, sondern an der Oberfläche auch zu einer komplexen Bandstruktur innerhalb der Bandlücke [34]. An der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter können so die Wellenfunktionen der Metallelektronen in den Halbleiter eindringen und es entstehen *metal induced gap states* (MIGS) [35] mit einer exponentiellen Dämpfung in der Barriere (für Energien innerhalb der Bandlücke). Die komplexen Bänder besitzen dieselben Symmetrieeigenschaften wie die realen Bänder, mit denen sie verbunden sind. Für Tunnelexperimente, vor allem mit dicken Barrieren, ist aufgrund der exponentiellen Dämpfung in der Barriere nur das Band mit der kleinsten Dämpfungskonstante κ entscheidend

[9, 36]. Dieses besitzt bei GaAs Δ_1 -Symmetrie. Da nur die Bänder des Ferromagneten gleicher Symmetrie gut an die komplexen Bänder in der Barriere koppeln, spielen für den Tunnelprozess beim Fe/GaAs-System die Δ_1 -Bänder die entscheidende Rolle [37]. Aufgrund der Austauschwechselwirkung im Eisen sind das $\Delta_{1\uparrow}$ -Majoritätsband und das $\Delta_{1\downarrow}$ -Minoritätsband gegeneinander verschoben, so dass von den beiden Bändern nur das $\Delta_{1\uparrow}$ -Band die Fermi-Energie schneidet (siehe Abb. 1.7). Dies führt zu einer sehr hohen Tunnelwahrscheinlichkeit für Majoritätselektronen. Bänder anderer Symmetrie, und damit insbesondere alle Minoritätsbänder an der Fermi-Energie, koppeln nur sehr schlecht an das Δ_1 -Band im GaAs, so dass man aufgrund dieser Überlegungen einen sehr großen TMR-Effekt erwartet.

Gegenüber Experimenten mit amorpher Barriere bleibt beim Tunnelprozess durch eine einkristalline Barriere die Komponente des Wellenvektors parallel zur Barriere \mathbf{k}_{\parallel} des einfallenden Wellenvektors $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\parallel}, k_z)$ erhalten [38]. Der Anteil des Wellenvektors senkrecht zur Barriere ist dabei komplex $k_z = q + i\kappa$, wobei der imaginäre Teil der Dämpfungskonstante κ entspricht. Berücksichtigt man nur die Bandstruktur der Barriere, so ergibt sich die kleinste Dämpfungskonstante bei einer Energie innerhalb der Bandlücke am Γ -Punkt mit $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ [9]. Betrachtet man aber ein komplettes FM/HL/FM-System, so können Elektronen mit $\mathbf{k}_{\parallel} \neq 0$ nicht generell vernachlässigt werden. Ihre Transmissionswahrscheinlichkeit nimmt zwar mit zunehmender Dicke der Barriere stark ab, da diese Elektronen eine geringere Energie E_z senkrecht zur Barriere haben (wenn man von einer konstanten Gesamtenergie E ausgeht, die nahe der Fermi-Energie liegt). Trotzdem finden Mathon *et al.* [38], dass bei Fe/MgO/Fe(001)-Strukturen mit dicker Barriere der spinabhängige Tunnelstrom nicht vollständig von Elektronen mit $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ getragen wird. Bei den Minoritätselektronen ist die Transmissionswahrscheinlichkeit für Elektronen am Γ -Punkt sogar null. Dies trifft auch auf das Fe/GaAs/Fe- [39] und das Fe/ZnSe/Fe-System [10] zu und wird auf eine Symmetrie-Fehlanpassung der Wellenvektoren zurückgeführt. Heiliger *et al.* [40] berechnen die Lagen- und \mathbf{k}_{\parallel} -aufgelöste lokale Zustandsdichte (LDOS) an der Fermi-Energie und die zugehörige Transmission ohne angelegte Spannung für Fe/MgO/Fe (siehe Abb. 1.8). Der Strom wird im Wesentlichen von Elektronen aus Bändern mit Δ_1 -Symmetrie getragen. Bei den Majoritätselektronen führt dies dazu, dass die d-artigen Zustände der von der Grenzfläche entfernten Lagen (Keulen in der LDOS) nicht in der Transmission widergespiegelt werden, obwohl ihre LDOS viel größer ist als die der Grenzfläche. Deren LDOS wird von delokalisierten Zuständen mit sp-Charakter dominiert, bei denen die Tunnelwahrscheinlichkeit mit zunehmenden \mathbf{k}_{\parallel} abnimmt. Dies zeigt, dass neben der LDOS die Tunnelmatrixelemente eine wichtige Rolle spielen und wie eine Art Filter wirken können, indem sie z.B. Elektro-

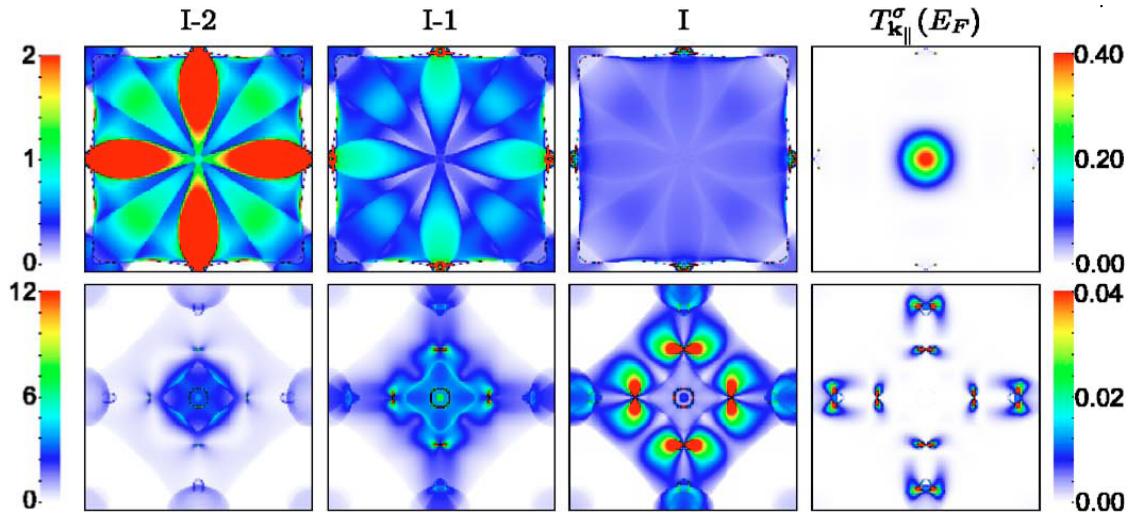


Abbildung 1.8: k_{\parallel} -aufgelöste Zustandsdichte der dritten (I-2) bis zur ersten (I) Lage Fe auf MgO in der 2D Brillouin-Zone für Majoritäts- (oben) und Minoritätsspins (unten) an der Fermi-Energie. Rechts ist die Transmission der beiden Spin-Kanäle mit unterschiedlicher Skalierung dargestellt (aus [40]).

nen aus d-artigen Zuständen „herausfiltern“ (vgl. Formel 1.5). In der Transmission der Minoritätsspinladungsträger spiegeln sich die Merkmale der LDOS der Grenzfläche wider. Außerhalb des Γ -Punkts besitzen die Minoritätselektronen einen signifikanten s-Charakter. Dadurch können sie besser an das schwach gedämpfte Δ_1 -Band in der Barriere koppeln und besitzen somit eine größere Tunnelwahrscheinlichkeit. Diese liegt aber noch deutlich unter der für Majoritätselektronen. Ein solches Verhalten wird auch als Tunneln über resonante Grenzflächenzustände bezeichnet. Berücksichtigt man bei der theoretischen Betrachtung zusätzlich die Spin-Bahn-Kopplung, so führt das beim Fe/GaAs/Fe-System u.a. dazu, dass aufgrund von Spin-Flip die Tunnelwahrscheinlichkeit am Γ -Punkt für Minoritätselektronen steigt [41].

1.2.1 Einfluss der Grenzfläche

Bereits im letzten Abschnitt wurde deutlich, dass die Grenzfläche einen entscheidenden Einfluss auf Tunnelexperimente haben kann. Dabei spielt die Charakteristik der Grenzfläche bezüglich verschiedener Faktoren, wie beispielsweise Durchmischung, Unordnung, Rauigkeit, Gitterverspannungen oder die Terminierung eine wichtige Rolle. Theoretisch kann neben der Stabilität der Grenzfläche [42] auch die Leitfähigkeit für das Fe/GaAs(001)-System stark von der Terminierung bzw. Durchmischung

der Grenzfläche abhängen [31]. Experimente von Zenger zeigen, dass bereits wenige Monolagen Co bzw. Au an einer oxidierten Fe/GaAs-Grenzfläche einen großen Einfluss auf den Widerstand der Proben haben und zu einer Unterdrückung bzw. Auslöschung des TMR-Effekts führen [43]. Auch LeClair *et al.* [44] erhalten durch das Einfügen von wenigen Ångström Cr an einer Grenzfläche an Co/Al₂O₃/Co-Proben eine deutliche Unterdrückung des TMR. Durch das zusätzliche Einfügen von zehn Ångström Co an der Grenzfläche (Co/Cr/Co/Al₂O₃/Co) konnte der ursprüngliche TMR nahezu vollständig wiederhergestellt werden.

Rechnungen von Xu *et al.* [45] ergeben eine Abnahme des TMR-Effekts für ungeordnete bzw. raue Grenzflächen. Dabei kann Spin-Flip-Streuung theoretisch bei rauen Grenzflächen zu einer starken Unterdrückung des TMR-Effekts führen [46]. Bei der Berechnung der Spinpolarisation beim Tunneln aus einer idealen und einer oxidierten Co(111)-Schicht ergibt sich für eine oxidierte Grenzfläche sogar ein Vorzeichenwechsel der Polarisation aufgrund der Bindung zwischen Cobalt und Oxid [47]. Dass solche Bindungen einen großen Einfluss haben können wurde von Kaiser *et al.* [48] auch experimentell bestätigt. De Teresa *et al.* [24] führten Experimente mit Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃- bzw. mit Co/Al₂O₃/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃-Proben durch. Durch das Einfügen der Al₂O₃-Zwischenschicht wurde die Größe und sogar das Vorzeichen des TMR-Effekts beeinflusst. Dies wird darauf zurückgeführt, dass aufgrund der unterschiedlichen Bindungsverhältnisse an der Grenzfläche bei den Proben mit Zwischenschicht im Wesentlichen Elektronen mit s-Charakter, ohne Zwischenschicht jedoch Elektronen mit d-Charakter den Tunnelstrom tragen.

Die Grenzfläche kann auch einen entscheidenden Einfluss auf die Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts haben, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

1.2.2 Spannungsabhängigkeit des TMR

Nicht epitaktische, magnetische Tunnelkontakte zeigen immer eine mehr oder weniger starke Reduktion des TMR mit zunehmender Bias-Spannung. Die Stärke der Reduktion wird u.a. mit der Qualität der Tunnelbarriere und der Grenzfläche in Verbindung gebracht. Durch Verbesserung der Wachstumsbedingungen konnte z.B. die Spannungsabhängigkeit des TMR deutlich verringert werden [33]. Zhang *et al.* [49] führen eine starke Spannungsabhängigkeit des TMR auf Tunneln über Defekte in der Barriere zurück. Darauf deuten auch Experimente von Jansen *et al.* [50] hin. Dabei zeigen mit Ni dotierte Barrieren neben einer Verringerung des TMR auch eine stärkere Spannungsabhängigkeit verglichen mit undotierten. Allerdings ist es meist nicht möglich einen einzigen verantwortlichen Mechanismus für die Spannungsab-

hängigkeit zu identifizieren. So wird z.B. auch die Transmission durch das Anlegen einer Spannung beeinflusst. Dadurch wird die effektive Barrierenhöhe reduziert. Dies führt wiederum zu einer Verkleinerung der Dämpfungskonstante, was nach Bratkovsky [51] eine Verringerung der Polarisation bewirkt.

Zhang *et al.* [52] schlagen ein Modell vor, das der Spannungsabhängigkeit die Anregung von Magnonen durch heiße Elektronen zugrunde legt. Dieses Modell wird auch zur Erklärung der Nullpunktsanomalie (zero bias anomaly, ZBA) in Leitfähigkeitsmessungen herangezogen. Messungen der Leitfähigkeit magnetischer Tunnelkontakte zeigen meist einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Dip um 0 V bei tiefen Temperaturen, also eine Abweichung von der nach Simmons vorhergesagten parabolischen Spannungsabhängigkeit (siehe Abschnitt 1.1.1). Bei angelegter Spannung tunnellen heiße Elektronen in die Gegenelektrode mit Energien über deren Fermi-Energie. Dort können sie ihre Energie durch Aussenden eines Magnons verlieren und müssen dabei ihren Spin umdrehen. Obwohl dieses Modell einige Experimente gut erklären konnte [52, 53], scheint ein neueres Experiment von Ding *et al.* [54] mit einem spinpolarisierten Rastertunnelmikroskop auf einer Co(0001)-Oberfläche damit nicht vereinbar zu sein. Es zeigt sich keinerlei Abhängigkeit des TMR von der Spannung, obwohl auch in diesem System Grenzflächenmagnonen angeregt werden können. Valenzuela *et al.* [55] benutzten die nichtlokale Messmethode (siehe z.B. [56, 57]) um die Spannungsabhängigkeit für die Spin-Injektion und Spin-Detektion unabhängig voneinander zu messen. Dabei zeigt sich, dass beim Tunneln **aus** einem Ferromagneten über eine Al₂O₃-Barriere die Spannungsabhängigkeit deutlich geringer ist als beim Tunneln **in** den Ferromagneten. Diese Asymmetrie führen sie im Modell freier Elektronen ($D(E) \propto \sqrt{E}$) auf die Injektion heißer Elektronen zurück (siehe Abb. 1.9).

Wie bereits im letzten Abschnitt gezeigt, kann auch die Grenzfläche den TMR entscheidend beeinflussen. Rechnungen von Kelly *et al.* [58] für das Fe/Vakuum/Fe-System zeigen nicht nur eine sehr starke Abnahme des TMR mit zunehmender Grenzflächenrauigkeit bis hin zu einem Vorzeichenwechsel, sondern auch eine stark unterschiedliche, asymmetrische Spannungsabhängigkeit des TMR für verschiedene Rauigkeiten. Heiliger *et al.* [59] führten Rechnungen zum epitaktischen Fe/MgO/Fe-System durch. Auch sie erhalten für die Spannungsabhängigkeit des TMR und dessen Vorzeichen eine starke Abhängigkeit von den Eigenschaften der Grenzfläche.

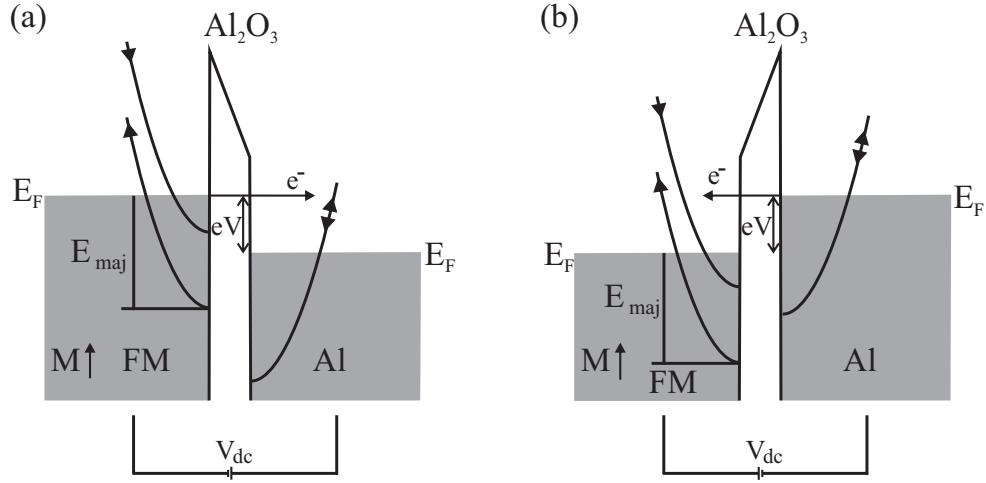


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung einer $\text{FM}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ -Tunnelstruktur. In dem Ferromagneten sind aufgrund der Austauschwechselwirkung die Bänder für Majoritäts- und Minoritätsspins energetisch gegeneinander verschoben. Bei einer negativen Spannung (a) ist die Polarisation der tunnelnden Elektronen in diesem Bild näherungsweise unabhängig von der Spannung. Bei positiver Spannung werden unpolarisierte, heiße Elektronen in den Ferromagneten injiziert (b). Betrachtet man den Abstand der beiden Bänder für Majoritäts- und Minoritätsspins im FM, so wird mit zunehmender positiver Spannung die Differenz der unbesetzten Zustandsdichten zwischen spin-up und spin-down immer kleiner. Dies führt zu einer asymmetrischen Spannungsabhängigkeit der Polarisation der tunnelnden Elektronen, die mit der nichtlokalen Messmethode bestimmt wurde (nach [55]).

1.3 AMR- und TAMR-Effekt

Ein großer Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem „Tunneling Anisotropic Magnetoresistance“, dem TAMR-Effekt, der erstmals 2004 von Gould *et al.* [61] an Tunnelstrukturen mit dem verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As als Elektrode gemessen wurde. Zunächst wird in diesem Abschnitt auf den AMR-Effekt eingegangen und anschließend die möglichen physikalischen Ursachen des TAMR-Effekts erläutert. Dabei wird zunächst das bisher in der Literatur vorgestellte Modell für den TAMR-Effekt dargestellt. Speziell für diese Arbeit haben J. Fabian und A. Matos-Abiague ein Modell entwickelt, mit dem die Messungen an Fe/GaAs/Au-Strukturen interpretiert werden. Dabei spielt die Spin-Bahn-Wechselwirkung („spin-orbit-interaction“, SOI) eine entscheidende Rolle. Daher wird in diesem Kapitel auf die verschiedenen Arten der Spin-Bahn-Wechselwirkung, Dresselhaus-SOI und Bychkov-Rashba SOI eingegangen, die dann bei der Berechnung des Tunnelstroms mit berücksichtigt werden.

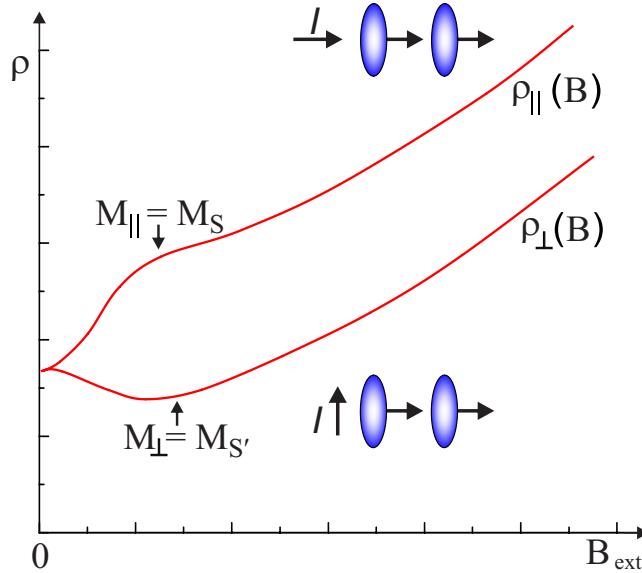


Abbildung 1.10: Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes ρ eines ferromagnetischen Metalls vom externen Magnetfeld. Ist die Stromrichtung parallel zur Magnetisierung orientiert, so ergibt sich ein größerer Widerstand als bei senkrechter Ausrichtung. Aufgrund von Anisotropie (siehe Kapitel 1.4.3), wird die jeweilige Sättigungsmagnetisierung M_S bzw. $M_{S'}$ bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken erreicht. Die Ursache des AMR-Effekts liegt in der Spin-Bahn-Wechselwirkung, die zu einer asymmetrischen Ladungsverteilung führt. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Streuquerschnitte der Leitungselektronen bei einer Stromrichtung parallel (Inset oben) bzw. senkrecht (Inset unten) zur Magnetisierung und damit unterschiedliche Widerstände (nach [15]).

1.3.1 AMR-Effekt

Der „Anisotropic Magneto-Resistance“ (AMR-Effekt) tritt in ferromagnetischen Materialien auf und ist ausführlich in [15] beschrieben. Er bewirkt, dass der Widerstand eines ferromagnetischen Metalls bei Stromfluss parallel zur Magnetisierung einige Prozent größer sein kann als bei Stromfluss senkrecht dazu. Damit hängt der Widerstand von der relativen Orientierung der Magnetisierung und des Stromes zueinander ab (siehe Abb. 1.10). In Metallen folgt der AMR dabei zunächst der zunehmenden Orientierung der Magnetisierung, aufgrund der Ausrichtung von Domänen im wachsenden Magnetfeld und sättigt, sobald die Magnetisierung parallel zur Richtung des äußeren Feldes ausgerichtet ist. Für Felder oberhalb des Sättigungswerts beobachtet man den normalen, positiven Magnetowiderstand. Verursacht wird der AMR-Effekt durch eine asymmetrische Ladungsverteilung aufgrund der SOI. Diese kann zu einer

nicht kugelsymmetrischen Ladungsverteilung führen. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Streuquerschnitte für die Leitungselektronen. Ist die Stromrichtung parallel zur Magnetisierungsrichtung orientiert, erhält man einen größeren Widerstand, da der Streuquerschnitt anschaulich größer ist (siehe Insets in Abb. 1.10).

1.3.2 TAMR-Effekt

TAMR-Effekt: Teil 1

Ersetzt man bei einer FM/I/FM-Struktur einen Ferromagneten durch ein normalleitendes Metall, so erwartet man im Jullière-Modell keine Abhängigkeit des Widerstands vom angelegten Magnetfeld. Experimente an (Ga,Mn)As/Al₂O₃/Au-Strukturen von Gould *et al.* [61] zeigen dagegen ein TMR-ähnliches Signal. Die Form und das Vorzeichen des Signals hängen davon ab, in welche Richtung das Magnetfeld bzgl. der epitaktischen (Ga,Mn)As-Schicht angelegt wird (siehe Abb. 1.11 (b)). In der gleichen Arbeitsgruppe wurden von Rüster *et al.* [62] Experimente mit epitaktischen (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As-Strukturen durchgeführt. Messungen bei konstantem Magnetfeld zeigen eine Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Richtung der Magnetisierung. Dabei wird das Magnetfeld so groß gewählt, dass beide ferromagnetischen Schichten gesättigt sind und ihre parallel zueinander orientierten Magnetisierungen dem äußeren Magnetfeld folgen (Abb. 1.11 (c)). Dieses charakteristische Verhalten wird als TAMR-Effekt bezeichnet und ist u.a. auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurückzuführen [63, 64].

Das TMR-ähnliche Signal, bei dem der Widerstand zwischen zwei Werten springt (Abb. 1.11 (b)), wird auf eine anisotrope Zustandsdichte der (Ga,Mn)As-Schicht und eine Ummagnetisierung dieser Schicht über zwei Schritte zurückgeführt. Die Ummagnetisierung findet dabei über die Nukleation und Ausbreitung von 90° Domänenwänden statt. In dem betrachteten Magnetfeldbereich liegt die Magnetisierung damit entweder in der [100] bzw. [-100] oder in der [010] bzw. [0-10] Richtung. In Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung besitzt die Probe dann jeweils einen hohen bzw. niedrigen Tunnelwiderstand. Daher können Messungen unter verschiedenen Winkeln zu einem positiven oder negativen Effekt führen, je nachdem, in welche Richtung die Magnetisierung der Probe zu Beginn der Messung orientiert ist. Prinzipiell würde man allerdings für die Magnetisierung einer (Ga,Mn)As-Schicht eine in erster Linie kubische Anisotropie erwarten. Dadurch wären z.B. die [100] und [010] Richtung bei einer reinen vierzähligen Anisotropie gleichwertig. Daher wurde eine uniaxiale Verspannung in der Schichtebene angenommen. Diese, zusammen mit einer

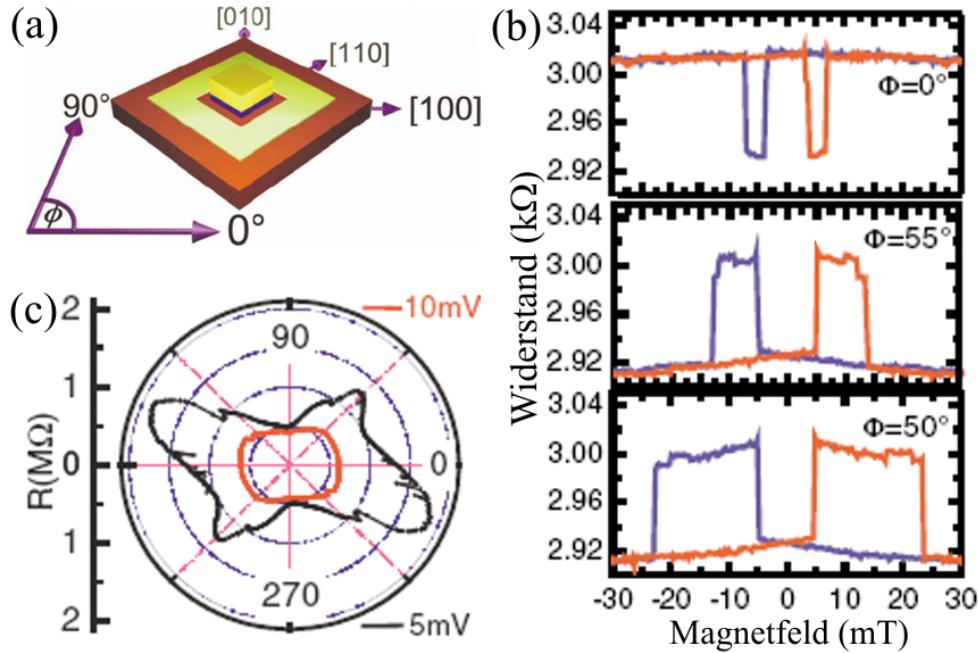


Abbildung 1.11: (a) Eine $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Au}$ -Struktur mit Angabe der kristallographischen Richtungen; (b) TAMR-Effekt für Magnetfeldsweeps in verschiedenen Richtungen bei $4,2 \text{ K}$ und 1 mV Bias-Spannung; (c) Widerstandsmessungen in Abhängigkeit der Magnetfeldrichtung an einer $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{GaAs}/(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ -Probe bei $4,2 \text{ K}$ und $|\mathbf{B}| = 300 \text{ mT}$. Diese Magnetfeldstärke reicht aus, dass die Magnetisierung beide $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ -Schichten dem äußeren Magnetfeld folgt (aus [61, 62]).

starken Spin-Bahn-Wechselwirkung im Valenzband, führt zu einer anisotropen Zustandsdichte. Saito *et al.* [64] gehen ebenfalls von einer anisotropen Zustandsdichte der $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ -Schicht bei ihren Experimenten an $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}/\text{ZnSe}/(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ -Proben aus, und kommen zu dem Schluss, dass diese sowohl den TAMR-Effekt, als auch die magnetische Anisotropie verursacht.

Der TAMR-Effekt kann deutlich vergrößert werden, indem man wieder zu einem FM/I/FM-System übergeht und den Au-Kontakt durch $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ ersetzt. Dadurch kommt es allerdings zu einer Überlagerung von TMR- und TAMR-Effekt. Um nur den TAMR-Effekt zu messen wird ein konstantes, hohes Magnetfeld angelegt, so dass beide ferromagnetischen Schichten gesättigt und parallel zueinander magnetisiert sind. Misst man nun den Widerstand in Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung, so zeigt sich eine starke Anisotropie (Abb. 1.11 (c)). Die Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetisierungsrichtung, und damit der TAMR-Effekt,

nimmt stark mit sinkender Temperatur bzw. Spannung zu.

Pappert *et al.* [65] führen die Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Magnetisierungsrichtung auf einen Phasenübergang zwischen metallischem und isolierendem Regime zurück, der bei einer Änderung der Magnetisierungsrichtung auftreten kann.

TAMR-Effekt: Teil 2

Während für das oben vorgestellte Modell eine anisotrope Zustandsdichte entscheidend ist, kann prinzipiell auch eine anisotrope Spin-Bahn-Wechselwirkung (SOI) an den Grenzflächen und in der Barriere zum TAMR-Effekt führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden u.a. Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben durchgeführt. An diesen Proben konnte erstmals ein TAMR-Effekt mit einem konventionellen Ferromagneten nachgewiesen werden. Dieser zeigt eine zweizählige Symmetrie.

Die Kombination von Rashba- und Dresselhaus-SOI führt nach Winkler [67] bei GaAs-ähnlichen Halbleiter-Heterostrukturen zu einer SOI mit C_{2v} -Symmetrie. Kristalle mit dieser Symmetrie sind der Drehgruppe mit zweizähliger Achse und vertikaler Spiegelebene zuzuordnen. Diese Symmetrie tritt auch an einer GaAs-Grenzfläche mit einem Fe- oder Au-Kontakt auf. Aufgrund dieser Beobachtung wurden von Dr. A. Matos-Abiague, unter Anleitung von Prof. J. Fabian an der Universität Regensburg Rechnungen durchgeführt. Sie zeigen, dass aufgrund von Rashba- und Dresselhaus-SOI in der Barriere und an der Grenzfläche die Tunnelwahrscheinlichkeit an sich anisotrop sein kann.

Der Tunnelprozess für das Fe/GaAs/Au-System kann mit Hilfe einer Hamiltonfunktion H beschrieben werden. Im Folgenden wird auf die einzelnen Terme bzw. deren physikalischen Ursprung der Funktion eingegangen, für die gilt:

$$H = H_0 + H_Z + H_D + H_{BR}. \quad (1.19)$$

mit

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left[\frac{1}{m(z)} \nabla \right] + V(z). \quad (1.20)$$

Dabei ist $m(z)$ die effektive Masse des tunnelnden Elektrons. Diese entspricht in den beiden metallischen Kontakten $m_z \approx m_0$, also der freien Elektronenmasse und im GaAs $m_z = 0.067 m_0$. $V(z)$ entspricht dem Profil des Leitungsbands, das die Potentialbarriere entlang der Wachstumsrichtung z darstellt. Die Zeeman-Aufspaltung aufgrund der Austauschwechselwirkung im Eisen und eines externen Magnetfeldes

ist gegeben durch:

$$H_Z = -\frac{\Delta(z)}{2} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (1.21)$$

Dabei steht $\Delta(z)$ für die Zeeman-Energie in den unterschiedlichen Regionen, $\boldsymbol{\sigma}$ ist ein Vektor mit den Pauli-Spin-Matrizen als Komponenten und \mathbf{n} ist ein Einheitsvektor, der die Spin-Quantisierungsachse festlegt, die durch die Richtung der Magnetisierung der Fe-Schicht gegeben ist.

Aufgrund der gleichzeitigen Präsenz von Zeit- und Rauminversions-Symmetrie kommt es im Volumenmaterialien zur Spinentartung der Bänder. Ist die Rauminversions-Symmetrie gebrochen, führt dies zur Aufhebung der Spinentartung bzw. zur Spin-Bahn-Wechselwirkung. Diese führt zu den zusätzlichen Termen H_D (Dresselhaus-Term) und H_{BR} (Bychkov-Rashba-Term) in der Hamilton-Funktion. Dies wird ausführlich in [66, 67] und den Referenzen darin beschrieben und hier kurz erläutert.

Materialien, wie z.B. GaAs oder InSb, die eine Zinkblende-Struktur aufweisen, besitzen im Gegensatz zu Materialien in der Diamant-Struktur kein Inversionszentrum und damit eine „**Bulk Inversion Asymmetry**“ (**BIA**).¹ Diese intrinsische Asymmetrie führt zu einer Spin-Bahn-Kopplung, die erstmals von G. Dresselhaus beschrieben wurde. Der dadurch verursachte zusätzliche, spinabhängige Dresselhaus-Term zur Hamilton-Funktion ist kubisch in \mathbf{k} und lässt sich beim Tunneln in z-Richtung für den Fall, dass die Barrierenhöhe deutlich größer ist als die kinetische Energie der Elektronen, vereinfachen und man erhält [68]:

$$H_D = \frac{1}{\hbar} (\sigma_x p_x - \sigma_y p_y) \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma(z) \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (1.22)$$

In der betrachteten Tunnelstruktur ist der Dresselhaus-Parameter $\gamma \approx 24 \text{ eV } \text{\AA}^3$ im GaAs bzw. $\gamma = 0$ im Metall. Damit entspricht $\gamma(z)$ einer Stufenfunktion. Prinzipiell lässt sich der Beitrag auch schreiben als [69]:

$$H_D = \frac{1}{\hbar} \gamma (\sigma_x p_x - \sigma_y p_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=l,r} \gamma_i \delta(z - z_i) (\sigma_x p_x - \sigma_y p_y) \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.23)$$

Dabei wird mit dem ersten Term die Dresselhaus-SOI im GaAs und mit dem zweiten Term bzw. mit γ_l die Dresselhaus-SOI an der linken und mit γ_r an der rechten Grenzfläche der Tunnelstruktur berücksichtigt.

¹Die „Interface Inversion Asymmetry“ (IIA) ist phänomenologisch nicht von der BIA zu unterscheiden und wird daher dem Dresselhaus-Term zugeordnet.

Die „**Structure Inversion Asymmetry**“ (**SIA**) führt ebenfalls zu einer Spin-Aufspaltung und wird durch eine intrinsische Asymmetrie der Heterostruktur erzeugt. Diese \mathbf{k} -linearen Beiträge zur Hamiltonfunktion werden als Bychkov-Rashba Terme H_{BR} bezeichnet und können verschiedene Ursachen haben. Ungleiche Grenzschichten der Heterostruktur, externe oder interne elektrische Felder oder ein asymmetrisches Wachstum bzw. eine asymmetrische Dotierung von Quantentragen können zu einer SIA führen. Durch ein äußeres elektrisches Feld ist es möglich diese Beiträge zu beeinflussen. Der Term lässt sich wiederum in einen Beitrag des Volumenmaterials und der Grenzflächen aufteilen [70, 71] und man erhält [69]:

$$H_{BR} = \frac{1}{\hbar} \alpha (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=l,r} \alpha_i \delta(z - z_i) (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x). \quad (1.24)$$

Dabei bezeichnet α den Bychkov-Rashba- bzw. Rashba-Parameter im Volumenmaterial und α_l (bzw. α_r) den Rashba-Parameter an der linken (rechten) Grenzfläche. In Abbildung 1.12 ist schematisch die Spinaufspaltung der Bänder aufgrund von BIA und SIA für positive Rashba- und Dresselhaus-Parameter der C_{2v} -Symmetriegruppe dargestellt. Dabei wird die Bandstruktur für den Fall gezeigt, dass nur eine Asymmetrie auftritt, also entweder BIA oder SIA (Abb. 1.12 (a)), oder dass beide Beiträge gleichzeitig auftreten (Abb. 1.12 (b)). Der untere Teil der Abbildung zeigt die Orientierung der Spins im \mathbf{k} -Raum für Flächen konstanter Energie. Bei reinem SIA-Beitrag sind die Spins z.B. immer senkrecht zum \mathbf{k} -Vektor orientiert (Abb. 1.12 (c)).

Unter der Voraussetzung, dass beim Tunneln durch die Heterostruktur der in-plane Wellenvektor \mathbf{k}_{\parallel} der tunnelnden Elektronen erhalten bleibt, kann man die Bewegung in z -Richtung unabhängig von den anderen Ortskomponenten betrachten. Mit Hilfe der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung und dem Hamiltonian aus Gleichung 1.19 lässt sich die Wellenfunktion eines M/I/M-Systems $\Psi(z)$ berechnen (vgl. Abschnitt 1.1.1). Betrachtet man das Fe/GaAs/Au-System, an dem im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein TAMR-Effekt gemessen werden konnte, so wird folgende Wellenfunktion im Bereich des Eisens angesetzt:

$$\Psi_{\sigma}^{(l)} = \frac{e^{ik_{\sigma}z}}{\sqrt{k_{\sigma}}} \chi_{\sigma} + r_{\sigma,\sigma} e^{-ik_{\sigma}z} \chi_{\sigma} + r_{\sigma,-\sigma} e^{-ik_{-\sigma}z} \chi_{-\sigma}. \quad (1.25)$$

χ_{σ} stellt dabei einen Spinor mit paralleler ($\sigma = 1$) und antiparalleler ($\sigma = -1$) Orientierung des Spins bzgl. der Magnetisierung dar. k_{σ} ist die entsprechende z -Komponente des Wellenvektors in der Fe-Schicht. Der letzte Term repräsentiert eine

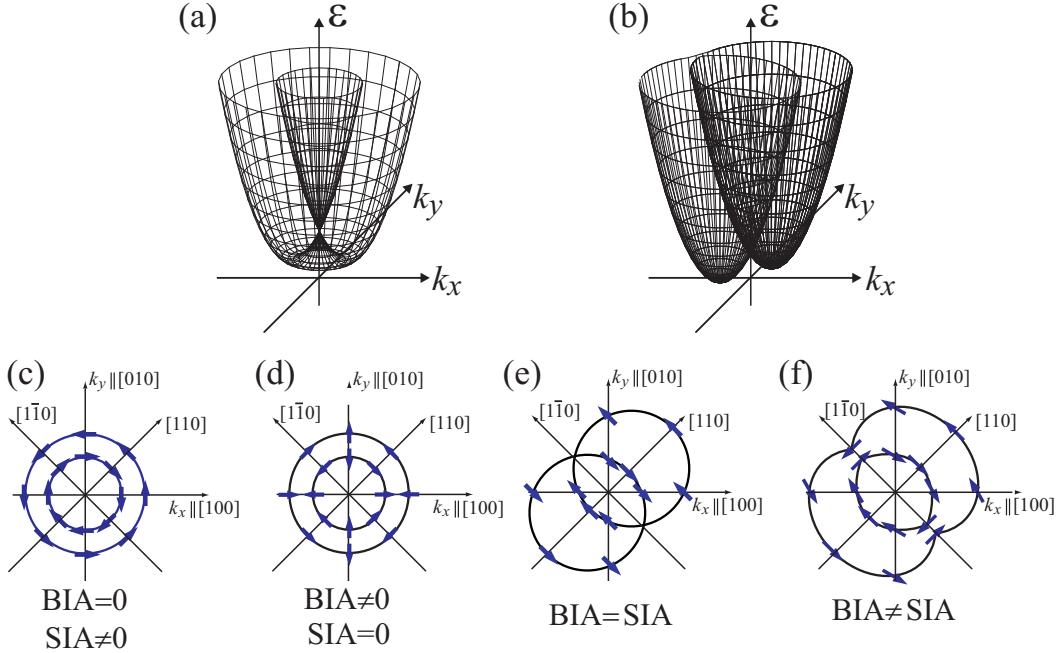


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung (basierend auf der parabolischen Näherung) der 2D Bandstruktur mit \mathbf{k} -linearen Termen für die C_{2v} -Symmetriegruppe. Im oberen Teil des Bildes wird die Energie ε als Funktion von k_x und k_y dargestellt für den Fall, dass nur BIA oder SIA auftritt (a) und dass beide Effekte zu gleichen Teilen auftreten (b); der untere Teil des Bildes zeigt die Verteilung der Spins an der 2D-Fermi-Energie für unterschiedliche Beiträge der BIA und SIA (aus [66]).

reflektierte Welle nach einem Spin-flip an der Grenzfläche. Man beachte, dass die \mathbf{k} -Vektoren für spin-up und spin-down aufgrund der Austauschwechselwirkung im Ferromagneten unterschiedlich sind.

Im Bereich der GaAs-Barriere erhält man

$$\Psi_{\sigma}^{(c)} = \sum_{i=\pm} (A_{\sigma,i} e^{q_i z} + B_{\sigma,i} e^{-q_i z}) \zeta_i, \quad (1.26)$$

mit $q_{\pm} = (1 \mp 2m_c \gamma k_{\parallel}/\hbar^2) q_0$. Dabei ist q_0 die z -Komponente des Wellenvektors in der Barriere ohne SOI und m_c die effektive Elektronenmasse in der Barriere. Durch die einzelnen Terme werden wiederum Spin-flip Prozesse an den Grenzflächen berücksichtigt. ζ_{\pm} sind Spinoren mit Spin parallel (+) und antiparallel (-) bezüglich der Richtung $\mathbf{k}_{\parallel} \times \mathbf{z}$. Man beachte, dass im GaAs die „Spin-Quantisierungsachse“ $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ vom \mathbf{k} -Vektor abhängig ist, so dass die Bezeichnung spin-up und spin-down nur für einen bestimmten \mathbf{k} -Vektor sinnvoll ist. Anschaulich wird dies mit Hilfe von

Abb. 1.12 (c) deutlich. Die Pfeile geben die Richtung eines effektiven Magnetfeldes an, das dann die relevante Quantisierungsachse liefert [72].

In der rechten Elektrode, bestehend aus einem nicht ferromagnetischem Metall, wird die Wellenfunktion mit

$$\Psi_{\sigma}^{(r)} = t_{\sigma,\sigma} e^{i\kappa_{\sigma}(z-d)} \chi_{\sigma} + t_{\sigma,-\sigma} e^{i\kappa_{-\sigma}(z-d)} \chi_{-\sigma} \quad (1.27)$$

angesetzt. Dabei ist κ_{σ} der entsprechende Wellenvektor. Die Koeffizienten in den Gleichungen (1.25) - (1.27) lassen sich mit entsprechenden Anpass-Bedingungen an den Grenzflächen finden und können sowohl von α als auch von γ abhängig sein, die somit die Wellenfunktion entscheidend beeinflussen. Die Transmission durch die Barriere ergibt sich zu:

$$T_{\sigma}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) = \text{Re}\{\kappa_{\sigma}|t_{\sigma,\sigma}|^2 + \kappa_{-\sigma}|t_{\sigma,-\sigma}|^2\}. \quad (1.28)$$

Aus dieser wiederum ergibt sich letztendlich mit Gleichung 1.3 der Strom durch das Tunnellement.

Voraussetzung zur Berechnung des Tunnelstroms mit diesem Ansatz ist dabei der Erhalt des in-plane Wellenvektors \mathbf{k}_{\parallel} der tunnelnden Elektronen. Diese Voraussetzung ist streng nur für ein epitaktisches System gegeben. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich daher unter anderem mit den Voraussetzungen zur Realisierung von epitaktischem Fe auf GaAs.

1.4 Fe auf GaAs: Epitaxie und magnetische Eigenschaften

Zunächst wird auf das GaAs-Substrat bzw. seine Oberfläche eingegangen. Anschließend wird die Epitaxie von Fe auf GaAs erläutert und die magnetischen Eigenschaften von Fe auf GaAs diskutiert, die ausführlich in verschiedenen Arbeiten beschrieben werden [73, 74, 75, 76].

1.4.1 Die GaAs (001)-Oberfläche

Einkristallines GaAs liegt in der Zinkblende-Struktur vor. Es besteht aus einem fcc-Kristall mit zweiatomiger Basis aus Ga und As, wobei das zweite Basisatom

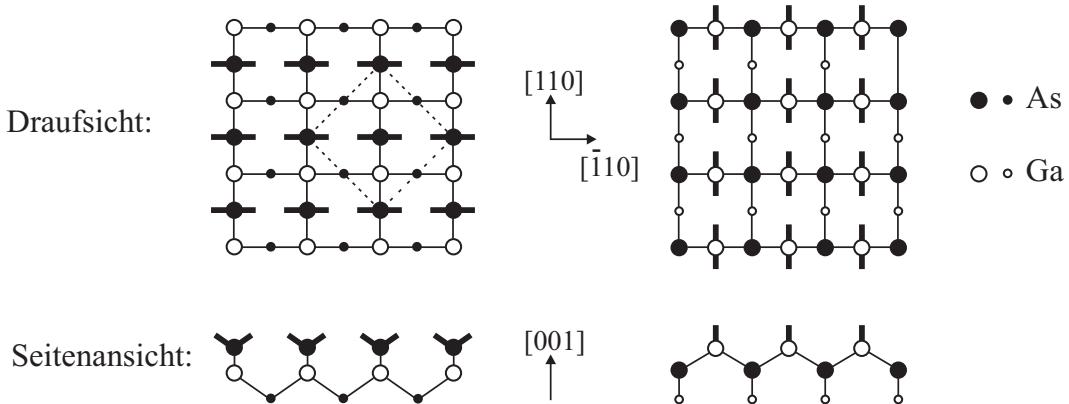


Abbildung 1.13: Die idealisierte (001)-Oberfläche von GaAs kann entweder As-(links) oder Ga-terminiert (rechts) sein. Die durchgezogenen Linien, die jeweils zwei Atome verbinden, stellen die kovalenten Bindungen dar. Bei jedem Oberflächenatom bleiben zwei Orbitale, die so genannten *dangling bonds*, ungesättigt (fette Striche) und ragen aus der Oberfläche heraus. Im linken Bild ist die Einheitszelle durch gestrichelte Linien angedeutet (nach [76]).

jeweils um $1/4$ der Gitterkonstante in jede Richtung gegenüber dem ersten Basisatom verschoben ist. Jedes Atom besitzt vier sp^3 -Hybridorbitale. Die Orbitale des einen überlappen mit denen des anderen Atoms, so dass sich eine kovalente Bindung bildet. Innerhalb dieser Bindung neigen die *elektronegativen* As-Atome dazu Elektronen von den *elektropositiven* Ga-Atomen an sich zu ziehen. Betrachtet man die (001)-orientierte Netzebene des Kristalls, so ist jedes Atom einer beliebigen Netzebene über die vier Bindungsorbitale mit zwei Atomen der einen und mit zwei Atomen der anderen Nachbar-Netzebene verbunden. Bei einer *idealisierten* (001)-Oberfläche ragen aus dieser zwei ungesättigte, gerichtete Bindungen, so genannte *dangling bonds* heraus. Je nachdem, welche Netzebene man betrachtet, ergibt sich eine As- oder Ga-Terminierung der Oberfläche. Dies ist in Abb. 1.13 dargestellt. Dabei wird auch deutlich, dass unabhängig von der Terminierung, die $[110]$ - und die $[\bar{1}10]$ -Richtung nicht gleichwertig sind.

Mit zwei *dangling bonds* pro Oberflächenatom ist dabei die Oberflächenenergie bei der (001)-Oberfläche besonders hoch. Bei der (110)- und der (111)-Oberfläche ist dagegen nur ein *dangling bond* pro Oberflächenatom vorhanden. Im Idealfall entspricht das Energie-Niveau der *dangling bonds* dem Niveau der sp^3 -Hybridorbitale. Da die Energie-Niveaus der sp^3 -Orbitale der As-Atome im Valenzband liegen, erwartet man, dass sich die *dangling bonds* in diesem Fall mit Elektronen füllen sollten. Dies würde

an der Oberfläche zu einer Anreicherung mit Elektronen führen. Dagegen liegen die sp^3 -Orbitale der Ga-Atome energetisch im Leitungsband, so dass die *dangling bonds* leer bleiben und damit die Oberfläche an Elektronen verarmen würde. In beiden Fällen würde die elektrostatische Energie ansteigen. Um diese Energie zu reduzieren rekonstruiert die Oberfläche. Es bilden sich so genannte *Dimere* aus, bei denen je zwei benachbarte Oberflächenatome über ihre zueinander gerichteten *dangling bonds* eine gemeinsame Bindung bilden. Dabei kann sich eine Vielzahl unterschiedlicher Rekonstruktionen ausbilden, die sich, neben ihrer exakten Periodizität aufgrund von fehlenden *Dimeren* bzw. Oberflächenatomen, im Wesentlichen durch ihre As- bzw. Ga-Konzentration an der Oberfläche unterscheiden.

1.4.2 Epitaxie von Fe auf GaAs

Als Epitaxie wird ein geordnetes Kristallwachstum bezeichnet, bei dem die von einem einkristallinen Substrat vorgegebene atomare Ordnung auf eine aufwachsende Schicht übertragen wird. Will man unterschiedliche Materialien aufeinander wachsen (Heteroepitaxie), so muss die Gitterkonstante $a_{Schicht}$ des aufzuwachsenden Schichtmaterials in der Wachstumsebene zu der Gitterkonstanten $a_{Substrat}$ des Substrats passen. Als Maß dafür dient der Gitter-Fehlpass f :

$$f = \frac{a_{Schicht} - a_{Substrat}}{a_{Substrat}}. \quad (1.29)$$

Das Verhältnis der beiden Gitterkonstanten muss dabei nicht unbedingt eins sein, es darf auch näherungsweise ein rationales Verhältnis widerspiegeln. Dies ist bei bcc Fe(001) auf GaAs(001) der Fall. Der Gitter-Fehlpass beträgt dabei nur 1,4% (siehe Abb. 1.14). Aufgrund des sehr kleinen Gitter-Fehlpasses wächst das Schichtmaterial nicht mit der eigenen Gitterkonstanten auf, sondern übernimmt in der Regel die Gitterkonstante des Substrats. Die daraus resultierenden Verspannungen können mit zunehmender Schichtdicke durch Versetzungen abgebaut werden.

Fe wächst bei Raumtemperatur nach [76] nicht ideal-lagenweise auf GaAs(001) auf. Zunächst entstehen dreidimensionale Keime. Der Ort der Nukleationsbildung dieser Keime hängt dabei von der Oberflächen-Rekonstruktion ab. Diese Keime werden dann bei weiterer Fe-Deposition lagenweise abgedeckt, so dass sich an der Oberfläche „Hügel“ mit etwa einer Höhe von zwei Fe-Atomlagen und einem durchschnittlichem Durchmesser von ca. 3 nm bilden. Bei einer 100 Monolagen dicken Fe-Schicht konnten weder durch die Analyse der RHEED-Reflex-Abstände während des Wachstums,

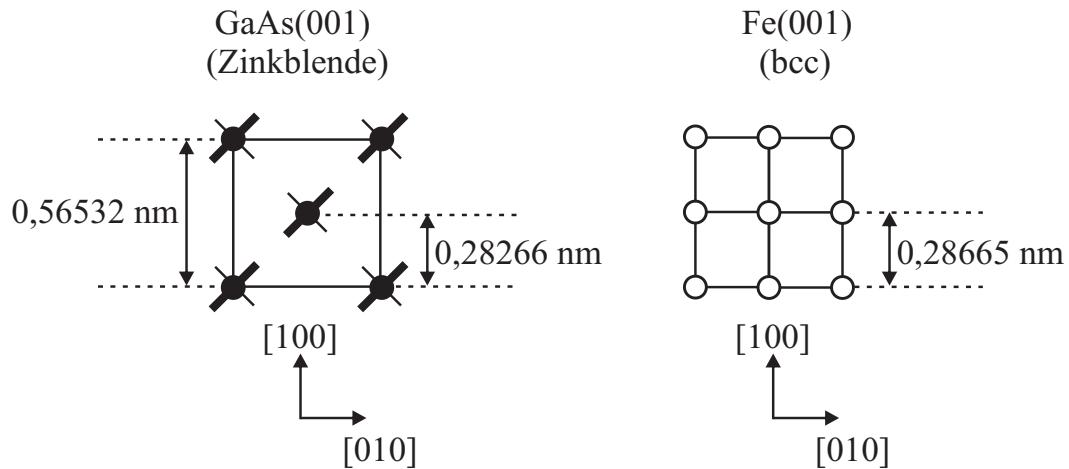


Abbildung 1.14: Draufsicht auf die Oberflächengitter von GaAs und Fe. Die Gitterkonstante von Fe ist etwa halb so groß wie die von GaAs. Der Gitter-Fehlpass von lediglich 1,4% ermöglicht somit ein epitaktisches Wachstum von Fe(001) auf der GaAs(001)-Oberfläche (nach [76]).

noch mit Hilfe von Röntgenbeugung - trotz des Gitter-Fehlpasses - Anhaltspunkte dafür gefunden werden, dass die Fe-Schicht in irgendeiner Weise anisotrop verspannt ist.

Während des Wachstums kommt es zu einer Oberflächensegregation von As, unabhängig von der Wachstumstemperatur, die man auch aufgrund theoretischer Überlegungen erwartet [77]. Mit Hilfe der Auger-Elektronen-Spektroskopie konnte ein As-Film nicht nur auf einer dicken Fe-Schicht auf GaAs(001) nachgewiesen werden. Der As-Film schwimmt auch durch eine Au-Abdeckschicht an die Oberfläche auf. Ga schwimmt erst dann auf einer Fe- und Au-Schicht auf, wenn die Schichten bei einer Temperatur von über 220°C gewachsen werden [78]. Allerdings lässt sich auch Ga in der Fe-Schicht nachweisen, sodass wohl auch ein gewisser Anteil Ga an der Grenzfläche segregiert. Daher ist eine exakte Vorhersage über die Zusammensetzung der Grenzfläche sehr schwierig. Energetisch ist eine Fe-As-Bindung an der Grenzfläche günstiger als eine Fe-Ga-Bindung [79]. Moosbühler geht davon aus, dass ein Umordnungsprozess bis zur Ausbildung einer bestimmten Grenzfläche stattfindet, da die magnetischen Eigenschaften von Fe auf GaAs unabhängig von den untersuchten Rekonstruktionen der Oberfläche sind [76].

1.4.3 Magnetismus von Fe auf GaAs

Die wesentliche Eigenschaft eines Ferromagneten ist eine spontane Magnetisierung, die auch ohne äußeres Magnetfeld unterhalb der Curie-Temperatur T_C vorhanden ist. Dabei führt das Zusammenspiel von Pauli-Prinzip und Coulomb-Wechselwirkung zur quantenmechanischen Austauschwechselwirkung. Es kommt zu einem Überschuss von Elektronen einer Spinsorte. Diese Parallelstellung von Spins ist zwar mit einer Zunahme an kinetischer Energie verbunden, da die Doppelbesetzung von Zuständen aufgegeben werden muss. Allerdings überwiegt bei den Elementen Fe, Co und Ni der mit einer Parallelstellung von Spins verbundene Gewinn an potentieller Energie aufgrund einer Reduktion der effektiven Coulomb-Wechselwirkung. Im Bändermodell führt dies dazu, dass die Zustandsdichten für Elektronen mit spin-up und spin-down auf der Energieskala gegeneinander verschoben sind (Austauschaufspaltung, siehe Abb. 1.5).

Für das Magnetisierungsverhalten von Fe auf GaAs spielt die magnetische Anisotropie eine entscheidende Rolle. Sie liegt vor, wenn die Arbeit, die nötig ist, um einen Ferromagneten mit Hilfe eines äußeren Magnetfeldes bis zur Sättigungsmagnetisierung aufzumagnetisieren, richtungsabhängig ist. Dafür kann es unterschiedliche Ursachen geben, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Kristallanisotropie

In der Kristallanisotropie spiegelt sich die Symmetrie des Kristallgitters wieder. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung sind bestimmte Orientierungen der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen energetisch besonders günstig. Bei einem kubischen Kristall existieren drei zueinander senkrechte, gleichwertige Richtungen. Die Kristallanisotropie-Energiedichte ε_K wird als Potenzreihe entwickelt und es ergibt sich:

$$\varepsilon_K = K_1 \cdot (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) + K_2 \cdot (\alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2) + \dots \quad (1.30)$$

Dabei bezeichnet α_x , α_y und α_z den jeweiligen Richtungskosinus der Magnetisierung \mathbf{M} bzgl. der drei Kristallachsen und K_1 bzw. K_2 die Anisotropiekonstanten. Betrachtet man eine dünne, (001)-orientierte Fe-Schicht nur innerhalb ihrer Ebene, so beträgt $\alpha_z = 0$ und für $\varepsilon_K(\varphi)$ gilt:

$$\varepsilon_K(\varphi) = \frac{1}{4} K_1 \sin^2(2\varphi). \quad (1.31)$$

Dabei ist φ der Winkel, den die Magnetisierung und die [100]-Richtung einschließen. Wenn $K_1 > 0$ ist, dann ist die Kristallanisotropie-Energiedichte u.a. bei einer Magnetisierung in die [100]-Richtung minimal bzw. bei einem Winkel von 45° dazu maximal und man spricht von einer magnetisch leichten bzw. magnetisch schweren Richtung und einer kubischen bzw. vierzähligen Anisotropie.

Magnetoelastische Anisotropie

Weicht die Gitterkonstante einer epitaktisch aufgewachsenen Schicht von der Gitterkonstante des Substrats ab, so kann die Schicht pseudomorph auf dem Substrat aufwachsen und dabei dessen Gitterkonstante annehmen. Durch diese mechanische Verspannung wird die Kristallsymmetrie der Schicht verändert und liefert dadurch einen zusätzlichen Beitrag zur Anisotropie. Eine Relaxation der Schicht ist in erster Linie nur in Richtung der Schichtnormalen zu erwarten. Da bei einer (001)-orientierten Schicht eines kubischen Kristalls die Verspannungen innerhalb der Ebene isotrop sein sollten, macht sich in diesem Fall die magnetoelastische Anisotropie nur bemerkbar, wenn die Magnetisierung eine Komponente in Richtung der Schichtnormalen aufweist.

Formanisotropie

Die Formanisotropie bewirkt, dass manche Magnetisierungsrichtungen aufgrund der Probenform bevorzugt sind. Sie wird nicht durch die Kristallstruktur verursacht, sondern durch das Streufeld der magnetischen Struktur selbst. An der Oberfläche einer ferromagnetischen Probe entstehen magnetische Dipole, die im Inneren der Probe ein Streufeld erzeugen, das der Magnetisierung \mathbf{M} der Probe entgegengesetzt ist. Dieses Feld enthält je nach Form der Probe und Richtung der Magnetisierung eine andere Energie. So ist z.B. bei einer dünnen Schicht die Schichtnormale eine schwere Achse der Formanisotropie.

Grenzflächenanisotropie

Aufgrund des Bruchs der Translationssymmetrie an der Oberfläche oder an der Grenzfläche zweier Materialien ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zur Anisotropie. Dieser spielt vor allem bei dünnen Schichten eine wichtige Rolle für das Magnetisierungsverhalten der Schicht, da er proportional zum Flächeninhalt der Grenzfläche ist. Bei Fe auf (001)-orientiertem GaAs führt dies zu einer uniaxialen magnetischen

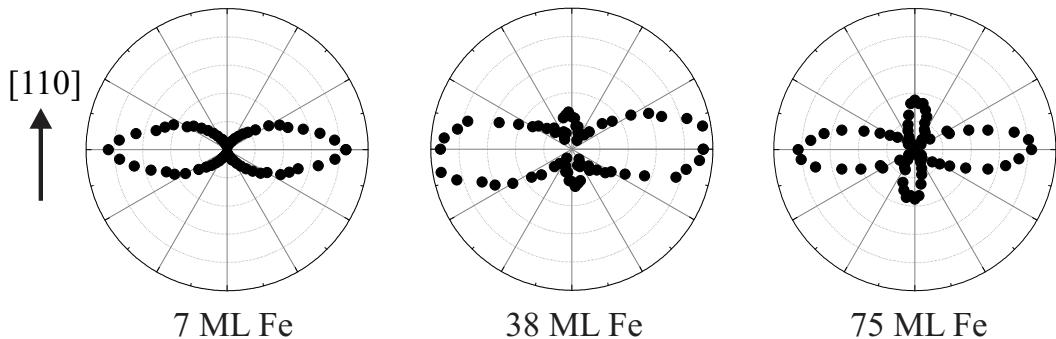


Abbildung 1.15: Richtungsabhängigkeit der Ummagnetisierungsarbeit in der Schichtebene von unterschiedlich dicken, epitaktischen Fe-Schichten auf GaAs(001) bei Raumtemperatur (RT). Für dünne Fe-Filme dominiert die uniaxiale Grenzflächenanisotropie. Mit zunehmender Schichtdicke wird diese von der kubischen Kristallanisotropie überlagert und dominiert (aus [80]).

Anisotropie, deren Beitrag zur Energiedichte beschrieben wird durch [73]:

$$\varepsilon = K_u \cdot \sin^2(\varphi - \pi/4). \quad (1.32)$$

Phänomenologisch kann man sich diese uniaxiale bzw. zweizählige Anisotropie mit der Anisotropiekonstanten K_u aus der zweizähligen strukturellen Symmetrie der (001)-Oberfläche im Zinkblendegegitter des Substrats erklären [74] (siehe Abb. 1.13). Dass die unterschiedlichen Anisotropiebeiträge je nach Schichtdicke zu unterschiedlichen Magnetisierungverhalten führen können, wird durch Abb. 1.15 deutlich. Während bei dünnen Fe-Schichten die uniaxiale Anisotropie dominiert, spielt bei dickeren Schichten die vierzählige Kristallanisotropie eine immer größere Rolle.

Prinzipiell lassen sich die Anisotropiekonstanten in Volumen- und Grenzflächenanisotropiebeiträge zerlegen, und es gilt für die effektiven Konstanten:

$$K_u^{eff} = K_u^{vol} + \frac{1}{d} K_u^{int} \quad , \quad K_1^{eff} = K_1^{vol} + \frac{1}{d} K_1^{int}. \quad (1.33)$$

Dabei steht d für die Schichtdicke. Brockmann [73] konnte zeigen, dass die uniaxiale Anisotropie nur einen Grenzflächenbeitrag hat, d.h. $K_u^{vol} = 0$. Nach Bayreuther *et al.* [81] hat die kubische Anisotropiekonstante von Eisen neben einem positivem K_1^{vol} auch einen negativen Grenzflächenbeitrag K_1^{int} . Während für dicke Schichten eine leichte Achse der vierzähligen Anisotropie in der [100]-Richtung liegt,

bewirkt K_1^{int} eine Drehung der leichten Achse in die [110]-Richtung für Schichtdicken unter sechs Monolagen. Die physikalische Ursache für K_1^{int} liegt wohl in der gebrochenen kubischen Symmetrie des Eisens an der Grenzfläche und lässt sich gut mit Néel's phänomenologischer Theorie zur magnetischen Anisotropie erklären. Da die kritische Schichtdicke von sechs Monolagen unabhängig vom Substrat ist (für GaAs, Au und Ag), spielen Hybridisierung und Spin-Bahn-Kopplung an der Grenzfläche dabei wohl eine untergeordnete Rolle.

Kapitel 2

Probenpräparation und Messtechnik

In diesem Kapitel wird zunächst die grundsätzliche Vorgehensweise bei der Probenpräparation erläutert. Diese ist bereits ausführlich in [32, 43, 82] beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht durch eine geeignete Vorbehandlung die Grenzfläche zwischen Fe und GaAs(001) mit Hilfe von Wasserstoff-Plasma bezüglich der Spininjektion zu optimieren und Fe epitaktisch auf der Barriere zu wachsen. Abschließend wird auf die Funktionsweise des RHEEDs und der verwendeten Messapparatur eingegangen.

2.1 Probenpräparation mit der EBASE-Technik

Prinzipiell lassen sich Tunnelemente mit einkristalliner Barriere auf zwei verschiedene Arten herstellen. Für die meisten Experimente wird zunächst die isolierende Barriere auf eine bereits vorhandene Metallelektrode aufgewachsen und anschließend der zweite Metallkontakt aufgebracht. Dieses Verfahren hat sich für das Fe/MgO/Fe-System bewährt. Für das Fe/GaAs/Fe-System hingegen ist diese Vorgehensweise ungeeignet. Einkristallines GaAs wird in der Regel bei Temperaturen von ca. 630°C gewachsen, während das Wachstum von Fe bei niedrigen Temperaturen abläuft. Bereits bei über 100°C können „magnetisch tote“ Lagen an der Grenzfläche entstehen [83]. Daher wurde in dieser Arbeit das von Stephan Kreuzer entwickelte Verfahren basierend auf der *epoxy bond and stop-etch technique* (EBASE) verwendet [84], bei dem der Wachstumsschritt der Halbleiterschicht auf dem Metallkontakt vermieden wird (siehe [85]). Hierbei werden, ausgehend von der epitaktischen Barriere, die beiden Metallkontakte auf die Barriere aufgebracht. Dies ist auch mit Materialien

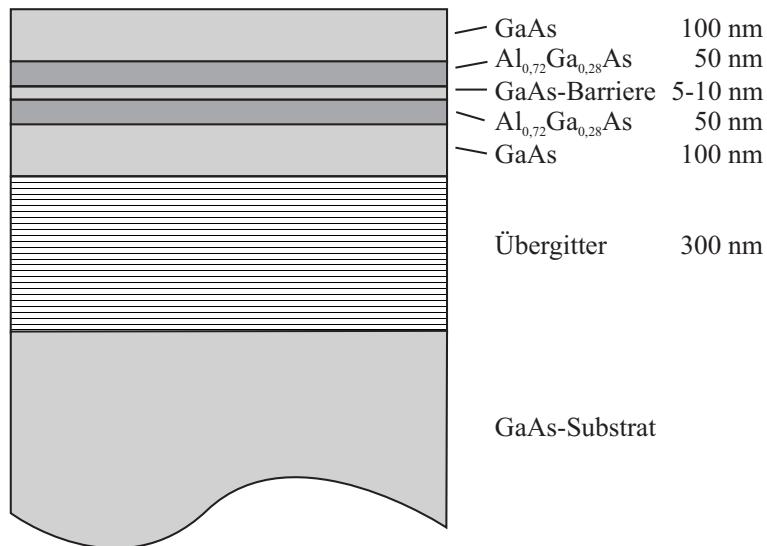


Abbildung 2.1: Halbleiterheterostruktur zur Präparation der Tunnelkontakte. Die GaAs-Barriere ist zwischen zwei 50 nm dicken $\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}$ -Schichten eingebettet. Darüber und darunter befindet sich jeweils eine 100 nm dicke GaAs-Schicht. Das 300 nm dicke, direkt auf dem Substrat gewachsene AlAs/GaAs -Übergitter dient als Ätzstoppschicht.

möglich, deren Gitterfehlpass keine Epitaxie auf der Tunnelbarriere erlaubt. Somit lassen sich prinzipiell beliebige Materialien als Elektrode auf der epitaktischen Tunnelbarriere realisieren.

Ausgangsmaterial ist dabei eine Halbleiterheterostruktur, die mittels Molekularstrahl-Epitaxie bei einer Temperatur von ca. 630°C auf einem semiisolierenden GaAs(001)-Wafer gewachsen wird. Zunächst wird ein 300 nm dickes Übergitter hergestellt, das sich aus jeweils 2,26 nm AlAs und 0,57 nm GaAs zusammensetzt und später als Ätzstoppschicht dient. Die 5-10 nm dicke GaAs-Barriere ist zwischen zwei 50 nm dicken $\text{Al}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}$ -Schichten eingebettet. Ober- und unterhalb dieser Schichten befinden sich jeweils 100 nm dicke GaAs-Schichten. Durch diesen bezüglich der Barriere symmetrischen Aufbau sehen beide Grenzflächen der Barriere die gleichen Prozessschritte vor dem Aufbringen des jeweiligen Kontakts und sind damit prinzipiell gut vergleichbar. Die beiden oberen Schichten dienen zugleich als Oxidationsschutz. In Abbildung 2.1 ist der Aufbau einer solchen Heterostruktur dargestellt, wie sie von Dr. Dieter Schuh und Christian Gerl am Lehrstuhl von Prof. Werner Wegscheider an der Universität Regensburg gewachsen wurden.

Zur Präparation der Tunnelkontakte müssen beiden Seiten der Barriere nassche-

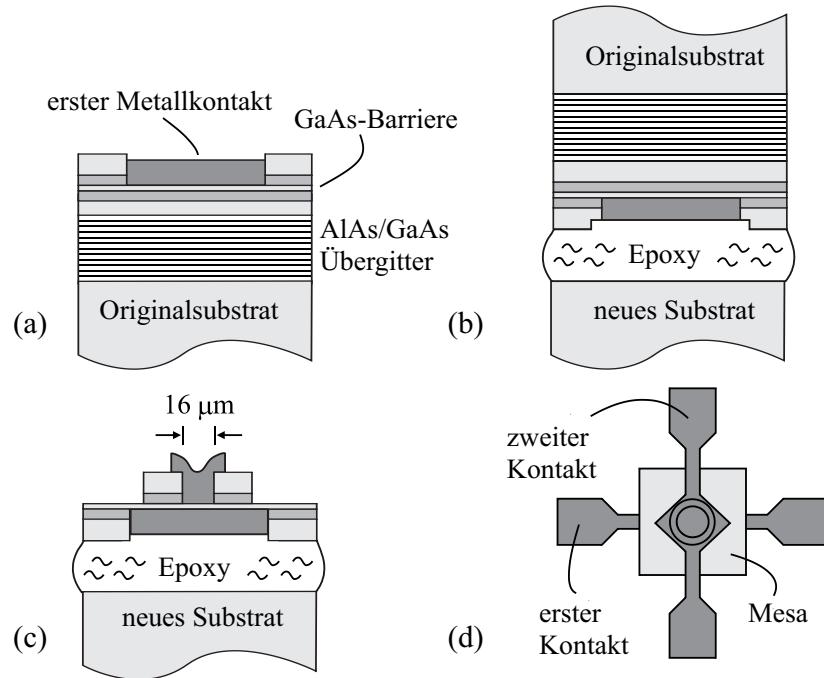


Abbildung 2.2: Prozessierung der Tunnelkontakte mit der epoxy bond and stop-etch (EBASE)-Technik: (a) nach dem Aufbringen des ersten Metallkontakte wird die Probe (b) umgedreht und mit einem Epoxy-Kleber auf ein neues Trägersubstrat geklebt und nach mehreren Ätzschritten (c) der zweite, runde Kontakt aufgebracht; (d) zeigt den Tunnelkontakt in Draufsicht.

misch freigelegt werden. Daher wird zunächst, um die Ätzzeit beim Entfernen des GaAs-Substrats zu verkürzen, der ursprünglich 350-500 µm dicke Wafer durch chemisch-mechanisches Polieren mit Brom-Methanol auf eine Dicke von etwa 160 µm abgedünnt. Die weitere Probenprozessierung ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Der erste Kontakt wird mittels Photolithographie definiert. Mit Hilfe von hochselektiven Ätzlösungen wird die GaAs-Schicht ($\text{Zitronensäure} : \text{H}_2\text{O}_2 = 10 : 1$) und die $\text{Al}_{0,72}\text{Ga}_{0,28}\text{As}$ -Schicht (1%ige Flüssigsäure) nasschemisch entfernt und der erste Eisenkontakt bei einem Basisdruck von 8×10^{-10} mbar gesputtert.

Das Sputtern wurde mit einer am Lehrstuhl entworfenen und aufgebauten Sputteranlage durchgeführt, deren Aufbau und Funktionsweise ausführlich in [86] beschrieben ist. In der Anlage befinden sich sieben Magnetron-Sputterquellen, die sowohl mit Gleichspannung als auch mit Wechselspannung betrieben werden können. Beim Sputtern werden durch das Beschleunigen energiereicher Ionen auf einen Festkörper (Target) Atome aus diesem herausgelöst und lagern sich dann u.a. auf der Probe ab.

Dazu wird über dem Target (z.B. aus Fe) durch die Ionisation von Argon ein Plasma erzeugt. Neben der angelegten Spannung zur Beschleunigung der Argon-Ionen auf das Target führen beim Magnetronputtern in die Quellen integrierte Dauermagneten dazu, dass sich Elektronen durch die Lorentz-Kraft auf Zykloidenbahnen über dem Target bewegen. Dadurch ergeben sich effektiv längere Teilchenbahnen und die Elektronen stehen dem Plasma länger für Ionisierungsprozesse zur Verfügung. Die Wachstumsrate des gesputterten Materials hängt neben der Position der Probe im wesentlichen von der am Target angelegten Spannung bzw. der verwendeten Leistung ab.

Um die thermische Belastung der Probe und eine mögliche Durchmischung an der Grenzfläche während des Sputterns zu minimieren, wurde die Fe-Schichten stets bei der kleinstmöglichen Leistung von 5 Watt bei Raumtemperatur hergestellt. Dies entspricht in etwa einer angelegten Gleichspannung von -350 V am Target und ergibt eine Wachstumsrate von ca. 0,048 Å/s. Der Eisenkontakt wird mit einer Gold-Schicht abgedeckt (Abbildung 2.2 (a)). Anschließend wird die Probe umgedreht und mit Hilfe eines Epoxy-Klebers auf ein neues, semiisolierendes GaAs-Substrat geklebt (Abbildung 2.2 (b)). Mit Hilfe von unterschiedlichen Ätz-Lösungen (Ammoniaklösung und Zitronensäure) wird zunächst das Originalsubstrat entfernt und anschließend die 300 nm dicke Ätzstoppschicht mit 10%iger Flußsäure selektiv geätzt. Dadurch erhält man eine relativ glatte GaAs-Oberfläche. Anschließend wird wiederum photolithographisch ein 16 µm großes Kontaktloch, der eigentliche Tunnelkontakt, definiert. Die Barriere wird selektiv freigeätzt, die zweite Eisenschicht gesputtert und mit Gold abgedeckt (Abbildung 2.2 (c)). Um die erste Eisenschicht kontaktieren zu können, wird eine Mesa strukturiert und der erste Kontakt nasschemisch teilweise freigelegt. Leiterbahnen aus Gold (mit Chrom als Haftvermittler) erlauben eine Vierpunkt-Messung an der Struktur (Abbildung 2.2 (d)). Dabei sind die beiden Leiterbahnen durch den Rest der ursprünglichen Halbleiterheterostruktur im Bereich der Mesa voneinander isoliert. Diese dient zusätzlich zur Stabilisation der Struktur. Abbildung 2.3 zeigt die Lichtmikroskop-Aufnahme eines fertig prozessierten Tunnelkontakte.

Experimente von Zenger zeigen, dass bereits ein Temper-Schritt von 2 Stunden bei 120°C zu einer deutlichen Reduktion des TMR bei Fe/GaAs/Fe-Strukturen führt [43]. Daher wurden durch eine optimierte Prozessierung Temperaturschritte über 90°C vermieden.

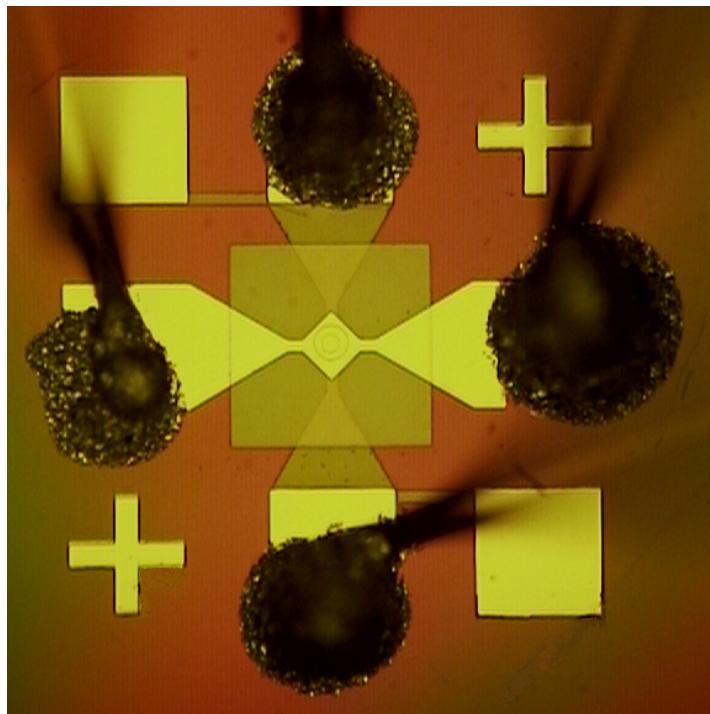


Abbildung 2.3: Lichtmikroskopaufnahme eines fertig prozessierten Tunnelelements. Der kleinere runde Kontakt in der Mitte der Struktur entspricht dabei dem eigentlichen Tunnelkontakt. Durch die Mesa (großes Quadrat) sind die Leiterbahnen voneinander isoliert. Die vier Au-Bonddrähte werden zusätzlich mit Leitsilber fixiert (aus [43]).

2.1.1 Variation der Grenzfläche

Nach dem nasschemischen Freilegen der GaAs-Tunnelbarriere befindet sich die Probe an Luft und es bildet sich eine natürliche Oxidschicht an der Grenzfläche. Diese macht zum einen eine Epitaxie auf der Barriere unmöglich und beeinflusst zum anderen die Spinpolarisation der tunnelnden Elektronen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit zum einen versucht die natürliche Oxidschicht durch eine *in situ* Wasserstoffplasma-Behandlung vor dem Sputtern der Eisenschichten zu reduzieren. Zum anderen gelang es mit Hilfe einer UHV-Transportkammer und bei mit Arsen abgedeckten Wafern die Bildung einer natürlichen Oxidschicht an der Grenzfläche zu verhindern, so dass eine epitaktische Eisenschicht auf der Tunnelbarriere gewachsen werden konnte.

Wasserstoffplasma-Vorbehandlung

Das Standardverfahren zur Oberflächenpräparation von GaAs besteht aus einem Temperschritt bei ca. 600°C und gleichzeitigem Ar-Ionen-Ätzen. Dadurch kann die GaAs-Oberfläche von unerwünschten Adsorbaten, in erster Linie Sauerstoff- und Kohlenstoff-Verunreinigungen, befreit, und dadurch die Grundlage für die anschließende Epitaxie geschaffen werden. Allerdings wird dabei ein Teil des Substrats abgetragen, was bei den Tunnelementen zu einem Abdünnen der Barriere führt. Während dieses Standardverfahren mit einer definierten Ätzrate prinzipiell für den ersten Kontakt anwendbar wäre, kommt es für den zweiten Kontakt nicht in Betracht. Ein Temperschritt von 200°C für 2 Stunden führt wohl aufgrund eines Verschmelzen von Fe und GaAs an der Grenzfläche zur vollständigen Auslöschung des TMR [43]. Die für die Ar-Vorbehandlung nötige Temperatur würde daher die Fe/GaAs-Grenzfläche des ersten Kontakts und damit das Tunnelement zerstören. Eine Vorbehandlung mit Ar-Ionen bei niedriger Temperatur führt zu einer Aufrauung der Oberfläche, die sich wiederum negativ auf die Spininjektion auswirken kann.

Bei einer Vorbehandlung mit Wasserstoffplasma hingegen kann die GaAs-Oberfläche gereinigt werden ohne die Barrierendicke wesentlich zu beeinflussen. Atomarer Wasserstoff reagiert mit dem Oxid und den Kohlenstoffverunreinigungen an der Grenzfläche und bildet flüchtige Verbindungen. Während sich oxidiertes As bei Raumtemperatur mit atomarem Wasserstoff reduzieren lässt, ist nach Elamrawi *et al.* [87] zur vollständigen Reduktion von oxidiertem Ga eine thermische Aktivierung nötig. Die erhöhte Temperatur bewirkt auch eine effektivere bzw. schnellere Entfernung der Kohlenstoffverunreinigungen. Während Petit *et al.* [88] daher eine Vorbehandlung bei Raumtemperatur und anschließend bei 300°C vorschlagen, gehen Razek *et al.* [89] davon aus, dass bereits bei einer Temperatur von 150°C mit Wasserstoffionen niedriger Energie glatte und oxidfreie GaAs-Oberflächen präpariert werden können. Tomkiewicz *et al.* [90] konnten dagegen bei einer Vorbehandlung bei Raumtemperatur eine natürliche Oxidschicht auf GaAs vollständig entfernen. Dabei können neben Wasser auch flüchtige Wasserstoff-Arsen-Verbindungen entstehen. Die Stöchiometrie an der Oberfläche verändert sich während der Vorbehandlung und man erhält letztendlich, unabhängig von der Ausgangssituation, einen Ga-Überschuss an der späteren Grenzfläche. Die für die Vorbehandlung nötige Zeit hängt stark von der Art des Oxids und von der verwendeten Wasserstoffquelle bzw. deren Ausbeute an atomarem Wasserstoff ab.

Das für diese Arbeit verwendete Plasma wurde mit einer „Ion-Etch“ erzeugt: Dabei wird mit Hilfe von Mikrowellen ein Plasma gezündet, welches dann durch das An-

legen einer Beschleunigungsspannung an zwei Lochblenden auf die Probe fokussiert wird. Die verwendeten Parameter werden ausführlich in Anhang A beschrieben. Prinzipiell kann mit Hilfe einer Schwefelpassivierung nach dem Freilegen der Barriere die Bildung einer natürlichen Oxidschicht verhindert werden. Experimente von Peifeng [91] zeigen allerdings eine Reduktion des TMR bei Proben mit einer derart passivierten Grenzfläche. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein anderer Weg gewählt und mit Hilfe einer UHV-Transportkammer die Bildung einer natürlichen Oxidschicht an der Grenzfläche verhindert.

UHV-Transportkammer

Zunächst wurde in der Halbleiter MBE eine Halbleiterheterostruktur mit 8 nm dicker Tunnelbarriere ohne die beiden Deckschichten gewachsen (vgl. Abb. 2.1). Mit Hilfe der von Roland Meier am Lehrstuhl von Prof. C. Back gebauten UHV-Transportkammer mit einem Basisdruck von etwa 5×10^{-10} mbar wurde die Probe anschließend ohne Bruch des Ultra-Hoch-Vakuums zur Sputteranlage transportiert und eingeschleust. An der Transportkammer befindet sich eine Schleuse, die zum Probentransfer zunächst an die MBE angekoppelt wird. Um darin zumindest ein Vakuum im Bereich von 10^{-9} mbar zu erreichen, muss die Schleuse ausgeheizt werden. Diese Prozedur muss anschließend beim Einschleusen in die Sputteranlage wiederholt werden. Daher ist diese Vorgehensweise relativ zeitaufwändig, so dass im Rahmen zweier Diplomarbeiten auch ein anderes Verfahren zur Herstellung epitaktischer Fe-Schichten angewandt wurde.

Wafer mit As-Deckschicht

Für dieses Verfahren wird die ohne die beiden Deckschichten gewachsene Heterostruktur in der HL-MBE mit As abgedeckt und dadurch die Bildung einer natürlichen Oxidschicht verhindert. Die As-Schicht wird dann in der Sputteranlage bei etwa 250°C ca. 30-60 min., je nach Dicke der Schicht, weggeheizt, so dass man auch hier eine glatte und oxidfreie GaAs-Oberfläche erhalten kann. Auf diese wird dann eine mit Au abgedeckte Fe-Schicht gesputtert.

Um aus einer geschlossenen Au/Fe-Schicht Kontakte zu strukturieren wurde zunächst die Au-Schicht mit Ar-Ionen und anschließend die Fe-Schicht mit Citronensäure geätzt. Die genaue Vorgehensweise ist in Anhang A beschrieben.

Zur Charakterisierung der Proben-Oberfläche, z.B. nach dem Wegheizen der Aschicht, wurde ein RHEED benutzt, dessen Funktionsweise ausführlich in [75] beschrieben ist.

2.2 Oberflächen-Charakterisierung mit RHEED

Bei der Beugung hochenergetischer Elektronen unter streifendem Einfall (RHEED = Reflective High Energy Electron Diffraction) wird ein fokussierter Elektronenstrahl mit einer Energie von bis zu 30 keV unter flachem Winkel auf eine Probenoberfläche gerichtet (vgl. Abb. 2.4 a)). Die an der Probe gebeugten Elektronen treffen anschließend auf einem Leuchtschirm auf und erzeugen ein Beugungsbild. Auf Grund des geringen Einfallswinkels der Elektronen beträgt deren Eindringtiefe in die Probe nur wenige Monolagen. Das Beugungsbild enthält daher Informationen über die Struktur der obersten Atomlagen einer Probe.

Um die Entstehung des Beugungsbildes zu verstehen, betrachtet man eine idealisierte glatte Oberfläche, die aus einem zweidimensionalen Gitter von Streuzentren besteht. Im dreidimensionalen reziproken Raum wird ein solches zweidimensionales Punktgitter durch „Stäbe“ repräsentiert, die senkrecht zur Gitterebene des direkten Raumes verlaufen. Das Beugungsbild kann mit Hilfe der Ewald-Konstruktion bestimmt werden. Man zeichnet dafür in das reziproke Gitter des Kristalls den Wellenvektor \mathbf{k} der einfallenden Welle so ein, dass er auf einem Gitterpunkt endet. Um den Anfangspunkt A des Wellenvektors \mathbf{k} , der i.A. nicht mit einem Gitterpunkt zusammenfällt, wird nun eine Kugel mit dem Radius $|\mathbf{k}|$ konstruiert. Bei elastischer Streuung gilt $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'|$, so dass alle Wellenvektoren der gebeugten Wellen \mathbf{k}' von A ausgehend ebenfalls auf der Kugeloberfläche enden. Konstruktive Interferenz der Wellenvektoren tritt auf, wenn $\mathbf{k} - \mathbf{k}' = \mathbf{G}$ gilt (Laue-Bedingung). \mathbf{G} ist dabei ein reziproker Gittervektor. Dies ist genau für die gebeugten Wellenvektoren \mathbf{k}' der Fall, die von A ausgehend auf Punkte des reziproken Gitters zeigen. Bei der idealisierten Oberfläche sind dies die Schnittpunkte der „Stäbe“ des reziproken Raums mit der Ewald-Kugel. Somit ergeben sich sogenannte Laue-Kreise (siehe Abb. 2.5), die dann auf den Leuchtschirm projiziert werden. Meist liegt jedoch keine perfekt glatte Oberfläche vor. Dies kann, je nach Oberfläche, zu einer Verschmierung der Reflexe, zu länglichen Streifen oder einem „3D-Muster“ führen (siehe Abb. 2.4 b)-f)).

Es kann auch zu einer inelastischen Streuung der Elektronen, z.B. beim „durchstrahlen“ von dreidimensionalen Inseln kommen. Diese Elektronen verursachen die so ge-

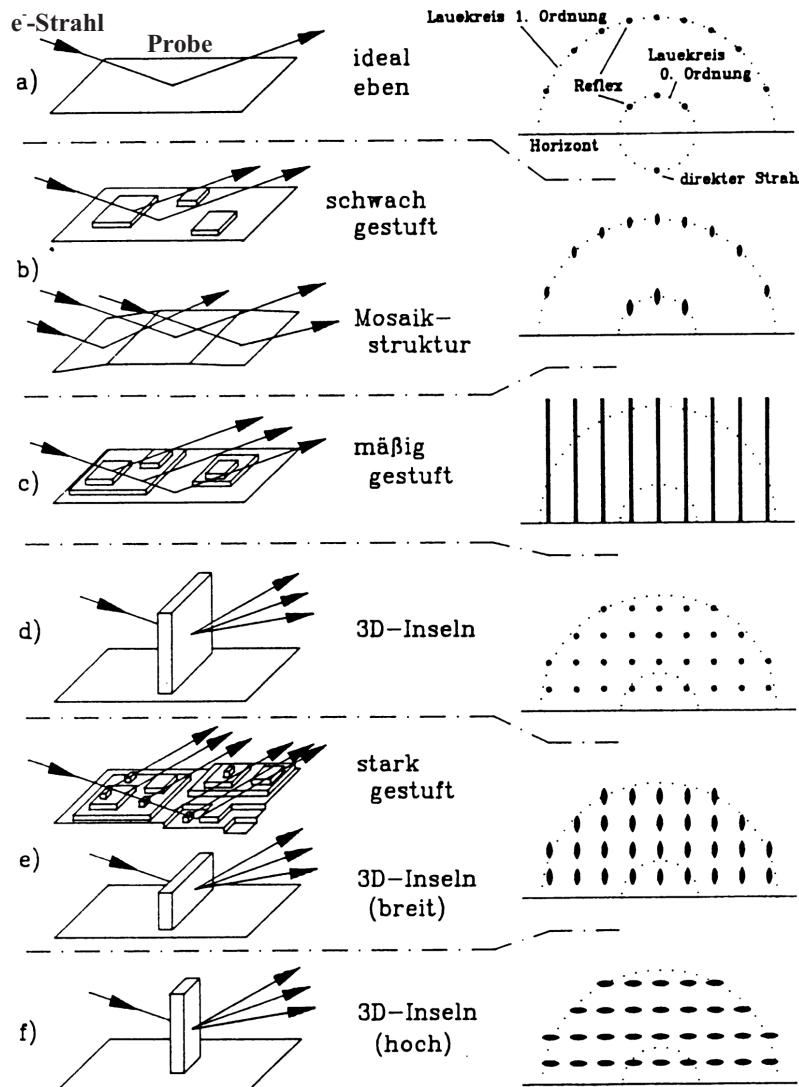


Abbildung 2.4: Qualitative Interpretation von RHEED-Beugungsbilder für verschiedene Oberflächen. Ideal glatte Oberflächen führen zu Punktreflexen auf Laue-Kreisen. Mit zunehmender Rauigkeit der Oberfläche werden die Reflexe immer streifenförmiger, bis es schließlich ganz zu Durchstrahlungs- bzw. 3D-Reflexen kommt (entnommen aus [76]).

nannten Kikuchi-Linien, die das Beugungsbild der elastisch gestreuten Elektronen kreuzen. Die Existenz solcher Linien im Beugungsbild lässt auf das Vorhandensein von 3D-Inseln mit hoher kristalliner Ordnung bzw. auf eine raue Oberfläche schließen [74, 80].

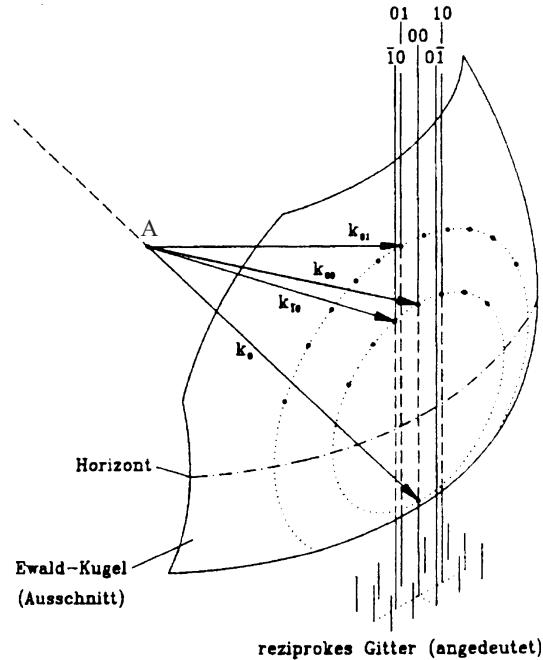


Abbildung 2.5: Konstruktion des Beugungsbildes nach Ewald. Erläuterung siehe Text (entnommen aus [75]).

2.3 Messtechnik

Die elektrischen Messungen an den Tunnelstrukturen wurden mit einem Semiconductor Parameter Analyzer 4155A von Hewlett Packard in Vierpunkt-Geometrie mit Koaxialkabeln durchgeführt. Dabei wurde bei allen Messungen die Leiterbahn auf dem oberen, runden Kontakt auf Masse gelegt. An einem der unteren Kontakte wurde die Spannung variiert und dabei der Strom gemessen. Zwischen den beiden übrigen Kontakten auf der unteren und oberen Leiterbahn wurde die an der Tunnelbarriere abfallende Spannung bestimmt.

Die Messungen bei tiefen Temperaturen wurden mit Hilfe eines Magnetkryostaten von Oxford (Teslatron 10/12/64/13) realisiert. Supraleitende Spulen im Kryostaten ermöglichen es Magnetfelder von bis zu 12 T an die Probe anzulegen. Die Probe wird dabei in das *Variable Temperature Inset* (VTI) des Kryostaten eingebaut, das über ein Nadelventil mit einem ^4He -Reservoir verbunden ist. Wird über das Ventil flüssiges Helium in das abgepumpte VTI gesaugt, so liegt die Temperatur der Probe bei Atmosphärendruck bei 4,2 K. Durch Erniedrigung des Dampfdrucks über dem ^4He -Bad kann die Temperatur auf bis zu 1,5 K erniedrigt werden. Für Temperaturen

zwischen 4,2 K und 200 K wird das VTI geheizt und die Probe dadurch von warmem ^4He -Gas umspült. Eine detaillierte Beschreibung des Magnetsystems und der Temperaturregelung ist in [92] zu finden. Für die Messung wurde ein drehbarer Probenhalter verwendet. Dadurch kann die Probe beliebig in-plane zum Magnetfeld um 360° gedreht werden. Für die von der Magnetfeldrichtung abhängigen Messungen wurde die Probe zwischen den einzelnen Messpunkten um ca. 3° gedreht. Wahlweise ist auch eine Drehung von in-plane nach out-of-plane möglich. Für die Messungen bei Raumtemperatur wurden Luftspulen benutzt, mit denen ein Magnetfeld von bis zu 350 mT erzeugt werden kann.

Kapitel 3

Messergebnisse und Diskussion

Da sich im Vorfeld schon einige Arbeiten mit dem Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren beschäftigt haben [32, 43, 82, 91], wird in diesem Kapitel zuerst auf die dabei erhaltenen Ergebnisse eingegangen. In den darauf folgenden Abschnitten werden Messungen und deren Interpretation an Fe/GaAs/Fe-Proben mit zunächst unterschiedlichen Grenzflächen und anschließend Messungen an Proben mit einem epitaktischem Fe-Kontakt vorgestellt. Abgeschlossen wird das Kapitel mit TAMR-Messungen an Proben mit einem epitaktischen Fe-Kontakt und einer Gegenelektrode aus Gold oder Eisen.

3.1 Vorarbeiten

Strom-Spannungs-Charakteristik

Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Tunnelemente wurde bereits intensiv untersucht. Hier werden kurz die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst. Die Kennlinien der Tunnelemente mit unterschiedlicher Barrierendicke sind nichtlinear und zeigen bei logarithmischer Auftragung einen Knick bei 0,7 bis 0,8 V (siehe Abb. 3.1). Dieser Knick wird auf Fowler-Nordheim-Tunneln(FNT) zurückgeführt. FNT setzt ein, sobald die angelegte Spannung der Barriereförderung entspricht (siehe Abb. 3.1, rechtes Inset). Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung wird die Barrierendicke effektiv verkleinert. Dadurch nimmt der Strom ab dieser Spannung stärker zu. Geht man davon aus, dass sich die Fermi-Energie bei einem undotierten Metall-GaAs-Tunnelkontakt in der Mitte der Bandlücke E_g befindet, erwartet man bei 4,2 K eine

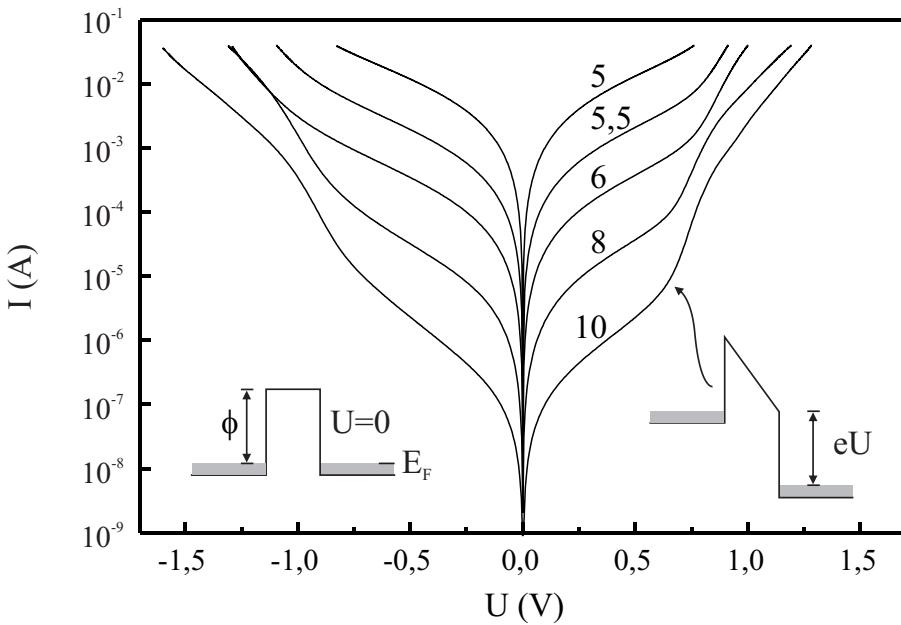


Abbildung 3.1: U - I -Kennlinien von $Fe/GaAs/Fe$ -Tunnelkontakte bei $4,2\text{ K}$ für unterschiedliche Barrierendicken (in nm). Die Insets skizzieren die MIM-Struktur für $U=0$ und für $U=\phi$. Ab dieser Spannung setzt das Fowler-Nordheim-Tunneln ein und der Strom steigt aufgrund einer effektiv dünneren Barriere stärker zu (nach [32]).

Barriereföhe von $\phi = E_g/2 = 0,76$ eV. Dies stimmt gut mit dem Einsetzen des FNT bei 0,7 bis 0,8 V überein. Peifeng füttet die Kennlinien mit dem Modell von Simmons (siehe Abschnitt 1.1.1) und einer von Rotländer *et al.* [93] vorgeschlagenen Methode und erhält eine etwas niedrigere Barriereföhe von etwa 0,6 eV. Kreuzer erhält bei geeigneter Auftragung des Tunnelstroms gegen die Barrierendicke d die erwartete exponentielle Abhängigkeit ($I \propto \exp(-2\kappa d)$). Von den komplexen Bändern in GaAs ist dasjenige mit der kleinsten Dämpfungskonstante κ für den Tunneltransport entscheidend. Experimentell wurde $\kappa = (0,9 \pm 0,1) \text{ nm}^{-1}$ ermittelt, was gut mit dem von Mavropoulos *et al.* [18] berechneten Wert von $1,1 \text{ nm}^{-1}$ übereinstimmt. Die Temperaturabhängigkeit ist ein weiteres wichtiges Kriterium zur Bestimmung des Transportmechanismus. Die Messungen zeigen einen annähernd quadratischen Anstieg des Stroms mit steigender Temperatur. Dieser Anstieg kann sehr gut mit der Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke erklärt werden [32], die quadratisch mit der Temperatur von 1,52 eV bei 4,2 K auf 1,42 eV bei Raumtemperatur abnimmt [94]. Die thermische Verbreiterung der Fermi-Verteilung führt ebenfalls zu einem quadratischen Anstieg des Stroms. Dieser ist aber theoretisch deutlich kleiner

und spielt daher nur eine untergeordnete Rolle. Würden Pinholes den Transport dominieren, sollte es zu einer Reduktion des Tunnelstroms mit steigender Temperatur kommen [95].

Der charakteristische Verlauf und die Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs-Charakteristik, zusammen mit der exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Barrierendicke lässt darauf schließen, dass quantenmechanisches Tunneln den dominierenden Transportmechanismus in den untersuchten Strukturen darstellt.

TMR-Effekt

In den ersten Arbeiten konnte an Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte ein maximaler TMR-Effekt von 0,56% bei 4,2 K und 5 mV gemessen werden, der stark mit steigender Temperatur und steigender Spannung abnimmt. Dies entspricht im Jullière-Modell einer Spinpolarisation von 5,3%, was deutlich unter den 44% liegt, die bei Tunnelexperimenten mit supraleitender Gegenelektrode für Fe gemessen wurden. Als eine mögliche Ursache wird, neben der natürlichen Oxidschicht, eine Durchmischung von Fe mit GaAs diskutiert. Um diese zu verhindern bzw. zu reduzieren wurden Temper-schritte von über 90°C während der Prozessierung der Proben vermieden. Dadurch konnte Zenger [43] den TMR-Effekt für Proben mit 8 nm dicker GaAs-Barriere auf etwa 1,7% erhöhen (bei 4,2 K und 5 mV). Ein anschließendes Tempern der Probe führt zu einer Durchmischung der Schichten und zur deutlichen Abnahme des TMR-Effekts (siehe Abb. 3.2). Im Rahmen der Arbeit wurde auch festgestellt, dass die Qualität des Materials eine entscheidende Rolle spielt. So zeigen z.B. Proben mit einer sehr welligen 8 nm dicken GaAs-Barriere, wohl aufgrund von Orange-Peel-Kopplung zwischen den Fe-Elektroden, keinen TMR-Effekt [43]. Dies macht einen Vergleich von TMR-Messungen an Proben von unterschiedlichen Wafern schwierig. Da die Grenzfläche einen entscheidenden Einfluss hat wurde die natürliche Oxidschicht durch Vorsputtern mit Argon-Ionen reduziert. Dadurch konnte der TMR-Effekt auf etwa 3% bei 3 mV und 4,2 K erhöht werden. Alle Tunnelemente zeigen zusätzlich eine spannungs- und temperaturabhängige Widerstandsänderung bei hohen Magnetfeldern [96, 97], auf die in dieser Arbeit nicht eingegangen wird.

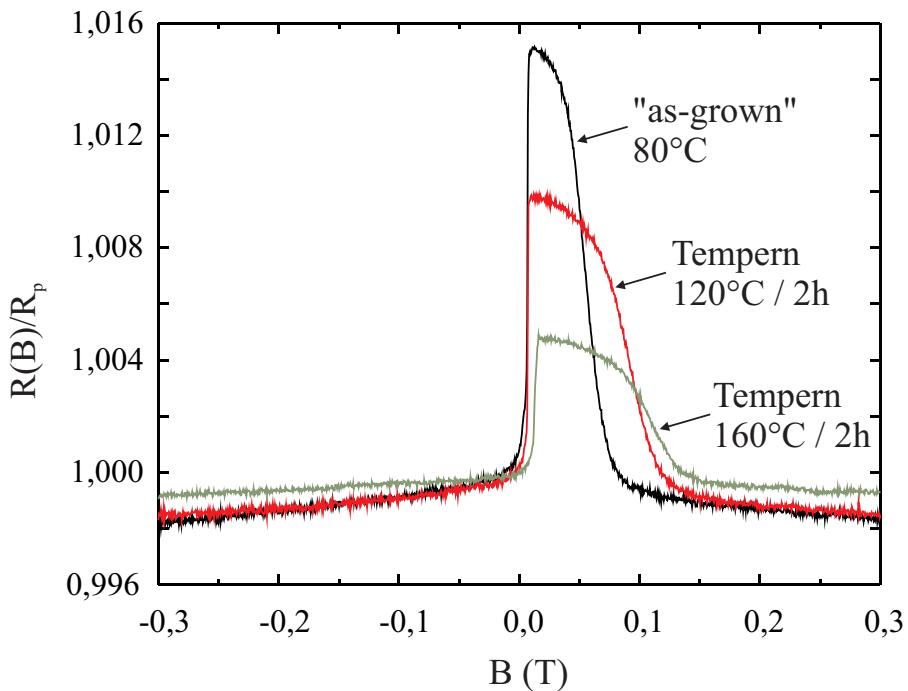


Abbildung 3.2: Magnetowiderstands-Messungen normiert auf den Widerstand bei paralleler Magnetisierung für eine Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Probe, gemessen nach den jeweiligen Temperschritten bei einer Bias-Spannung von 20 mV und einer Temperatur von 4,2 K (aus [43]).

3.2 Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit unterschiedlichen Grenzflächen

Während in der Arbeit von Zenger versucht wurde die natürliche Oxidschicht mit Hilfe von Argon-Plasma zu entfernen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Vorbehandlung mit H^+ -Plasma etabliert. Bei beiden Methoden zeigte sich, dass die Parameter für die Vorbehandlung, z.B. die verwendete Beschleunigungsspannung, eine entscheidene Rolle spielen.

3.2.1 Magnetische Tunnelkontakte mit H⁺-Plasma-Vorbehandlung

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 ausgeführt, werden bei der Vorbehandlung mit H⁺-Plasma theoretisch nur die Sauerstoff- und Kohlenstoff-Verunreinigungen auf der GaAs-Oberfläche reduziert ohne die Barriere dabei abzudünnen. Daher wurde zunächst versucht an flächigen Proben nach dem nasschemischen Entfernen der beiden Deckschichten unter RHEED-Überwachung die Vorbehandlung bei Raumtemperatur zu optimieren. Höhere Temperaturen führen zwar zu einer effektiveren Vorbehandlung, würden aber bei einer Anwendung vor dem Aufsputtern des zweiten Fe-Kontakts die Grenzfläche zwischen dem ersten Kontakt und der Barriere verschlechtern. Die Probe wurde bei einer Beschleunigungsspannung von 1,4 kV unter einem Winkel von etwa 22° vorbehandelt. Dadurch soll eine Dotierung der Barriere mit Wasserstoff durch „channeling“ verhindert werden, da die Kristallstruktur von GaAs bei diesem Winkel keine Kanäle aufweist, durch die der Wasserstoff tief in den Kristall eindringen kann. Nach ca. 15 min. waren erste, sehr schwache RHEED-Reflexe zu erkennen. Das Beugungsbild entsprach dabei einem für eine dreidimensionale Oberfläche typischen Muster, was für eine Aufrauung der Oberfläche spricht. Um strukturelle Veränderungen durch die Vorbehandlung zu untersuchen, wurden von R.-T. Huang aus der Arbeitsgruppe von Prof. C.-H. Lai, Taiwan, hochaufgelöste Tramissions-Elektronen-Aufnahmen angefertigt. In Abb. 3.3 ist ein TEM-Bild einer auf diese Weise vorbehandelten GaAs-Barriere dargestellt, auf die nach der Vorbehandlung eine mit Gold abgedeckte Eisenschicht aufgesputtert wurde. Durch die Vorbehandlung ergibt sich sogar eine schlechtere GaAs-Grenzfläche gegenüber Proben ohne Vorbehandlung und bei einem Druck im Bereich von 10⁻⁶ mbar aufgedampften Fe-Schichten mit einer natürlichen Oxidschicht an der Grenzfläche (Abb. 3.4). Während die gesputterten Schichten zwischen Au und Fe einen deutlich glatteren Übergang zeigen, befindet sich zwischen der Barriere und den Fe-Kristalliten nach der Vorbehandlung eine rauere, amorphe Schicht. Sie ist vermutlich die Ursache dafür, dass einseitig mit diesen Parametern vorbehandelte Tunnelstrukturen neben einer sehr ausgeprägten Temperaturabhängigkeit des Widerstands einen stark verrauschten TMR-Effekt von nur etwa 0,55% bei 4,2 K und 20 mV angelegter Spannung zeigten. Damit konnte zunächst durch die Vorbehandlung die Spininjektion nicht erhöht werden.

Daher wurde als nächstes versucht die Parameter zur Vorbehandlung bezüglich der Spininjektion an TMR-Strukturen zu optimieren. Allerdings lassen dabei die belackten Proben keine RHEED-Überwachung zu. Der größte TMR-Effekt wurde bei einer 30 min. langen Vorbehandlung mit einer Beschleunigungsspannung von 1,0 kV

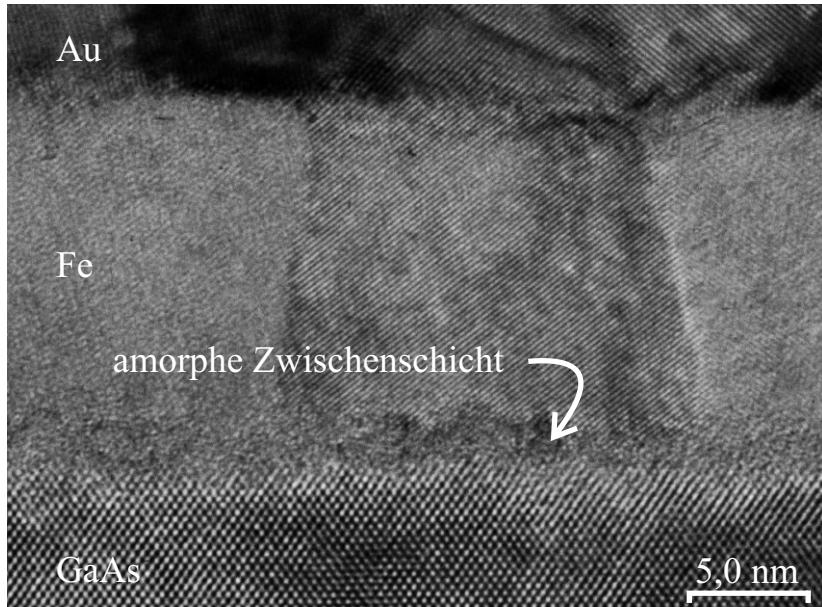


Abbildung 3.3: TEM-Aufnahme einer mit Gold abgedeckten Eisen-Schicht, die auf eine GaAs(001)-Barriere nach einer nicht optimierten H^+ -Plasma-Vorbehandlung aufgesputtert wurde. Die Vorbehandlung führt zur Bildung einer amorphen Zwischenschicht zwischen den Fe-Kristalliten und der rauen GaAs-Grenzfläche (TEM-Aufnahme: R.-T. Huang aus der AG Prof. C.-H. Lai, Taiwan).

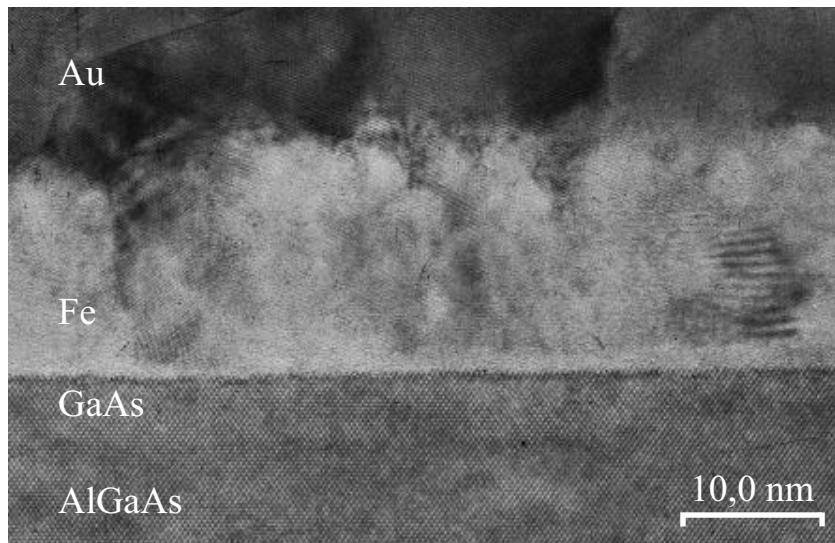


Abbildung 3.4: TEM-Aufnahme einer ohne Vorbehandlung der GaAs-Grenzfläche aufgedampften Fe-Schicht (TEM-Aufnahme: R.-T. Huang aus der AG Prof. C.-H. Lai, Taiwan).

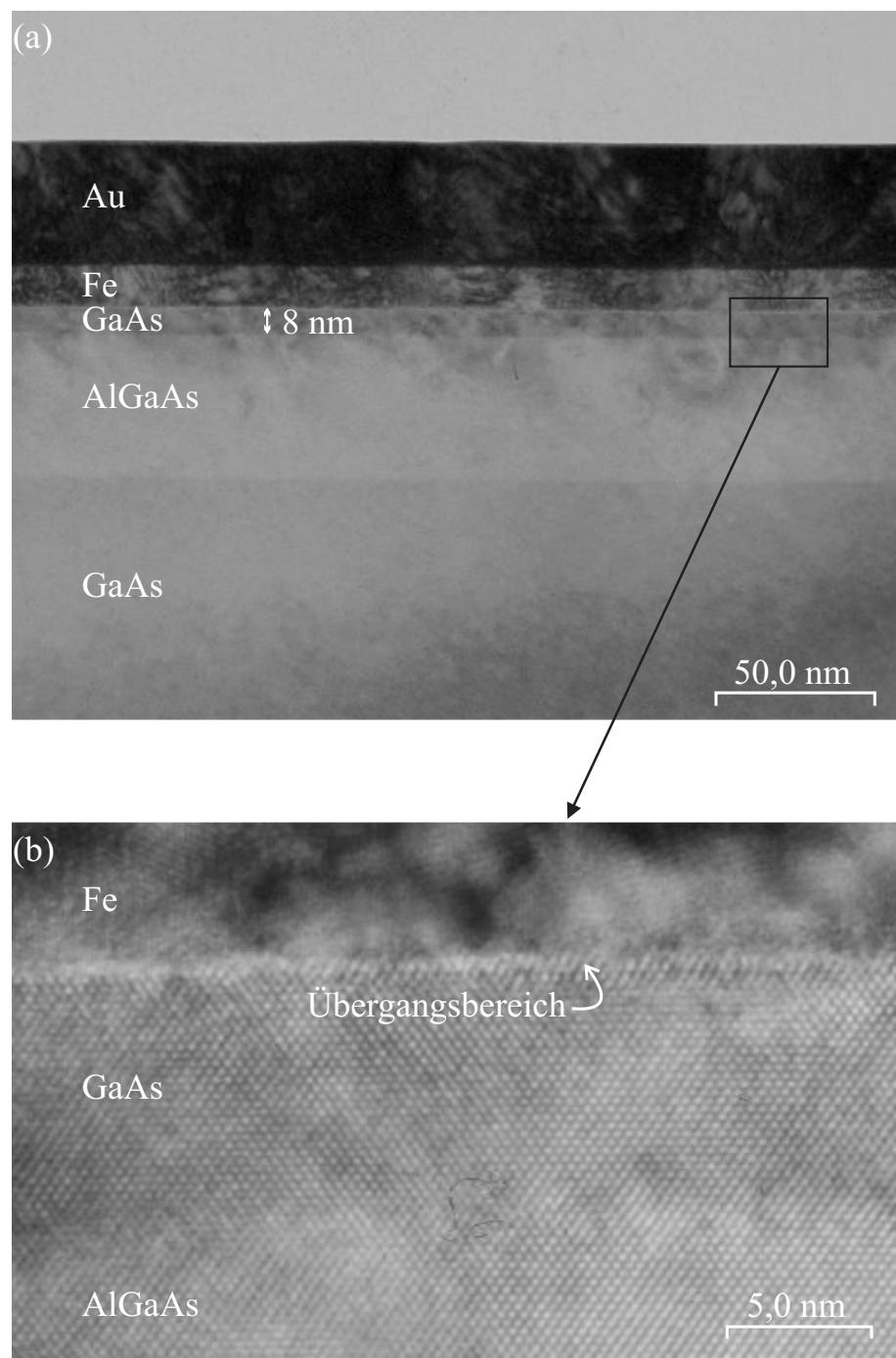


Abbildung 3.5: TEM-Aufnahmen einer mit Gold abgedeckten Eisen-Schicht, die auf eine GaAs-Barriere nach der H^+ -Plasma-Vorbehandlung aufgesputtert wurde; (a) die Barriere besitzt auch nach der Vorbehandlung in etwa ihre ursprüngliche Dicke von 8 nm; (b) zeigt eine Ausschnitt aus (a). Durch die verbesserte Vorbehandlung wird die natürliche Oxidschicht bzw. die durchmischte Phase an der Grenzfläche in etwa halbiert (TEM-Aufnahme: R.-T. Huang aus der AG Prof. C.-H. Lai, Taiwan).

erzielt. Alle im Folgenden präsentierten Ergebnisse an Proben mit Vorbehandlung beruhen auf diesen Parametern, auf die in Anhang A ausführlicher eingegangen wird. In Abb. 3.5 (a) ist deutlich zu erkennen, dass die Barriere auch nach der Vorbehandlung noch in etwa 8 nm dick ist. Allerdings befindet sich an der Grenzfläche noch eine dünne Zwischenschicht (Abb. 3.5 (b)), bei der es sich wohl um nicht vollständig entfernte Verunreinigungen handelt. Darauf deutet auch hin, dass eine flächige Probe nach der Vorbehandlung mit diesen Parametern keine RHEED-Reflexe zeigt. Die nach [43] ursprünglich etwa 0,8 nm dicke natürliche Oxidschicht bzw. durchmischte Phase an der Grenzfläche konnte allerdings durch die Vorbehandlung auf etwa die Hälfte reduziert und der TMR-Effekt damit deutlich erhöht werden (siehe Abschnitt 3.2.3). Zunächst wird aber erläutert, wie sich die Vorbehandlung einer oder beider Grenzflächen auf die Strom-Spannungs-Charakteristik auswirkt.

3.2.2 Strom-Spannungs-Charakteristik

Durch die H⁺-Plasma-Vorbehandlung nimmt der Widerstand der Tunnelemente stark ab und die Temperaturabhängigkeit des Widerstands etwas zu (siehe Abb. 3.6). Die Abnahme des Widerstands kann gut durch die Reduzierung der natürlichen Oxidschicht an der Grenzfläche erklärt werden. Im Bereich kleiner Spannungen gilt nach dem Modell von Simmons [18] für den Tunnelstrom:

$$I(d) = \frac{C}{d} U \exp(-2\kappa d). \quad (3.1)$$

In der Konstante C sind alle Vorfaktoren zusammengefasst. Damit lässt sich die Strom- bzw. Widerstandsänderung durch die Reduzierung der Oxidschicht abschätzen. Nimmt man bei einer 8 nm Barriere eine effektive Barrierendicke (inkl. durchmischte Phase bzw. Oxid auf beiden Grenzflächen) von ca. 8,8 nm an, und reduziert die Barriere aufgrund der Vorbehandlung um 0,4 nm bzw. 0,8 nm, so würde dies zu einer Erhöhung des Stroms und damit zu einer Reduktion des Widerstands auf jeweils knapp 40% seines ursprünglichen Werts führen. Experimentell erhält man eine etwas stärkere Reduktion auf etwa 27% durch die Vorbehandlung einer Grenzfläche, was einem Abdünnen der Barriere um etwa 0,6 nm entsprechen würde. Für die Abschätzung im Simmons-Modell wurde eine rechteckige Barriere und $\kappa = 1,1 \text{ nm}^{-1}$ angenommen. Inwieweit dies für Proben mit (teilweise) oxidiertener Grenzfläche zutrifft, bleibt zu klären. An Tunnelstrukturen mit Ga₂O₃ als Barriere wurde die Barriereförde zu etwa 2 eV abgeschätzt [98]. Eine Erhöhung der Barriere an den Grenzflächen würde zu einer Vergrößerung der Dämpfungskonstanten κ bei dünnen

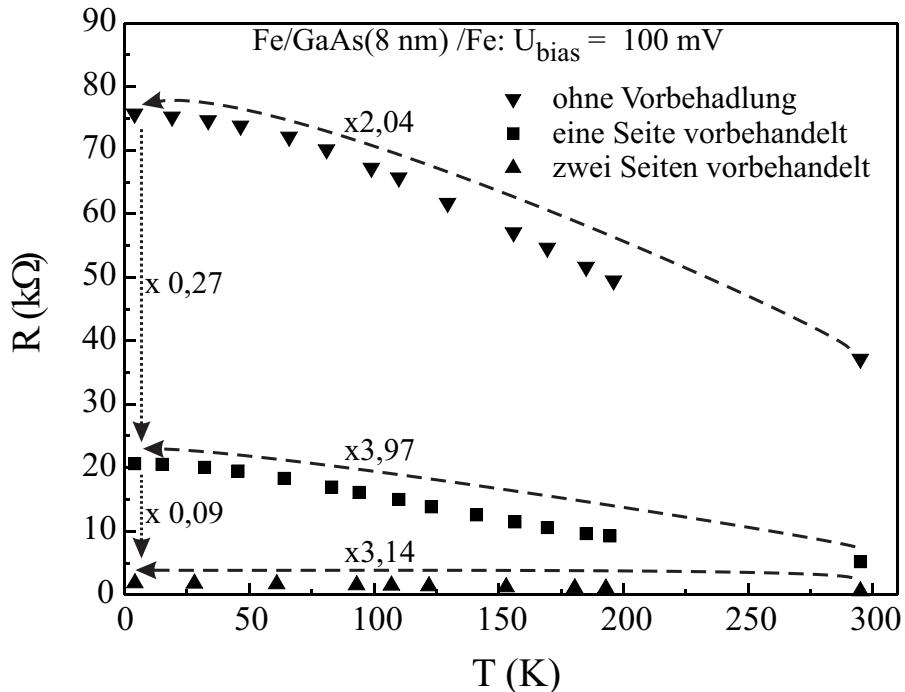


Abbildung 3.6: Temperaturabhängigkeit des Widerstands von Tunnellementen mit unterschiedlicher Grenzfläche bei 100 mV angelegter Spannung. Zwischen RT und 4,2 K nimmt der Widerstand je nach Probe um etwa Faktor 2 bis 4 zu (gestrichelte Pfeile). Insgesamt nimmt der Widerstand durch die H^+ -Plasma-Vorbehandlung auf etwa 27% bzw. 9% seiner Werts vor der Reduzierung der Oxidschicht ab (gepunktete Pfeile).

Barrieren führen, wenn das Verhältnis von Grenzfläche zur Gesamtdicke der Barriere zunimmt. Dies wurde auch experimentell von Kreuzer [32] gemessen und könnte die etwas zu starke Widerstandsabnahme erklären. Auch eine inhomogene Reduzierung der Zwischenschicht kann zu Stellen mit effektiv dünnerer Barriere und geringerem Widerstand führen.

Für die unterschiedlich starke Widerstandsabnahme durch die Vorbehandlung einer oder beider Grenzflächen können zum einen geringe Schwankungen der nominell gleichen Parameter zur Vorbehandlung verantwortlich sein. Zum anderen kann prinzipiell auch eine leichte Inhomogenität des Wafers bzw. damit verbundene Dicke-schwankungen der Barriere eine Rolle spielen, die allerdings nur im Prozentbereich liegen sollten.

Um den Einfluss der Vorbehandlung auf die Barriere an sich zu berücksichtigen, muss zwischen Diffusion und Implantation von Wasserstoff unterschieden werden. Die relativ kleinen Wasserstoffionen können durch Diffusion auf Zwischengitterplätze im GaAs eingebaut werden, sollten aber die elektrischen Eigenschaften von undotiertem GaAs nicht beeinflussen [99]. Durch eine Implantierung können Defekte in der Barriere erzeugt werden, die sich dann auf die elektrischen Eigenschaften des Halbleiters auswirken. Durch die Reduktion der schützenden Oxidschicht wird auch eine Dotierung der Barriere mit Fe wahrscheinlicher. Dadurch kann es zum indirekten Tunneln über Störstellen kommen, die thermisch oder durch heiße Elektronen aktiviert werden können. Dies kann zu einer stärkeren Temperaturabhängigkeit des Widerstands führen.

Die Zunahme des Tunnelstroms mit steigender Temperatur aufgrund der Fermi-Verteilung lässt sich nach [26] folgendermaßen abschätzen:

$$\frac{j(U, T)}{j(U, 0)} = \frac{\pi B k_B T}{\sin(\pi B k_B T)}, \quad (3.2)$$

mit $B = d\phi_0^{-\frac{1}{2}}(2m)^{\frac{1}{2}}/\hbar$.

Damit erwartet man bei einer 8 nm dicken Barriere eine Zunahme des Stroms um ca. 18% bei RT (um ca. 7% bei 195 K) gegenüber 4,2 K. Dabei wurde die effektive Massennäherung benutzt und ein Pinnen der Fermi-Energie des Eisens in der Mitte der GaAs-Bandlücke angenommen. Der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke auf den Strom lässt sich mit Gleichung 1.7 abschätzen. Damit erwartet man eine Zunahme des Stroms um ca. 73% bei RT (um ca. 35% bei 195 K) gegenüber 4,2 K. Somit lässt sich die Abnahme des Widerstands bzw. die Zunahme des Stroms um Faktor zwei der nicht vorbehandelten Probe sehr gut erklären und in erster Linie auf die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke der GaAs-Barriere zurückführen. Die stärkere Zunahme bei den Proben mit Vorbehandlung liegt vermutlich an indirektem Tunneln über Störstellen, die durch die Vorbehandlung generiert werden. Die größte Zunahme zeigt die einseitig vorbehandelte Probe. Eine mögliche Erklärung dafür sind leichte Abweichungen in der Vorbehandlung, obwohl die gleichen Parameter verwendet wurden. Dabei könnten unterschiedlich lange Zeiten zwischen dem Freilegen der Barriere und dem Einbau in die UHV-Sputteranlage bzw. unterschiedlich dicke Oxidschichten eine Rolle spielen. Auch die Position der Probe auf dem Probenhalter während der Vorbehandlung und leichte Abweichungen in der Beschleunigungsspannung können prinzipiell dazu führen, dass die beidseitig vorbehandelte Probe die besseren Barriereeigenschaften aufweist.

Die U-I-Kennlinien zeigen bei den meisten Proben eine leichte Asymmetrie, u.a. mit einem unterschiedlich stark ausgeprägten Knick beim Einsetzen des FNTs (vgl. Abb. 3.1). Während Kreuzer dies auf die unterschiedlich großen Kontaktflächen des runden und ausgedehnten Kontakts und die dadurch entstehende Asymmetrie zurückführt, kann dies auch durch eine leicht trapezförmige, asymmetrische Barrierenform verursacht werden. Prinzipiell können mit Hilfe des Brinkman-Modells (siehe Kapitel 1.1.1) die Parameter für eine trapezförmige Barriere, also die mittlere Barrierenhöhe, die Differenz der Barrierenhöhe des linken und des rechten Kontakts und die Barrierendicke bestimmt werden. Es zeigt sich jedoch, dass die erhaltenen Parameter stark von dem zum Fitten gewählten Spannungsbereich abhängen, was auch bei Tunnelexperimenten mit Al_2O_3 -Barrieren festgestellt wurde [100]. Physikalisch sinnvolle Ergebnisse würde der Fit nur im Bereich kleiner Spannungen bis zu 10% der Barrierenhöhe und bei niedrigen Temperaturen liefern, weil in der Berechnung der Einfluss der Temperatur vernachlässigt wird. Da aber in diesem Bereich die „zero-bias-anomaly“ stark ausgeprägt ist und sich auf die Parameter auswirkt, wurde versucht mit einem von Rotländer *et al.* [93] vorgeschlagenen Modell die Barrierenhöhe zu bestimmen.

Trägt man die Ableitung vom Logarithmus der Leitfähigkeit, also

$$\hat{g}(V) = d \ln[I(V)/V]/dV. \quad (3.3)$$

gegen die angelegte Spannung auf, so erhält man eine Spitze bei etwa 1,2 mal der Barrierenhöhe an der Grenzfläche. Diese kann sich durchaus von der mittleren Barrierenhöhe unterscheiden. Für Abbildung 3.7 wurde der Verlauf von \hat{g} für verschiedene Barrierenhöhen simuliert. Eine Absenkung der rechten Barrierenhöhe führt zu einer Verschiebung der Spitzen hin zu kleineren Spannungen. Anschaulich reduziert das Anlegen einer kleinen Spannung nur die durchschnittliche Barrierenhöhe. Spannungen im Bereich der Barrierenhöhe dagegen bewirken, wie beim FNT, eine Reduktion der effektiven Barrierendicke. Dadurch steigt der Strom bzw. \hat{g} stärker an als im Bereich kleiner Spannungen. Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung ist die Verkleinerung der effektiven Barrierendicke schwächer, so dass \hat{g} wieder abnimmt. Während sich bei einem Brinkman-Fit die einzelnen Fitparameter beeinflussen, kann mit diesem Modell die Barrierenhöhe unabhängig von den anderen Parametern bestimmt werden. In Abbildung 3.8 sind die \hat{g} -Kurven einer Fe/GaAs(10 nm)/Fe-Probe bei 4,2 K und Raumtemperatur dargestellt. Bei den Messungen lag der obere, runde Kontakt auf Masse, so dass bei positiven Spannungen Elektronen vom oberen in den unteren Kontakt Tunneln und damit die Barrierenhöhe des unteren Kontakts

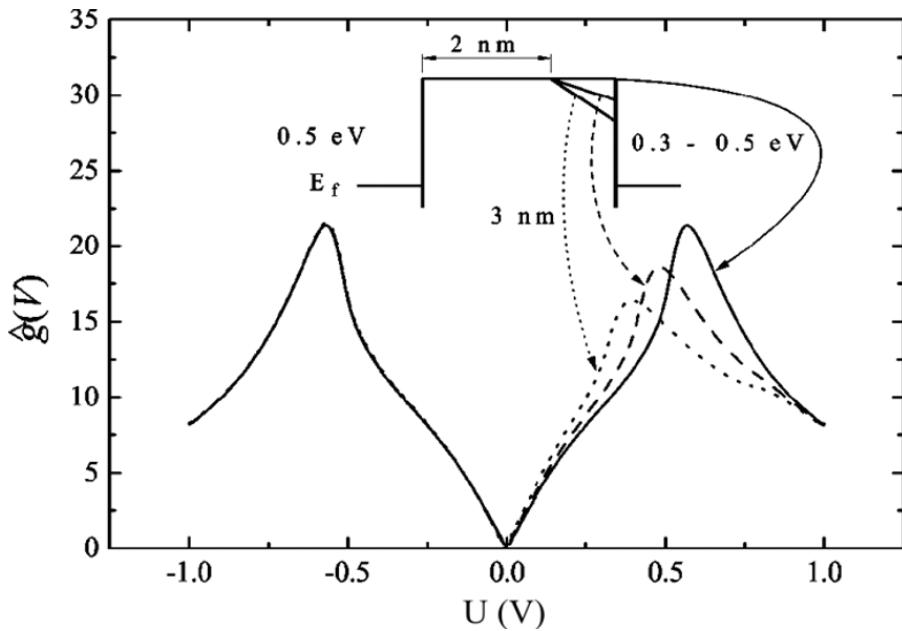


Abbildung 3.7: Simulation von $\hat{g}(V)$ für verschiedene Barrierenhöhen. Die Änderung der Barrierenhöhe für die rechte Elektrode spiegelt sich in den Kurven bei positiven Spannungen wider, ohne die Kurve bei negativen Spannungen zu beeinflussen (aus [93]).

bestimmt werden kann. Es ergeben sich für die beiden Kontakte leicht unterschiedliche Barrierenhöhen, was auf etwas unterschiedliche Grenzflächen hindeutet. Diese Tendenz mit einer etwas höheren Barriere des unteren Kontakts zeigen alle auf diese Weise ausgewerteten Proben. Was trotz der gleichen Schritte vor dem Aufbringen der jeweiligen Kontakte zu den leicht unterschiedlichen Grenzflächen führt oder ob dafür die von Kreuzer vorgeschlagenen Tunnelströme am Rand der Probe eine Rolle spielen, bleibt zu klären.

Aus der Auswertung des FNTs folgert Kreuzer, dass das Fermi-Niveau des Fe-Kontakts in etwa in der Mitte der Bandlücke gepinnt wird. Die aus dem Modell von Rotländer ermittelten Barrierenhöhen liegen etwas unterhalb der halben Bandlücke von GaAs ($E_g=1,52$ eV bei 4,2 K bzw. 1,42 eV bei 300 K), was vermutlich u.a. auf den Einfluss des Bildkraftpotentials zurückzuführen ist. Das Elektron sieht sich einer Fläche konstanten Potentials gegenüber, das durch die zweite Metallelektrode erzeugt wird. Diese Situation kann durch eine positive Spiegelladung in der Metallelektrode dargestellt werden. Das zugehörige Bildkraftpotential bewirkt ein Abrunden der Ecken der ursprünglich rechteckigen Barriere, also eine Reduktion sowohl der Breite als auch der Höhe der Barriere an der Grenzfläche.

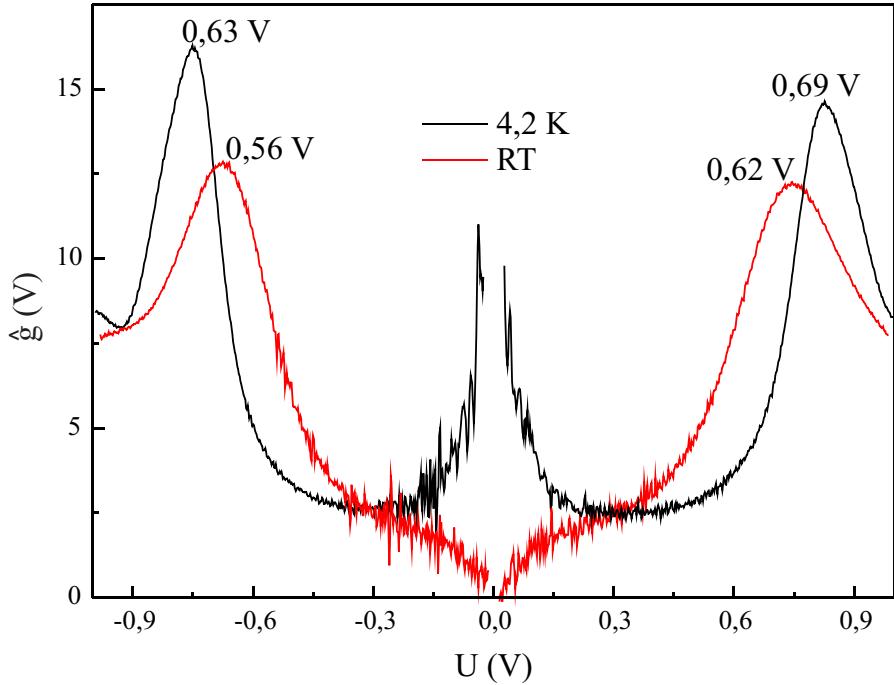


Abbildung 3.8: $\hat{g}(V)$ -Kurven einer Fe/GaAs(10 nm)/Fe-Probe ohne Vorbehandlung bei 4,2 K und bei RT. Mit dem Modell von Rottländer berechnen sich daraus Barrierenhöhen von 0,69 eV bei 4,2 K und 0,62 eV bei RT für positive und 0,63 eV bei 4,2 K und 0,56 eV bei RT für negativen Spannungen, was auf leicht unterschiedliche Grenzflächen hindeutet.

Die mit dem Modell von Rottländer ermittelte temperaturabhängige Abnahme der Barrierenhöhe um ca. 0,07 eV ist u.a. aufgrund der thermischen Verschmierung der Fermi-Verteilung der Metall-Elektroden etwas größer als 0,05 eV, die man aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke erwartet.

Um dieses Modell anwenden zu können, ist eine Messung der Kennlinie bis etwa dem 1,3 fachen der Barrierenhöhe nötig, ohne dabei die Probe zu zerstören. Da durch die Vorbehandlung mit Wasserstoffplasma der Tunnelwiderstand sinkt, war dies bei den vorbehandelten Proben nicht möglich. Der Einfluss der Vorbehandlung auf die Barrierenhöhe könnte allerdings an Proben mit dickerer Barriere untersucht werden. Eine Veränderung der Barrierenhöhe durch die Vorbehandlung gilt dabei allerdings als unwahrscheinlich. Nach dem Brinkman-Modell (siehe Gleichung 1.9) führt eine asymmetrische Barriere zu einer Verschiebung des Widerstandsmaximums bezüglich der angelegten Spannung. Das Maximum des Widerstandes liegt aber auch nach der Vorbehandlung einer Grenzfläche bei etwa 0 V.

3.2.3 Spannungsabhängigkeit des TMR

Um den TMR-Effekt messen zu können, müssen die beiden ferromagnetischen Schichten unterschiedliche Koerzitivfelder besitzen. Bei aufgedampften Fe-Schichten kann dies durch eine Variation der Schichtdicke erreicht werden. Dünne Fe-Schichten besitzen wohl aufgrund von Dickeschwankungen der Schicht bei tiefen Temperaturen deutlich größere Koerzitivfeldstärken als dicke Schichten. Dagegen zeigen im UHV gesputterte Schichten eine sehr homogene Dicke, so dass sich die Schaltfelder von gesputterten Fe-Schichten unterschiedlicher Dicke, z.B. 4 nm und 20 nm, kaum unterscheiden (vergleiche Fe-Au-Grenzfläche in Abb. 3.3 und Abb. 3.4). Daher wurde die erste, ca. 13 nm dicke Fe-Schicht *in situ* vor dem Abdecken mit Au mit einer ca. 50 nm dicken Co-Schicht gepinnt. Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung des Koerzitivfeldes, so dass in einem großen Magnetfeldbereich eine antiparallele Magnetisierung der Co/Fe- und einer ca. 13 nm dicken Fe-Schicht realisiert werden kann.

In Abbildung 3.9 ist eine TMR-Messung an einer derart aufgebauten Probe mit einer 8 nm dicken GaAs-Barriere dargestellt. Im Jullière-Modell ergibt sich aus dem TMR-Effekt von 1,3% eine Spinpolarisation von etwa 8%. Die Messung wurde bei 5 mV angelegter Spannung durchgeführt. Um den TMR-Effekt spannungsabhängig zu messen, wurden Kennlinien bei antiparalleler und paralleler Magnetisierung aufgenommen. Daraus wurde jeweils der Widerstand der Probe bestimmt und damit der TMR in Abhängigkeit von der Spannung berechnet. Es ergibt sich bei allen Proben (ohne, einseitig und beidseitig vorbehandelt) eine um 0 V symmetrische Abnahme des TMR, wie sie in Abb. 3.10 für eine Probe ohne Vorbehandlung dargestellt ist. Der TMR-Effekt ist bei etwa 100 mV auf die Hälfte seines Maximalwerts reduziert. Als Ursache für diese Abnahme kommen mehrere Effekte in Frage, z.B. die Änderung der spinabhängigen Zustandsdichte oberhalb der Fermi-Energie, die ausführlich in Abschnitt 3.3.1 diskutiert wird. Weder dieser Effekt noch die Reduktion der mittleren Barriehöhe durch das Anlegen einer Spannung reichen nach Kreuzer [32] aus, um die Messung zu erklären.

Die Stärke der Abnahme des TMR wird meist mit der Qualität der Tunnelbarriere und der Grenzfläche in Verbindung gebracht. Vergleicht man die Spannungsabhängigkeit des TMR für Proben ohne, mit einseitiger und beidseitiger Vorbehandlung der Grenzfläche(n), so zeigt sich dabei keine eindeutige Tendenz. Durch die Vorbehandlung einer Seite wird die Spannungsabhängigkeit etwas größer, während die beidseitig vorbehandelten Proben die geringste Spannungsabhängigkeit aufweisen.

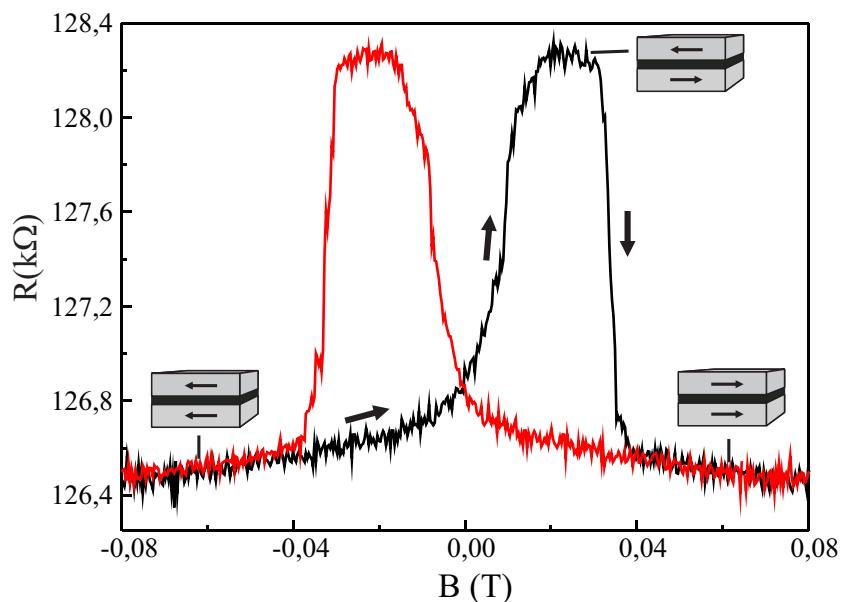


Abbildung 3.9: Widerstandsmessung in Abhängigkeit vom Magnetfeld (up-sweep: schwarz, down-sweep: rot) einer Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Probe ohne Vorbehandlung bei 5 mV angelegter Spannung und 4,2 K. Der TMR-Effekt entspricht in etwa 1,3%, was im Jullière-Modell einer Spinpolarisation von etwa 8% entspricht.

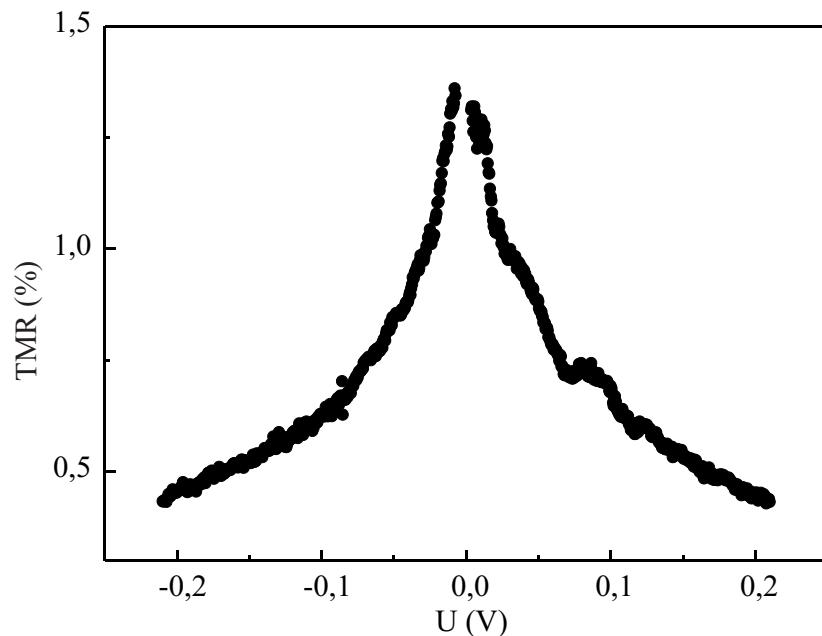


Abbildung 3.10: Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts bei 4,2 K einer Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Probe ohne Vorbehandlung. Mit steigender Spannung ergibt sich eine um 0 V symmetrische Abnahme des TMR-Effekts.

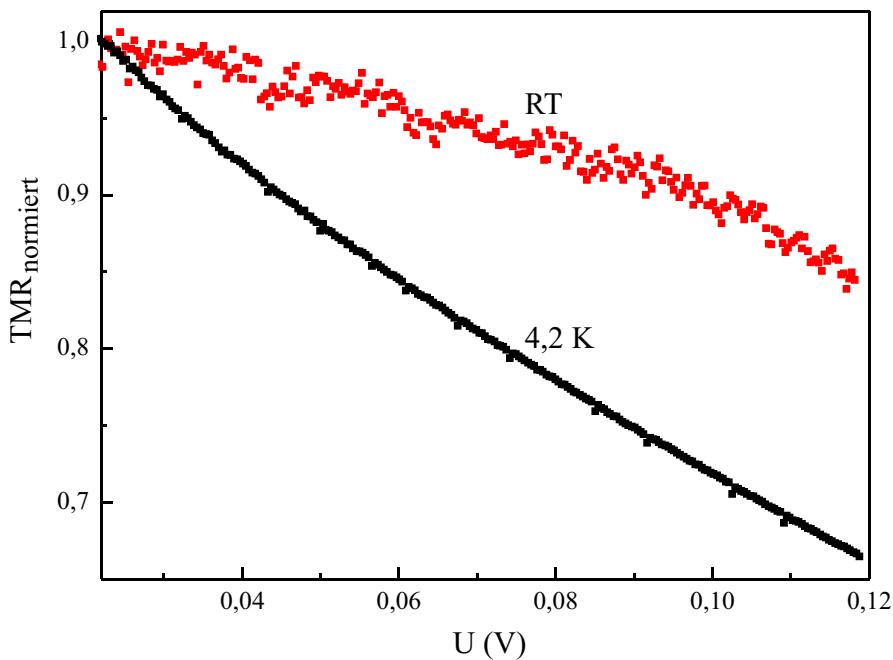


Abbildung 3.11: Spannungsabhängigkeit des normierten TMR-Effekts einer Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Probe mit beidseitiger Vorbehandlung. Bei RT ergibt sich eine deutlich geringere Abhängigkeit als bei 4,2 K.

Dies und die Temperaturabhängigkeit des Widerstands deuten darauf hin, dass die beidseitig vorbehandelte Probe gegenüber der einseitig vorbehandelten die besseren Barriereeigenschaften besitzt.

Vergleicht man Messungen bei 4,2 K und RT, so zeigt sich eine deutlich geringere Abhängigkeit des TMR von der Spannung mit steigender Temperatur (siehe Abb. 3.11).

Daher spielen anscheinend temperaturabhängige Effekte eine wichtige Rolle. Eine Anregung von Magnonen durch heiße Elektronen gilt allerdings nach Ding *et al.* [54] als unwahrscheinlich. Das Tunneln über Störstellen in der Barriere bzw. über einen spinunabhängigen Kanal, wie es im Modell von Shang *et al.* [25] zur Temperaturabhängigkeit des TMR diskutiert wird, beeinflusst ebenfalls die Spannungsabhängigkeit und wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Somit ist die Identifizierung eines verantwortlichen Mechanismus für die Spannungsabhängigkeit nicht möglich.

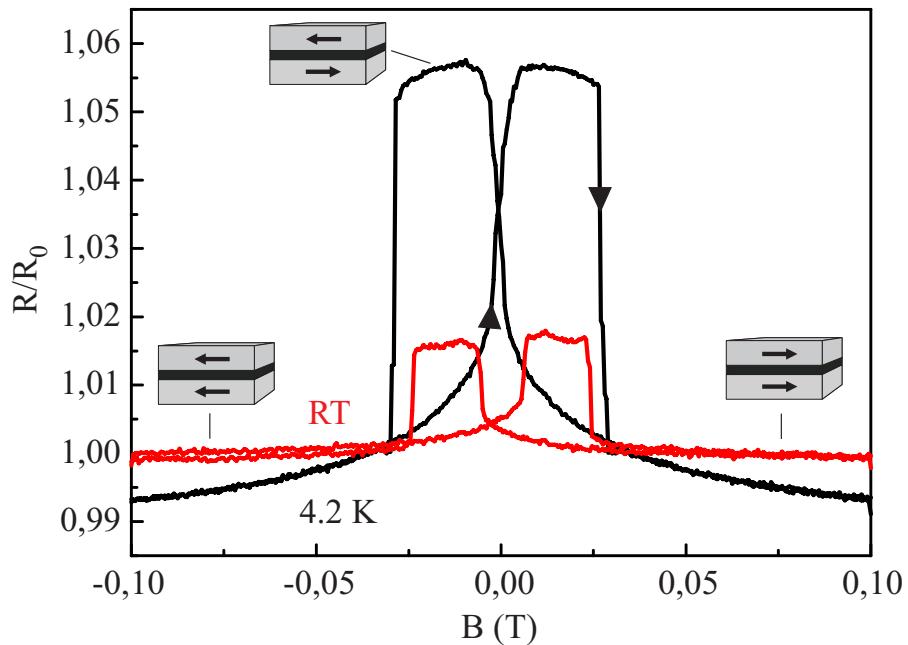


Abbildung 3.12: Normierter TMR-Effekt einer Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Probe mit beidseitiger Vorbehandlung. Der Effekt nimmt von 5,6% bei 4,2 K auf etwa 1,55% bei RT ab.

3.2.4 Temperaturabhängigkeit des TMR

Durch die Vorbehandlung mit H^+ -Plasma konnte der TMR-Effekt deutlich vergrößert werden. Der größte gemessene Effekt beträgt 5,6% bei 4,2 K und 5 mV angelegter Spannung und reduziert sich bei RT auf etwa 1,55% (siehe Abb. 3.12). Aus dem TMR-Effekt lässt sich mit dem Jullière-Modell die Polarisation berechnen und man erhält etwa 16,5% bei 4,2 K und 8,8% bei RT.

Bei 4,2 K liegt die Polarisation damit in etwa um Faktor 2 unter den Spinpolarisationswerten, die an vollständig epitaktischen Spin-LEDs ermittelten wurden [12]. Bei diesen Experimenten wird ein spinpolarisierter Strom aus einem Fe-Kontakt über eine $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ -Grenzfläche gezogen. In dem darunter befindlichen GaAs-Quantentrog rekombinieren die injizierten Elektronen, was zur Emission von zirkular polarisiertem Licht führt. Aus dem Grad der Polarisation lässt sich dann die Spinpolarisation ermitteln. Der spinpolarisierte Strom muss dabei nur eine Grenzfläche überwinden, so dass sich der Unterschied zwischen den beiden Messungen relativiert. Bei RT dagegen liegt die aus den TMR-Messungen ermittelte Polarisation deutlich über den bislang veröffentlichten Werten von maximal 6% aus Spin-LED Experimenten [11].

	Zunahme des Stroms		Abnahme des TMR	
	ox-ox	hy-hy	ox-ox	hy-hy
berechnet	42%	42%	93%	76%
gemessen	53%	86%	22%	44%

Tabelle 3.1: Ein Vergleich von Proben mit unterschiedlichen Grenzflächen bezüglich der Zunahme des Stroms und des Abnahme des TMR-Effekts zwischen 4,2 K und 195 K. Aus der berechneten und gemessenen Zunahme des Strom berechnet sich die theoretische Abnahme des TMR-Effekts aufgrund des inelastischen Kanals.

Die Temperaturabhängigkeit der Polarisierung ist für die unterschiedlichen Proben vom gleichen Wafer mit 8 nm dicker Barriere in Abb. 3.13 dargestellt. Auch hier zeigt die einseitig vorbehandelte Probe die größte Abhängigkeit. Der TMR-Effekt ist bei ca. 195 K auf etwa 19% seiner Größe bei 4,2 K reduziert. Bei der Probe ohne Vorbehandlung dagegen beträgt er noch 22% seiner ursprünglichen Größe und bei der beidseitig vorbehandelten Probe 44%. Dabei kann nach dem Modell von Shang (siehe Abschnitt 1.1.4) die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung und des spinunabhängigen Kanals eine Rolle spielen. In dem Modell bleibt allerdings der Einfluss der Bandlücke unberücksichtigt. Um es trotzdem verwenden zu können, wird die gemessene, *relative* Zunahme des Stroms und die theoretisch erwarteten Zunahme zwischen zwei Temperaturen ausgewertet. Damit lässt sich letztendlich der Spinwellenparameter α bestimmen.

Um die Auswirkung der Vorbehandlung auf α zu verifizieren, werden für die Auswertung die Werte bei 4,2 K und 195 K herangezogen, da bei der unbehandelten Probe bei RT kein TMR-Effekt mehr gemessen werden konnte. In Tabelle 3.1 ist ein Vergleich zwischen den theoretisch erwarteten und experimentell bestimmten Werten dargestellt.

Aus der berechneten und gemessenen Zunahme des Stroms und der Gleichung 1.16 lässt sich der Einfluss des spinunabhängigen Kanals auf die Temperaturabhängigkeit des TMR abschätzen. Die theoretische Zunahme des Stroms entspricht dabei dem elastischen Beitrag zum Tunnelstrom, die gemessene Zunahme entspricht der Summe aus elastischen und inelastischen Beitrag.¹ Damit lässt sich die aufgrund des inelastischen Kanals erwartete Abnahme des TMR-Effekts bei 195 K bestimmen. So erwartet man für die nicht vorbehandelte Probe eine Abnahme des TMR-Effekts auf

¹Zur Berechnung des elastischen Beitrags zum Tunnelstrom wurde die Temperaturabhängigkeit der Fermi-Verteilung und der Bandlücke berücksichtigt und die beiden Beiträge addiert (siehe Anhang B).

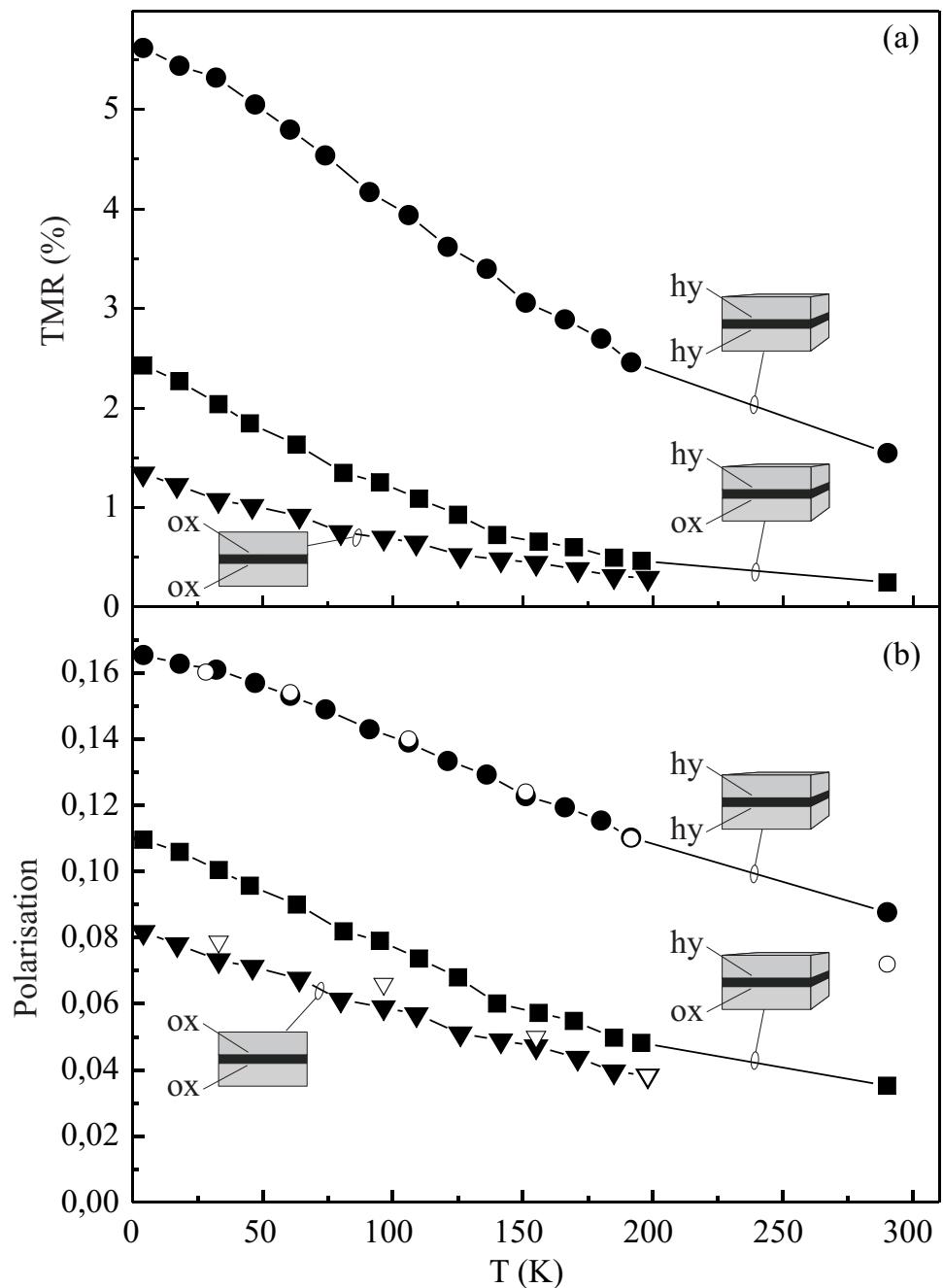


Abbildung 3.13: Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts (a) und der Spin-Polarisation (b) berechnet mit dem Jullière-Modell für Proben ohne (ox-ox), mit einseitiger (hy-ox) und beidseitiger Vorbehandlung (hy-hy) gemessen bei 5 mV angelegter Spannung. Mit den TMR-Werten bei ca. $T=195\text{ K}$ wurde im Modell von Shang der Spinwellenparameter α zu $1,88 \times 10^{-4}\text{ K}^{-3/2}$ (ox-ox) bzw. zu $8,8 \times 10^{-5}\text{ K}^{-3/2}$ (hy-hy) bestimmt. Diese beiden Werte wurden dann für verschiedene Temperaturen überprüft, indem die im Modell von Shang erwartete Polarisation berechnet wurde (nicht ausgefüllte Kreise bzw. Dreiecke).

etwa 93% seines ursprünglichen Werts aufgrund des spinunabhängigen Kanals (mit zunächst $P(T)=\text{const}$). Mit diesem berechneten Wert und der gemessenen Abnahme lässt sich dann mit Gleichung 1.16 die Polarisierung bei 195 K berechnen und daraus mit Gleichung 1.18 der Spinwellen-Parameter α bestimmen. Dazu wurde $P_0 \sim P(4,2 \text{ K}) = 8,2\%$ (ox-ox) bzw. 16,5% (hy-hy) verwendet. Es ergibt sich α zu $1,88 \times 10^{-4} K^{-3/2}$ (ox-ox) bzw. zu $8,8 \times 10^{-5} K^{-3/2}$ (hy-hy), so dass durch die Vorbehandlung die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung deutlich verringert werden konnte.

Um die erhaltenen Werte für α auch bei anderen Temperaturen zu überprüfen, wurde mit der gemessenen Temperaturabhängigkeit des Stroms die Änderung des TMR-Effekts bzw. der Polarisierung bei verschiedenen Temperaturen mit dem Modell von Shang berechnet (siehe Abb. 3.13). Bis auf den Wert bei RT stimmen die so erhaltenen Polarisationswerte gut mit den aus dem Jullière-Modell berechneten Werten überein. Wie lassen sich diese Ergebnisse einordnen?

Tendenziell ist grundsätzlich eine Erhöhung der Spinpolarisation an der Grenzfläche und eine geringere Temperaturabhängigkeit durch die Reduktion von Verunreinigungen an der Grenzfläche zu erwarten. Experimente von Kay [101] zeigen, dass bereits Submonolagen von Sauerstoff und Kohlenstoff die Polarisierung von Permalloy an der Oberfläche verringern und zu einer stärkeren Temperaturabhängigkeit führen. Vergleicht man die erhaltenen Werte für α an der Grenzfläche mit $5 \times 10^{-6} K^{-3/2}$ für bulk Fe, so liegen sie erwartungsgemäß deutlich darüber. Durch die Vorbehandlung wird der Spinwellenparameter allerdings gut mit Literaturwerten für dünne, epitaktische Fe-Schichten vergleichbar, und ist wohl aufgrund der Verunreinigungen an der Grenzfläche um den Faktor zwei bis drei größer. Bei epitaktischen Schichten hängt α vom verwendeten Substrat bzw. der Grenzfläche ab, und man erhält für eine vier Monolagen dicke Eisen-Schicht auf GaAs $4,3 \times 10^{-5} K^{-3/2}$ [102] und für sechs Monolagen Eisen auf Au $2,9 \times 10^{-5} K^{-3/2}$ [103].

Damit ist nach dem Modell von Shang für den Rückgang des TMR-Effekts bzw. der Polarisierung mit steigender Temperatur bei den Proben ohne Vorbehandlung in erster Linie die sehr starke Temperaturabhängigkeit der Oberflächenpolarisation mit $\alpha = 1,88 \times 10^{-4} K^{-3/2}$ verantwortlich. Die starke Abhängigkeit liegt anscheinend an den Verunreinigungen an den Grenzflächen. Werden diese durch eine beidseitige Vorbehandlung reduziert, so erhält man mit $\alpha = 8,8 \times 10^{-5} K^{-3/2}$ einen deutlich kleineren Wert und damit eine geringere Temperaturabhängigkeit der Polarisierung (vgl. Gleichung 1.18). Die Reduktion des TMR mit steigender Temperatur wird daher bei diesen Proben in erster Linie durch inelastisches Tunneln bzw. das Tunneln über einen spinunabhängigen Kanal verursacht.

3.3 Fe/GaAs/Fe-Tunnelkontakte mit einer epitaktischen Fe-Schicht

Da sich die Reduktion der natürlichen Oxidschicht positiv auf den TMR-Effekt auswirkt, wurde als nächstes mit Hilfe einer UHV-Transportkammer eine epitaktische Fe-Schicht auf einer 8 nm dicken Tunnelbarriere hergestellt. In Abb. 3.14 (a) ist das RHEED-Bild der GaAs-Oberfläche unmittelbar vor dem Aufsputtern der Fe-Schicht dargestellt, die dann wiederum *in situ* mit einer Co- und Au-Schicht abgedeckt wurde. Es ist ein Laue-Kreis erkennbar. Dies weist darauf hin, dass der größte Teil der Oberfläche zumindest aus weit ausgedehnten Terrassen besteht. Allerdings sind die Reflexe schwächer, verglichen mit einem ursprünglich mit Arsen abgedeckten Wafer nach dem „Abheizen“ einer As-Schicht (Abb. 3.14 (b)).

Dafür können neben einer nicht optimalen Justierung des Elektronen-Strahls, der stark durch die Magnetfelder in der Sputteranlage beeinflusst wird, und einer unterschiedlichen Qualität der Wafer auch prinzipiell Adsorbate an der Oberfläche verantwortlich sein. Eine dicke Oxidschicht und die damit verbundene amorphe Oberfläche widerspricht zwar grundsätzlich dem Auftreten von RHEED-Spots und würde zu einem diffusen Bild führen. Allerdings zeigen GaAs-Oberflächen bereits nach dem Temfern bei etwa 560°C typische 3D-Spots aufgrund einer Desorption der natürlichen Oxidschicht, obwohl dabei die Kohlenstoffverunreinigungen nicht vollständig entfernt werden [73]. Daher scheinen geringe Verunreinigungen nicht grundsätzlich gegen das Auftreten von RHEED-Spots zu sprechen. Der Probentransport mit der UHV-Transportkammer ist zeitaufwändig, so dass sich die Probe mindestens ein bis zwei Tage nach dem Wachstum der Heterostruktur im UHV befindet bevor die Fe-Schicht aufgebracht werden kann. Auch bei einem guten Vakuum kann es zu einer Oxidation von GaAs kommen. So kann das 24 stündige Lagern von vorbehandelten GaAs bei 10^{-9} mbar zu einer ca. 1 nm dicken natürlichen Oxidschicht führen. Die Dicke der Oxidschicht hängt dabei u.a. von der Rauigkeit der GaAs-Oberfläche und der Zusammensetzung des Restgases in der Anlage ab [104].

Die Anzahl und die Intensität der auftretenden Spots, die sich aus Haupt- und Nebenreflexen zusammensetzen, hängt neben der Rekonstruktion der Oberfläche auch vom Winkel des einfallenden Elektronenstrahls ab [75], so dass eine weitere Charakterisierung der Oberfläche aufgrund der Bilder nicht möglich ist.

Beim anschließenden Sputtern der Fe-Schicht bei RT waren schwache, für dreidimensionales, epitaktisches Fe typische Reflexe erkennbar. Diese sind für den ursprünglich mit As abgedeckten Wafer in Abb. 3.14 (c) und (d) dargestellt.

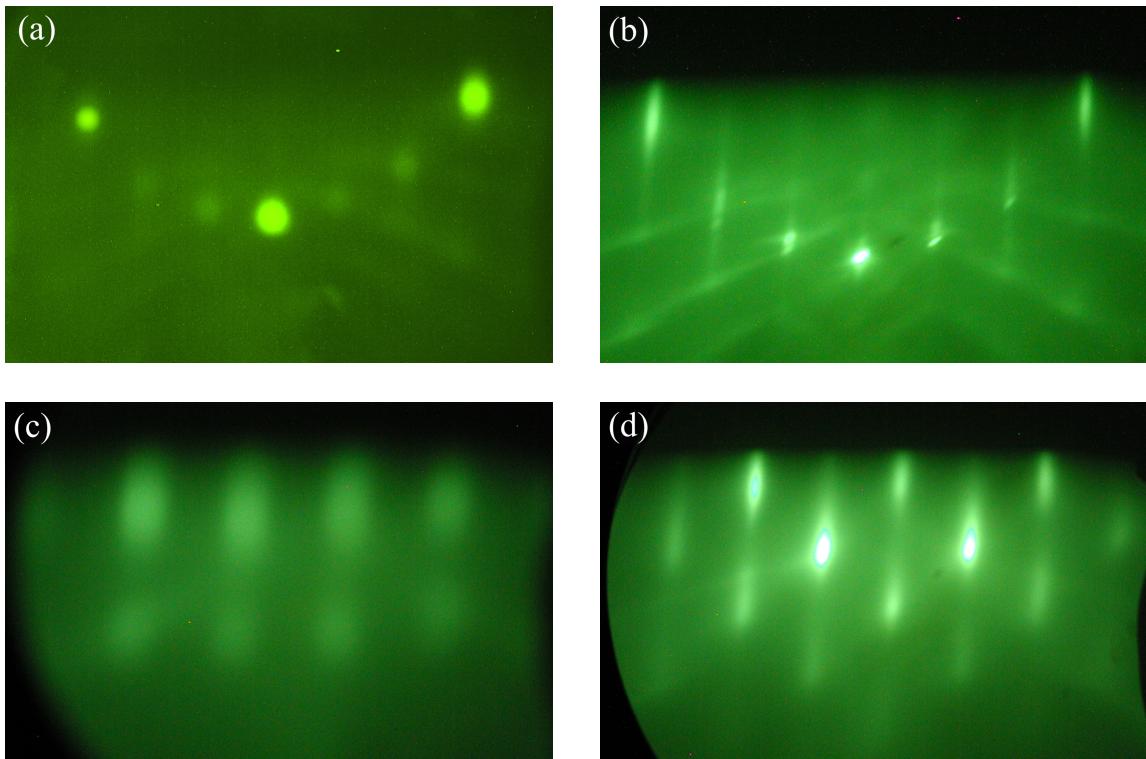


Abbildung 3.14: RHEED-Bilder von Halbleiterheterostrukturen (a) mit einer 8 nm dicken Tunnelbarriere nach dem Transport mit der UHV-Transportkammer und (b) einem mit As abgedeckten Wafer nach dem Abheizen des Arsen in der [110]-Richtung. Darauf sind Laue-Kreise erkennbar, die auf eine relativ glatte und oxidfreie GaAs-Oberflächen schließen lassen. Nach dem Sputtern einer epitaktischen Fe-Schicht auf den ursprünglich mit As abgedeckten Wafer ergeben sich charakteristische Bilder in die (c) [110]- bzw. [100]-Richtung (d). Die Richtungsangaben beziehen sich dabei auf das GaAs-Substrat.

Um die strukturellen Eigenschaften des Schichtsystems genauer zu analysieren, wurden in der Arbeitsgruppe von Prof. Lai hochauflöste TEM-Aufnahmen einer Probe des mit der UHV-Transportkammer hergestellten Wafers angefertigt. In Abb. 3.15 (b) sind deutlich die Netzebenen des epitaktisch gewachsenen Eisens erkennbar mit einer, in diesem Bildausschnitt, nahezu idealen Grenzfläche. Dies zeigt, dass durch den Einsatz der UHV-Transportkammer die Oxidation der GaAs-Barriere weitgehend verhindert werden konnte und damit die Sputterepitaxie von Fe bei Raumtemperatur möglich ist.

Der Widerstand der aus diesem Wafer hergestellten Tunnelstrukturen, mit einer natürlichen Oxidschicht an der zweiten Grenzfläche, liegt im Bereich der beidseitig vorbehandelten Proben (siehe Abschnitt 3.2.2). Dies deutet wiederum darauf

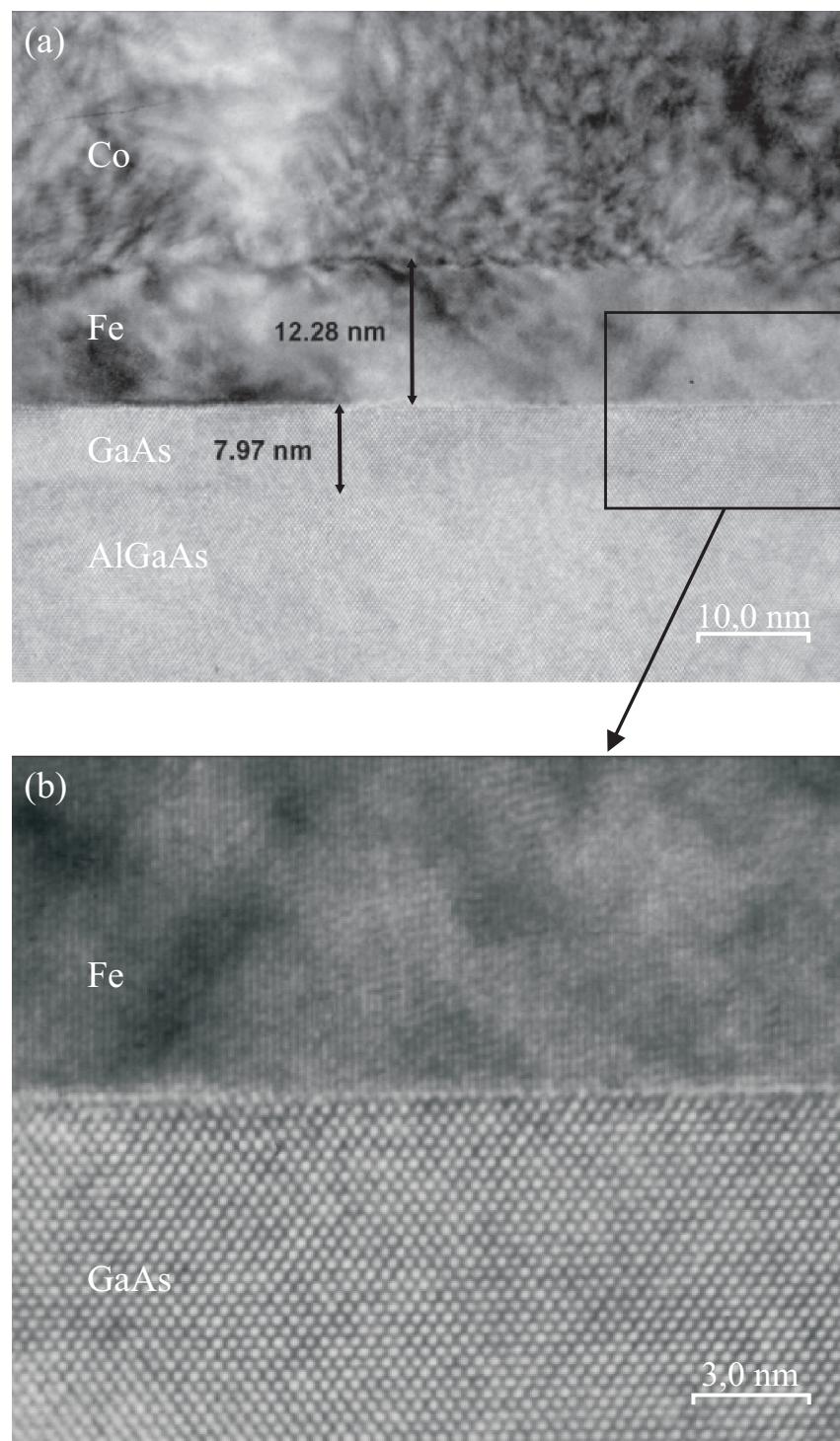


Abbildung 3.15: Hochauflöste TEM-Bilder einer mit Hilfe der UHV-Transportkammer hergestellten epitaktischen Fe-Schicht auf einer 8 nm dicken Tunnelbarriere; (b) zeigt einen Ausschnitt aus (a) (TEM-Aufnahme: R.-T. Huang aus der AG Prof. C.-H. Lai, Taiwan).

hin, dass durch die Vorbehandlung in etwa die Hälfte der natürlichen Oxidschicht reduziert wird, was mit einer kompletten Reduktion der Oxidschicht an einer Seite vergleichbar ist. Die temperaturabhängige Zunahme des Widerstands um einen Faktor von etwa 2,1 zwischen RT und 4,2 K ist gut mit den Proben ohne Vorbehandlung vergleichbar. Betrachtet man den Widerstand in Abhängigkeit der angelegten Spannung, erhält man ein Maximum bei etwa 0 V. Bei einer asymmetrischen Barriere würde man nach Brinkman *et al.* [19] eine Verschiebung des Maximums erwarten. Dies spricht dafür, dass auch das Fermi-Niveau des epitaktischen Kontakts in etwa in der Mitte der Bandlücke pinnt. Darauf deuten auch experimentelle Ergebnisse von Jonker *et al.* [105] hin, die eine Schottky-Barriereförde von ca. 0,8 eV erhalten. Durch eine H⁺-Plasma-Vorbehandlung der zweiten, oxidierten Grenzfläche wird der Widerstand auf etwa 3% seines ursprünglichen Wertes reduziert, während sich die Temperaturabhängigkeit kaum ändert. An den Proben wurde nun wiederum der TMR-Effekt in Abhängigkeit von der Spannung gemessen.

3.3.1 Spannungsabhängigkeit des TMR

Während die bisher betrachteten Proben alle einen positiven TMR-Effekt zeigen, der mit steigender Spannung abnimmt, hängt bei den Proben mit einer epitaktischen bzw. „idealen“ (id) Fe-Schicht das Vorzeichen des TMR-Effekts von der angelegten Spannung ab (siehe Abb. 3.16). Im Bereich kleiner Spannungen erhält man einen negativen TMR-Effekt, der für Spannungen kleiner -92 mV bzw. größer 400-500 mV in einen positiven Effekt übergeht. Bei den Messungen lag der polykristalline Fe-Kontakt auf Masse, so dass für $U < 0$ Elektronen von der idealen zur gestörten Grenzfläche tunneln bzw. für $U > 0$ Elektronen von der gestörten zur idealen Grenzfläche. Während bei kleinen Spannungen der TMR-Effekt aus Kennlinien bei paralleler und antiparalleler Magnetisierung der beiden Fe-Schichten berechnet wurde, ist dies bei hohen Spannungen nicht möglich. Der Tunnelstrom an sich führt zu einer Erwärmung der Probe und damit zu einer Änderung des Widerstands. Daher wurde bei hohen, konstanten Spannungen der Widerstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen und die daraus erhaltenen TMR-Werte in den Graphen als einzelne Punkte integriert. Messungen bei kleinen Spannungen zeigen, dass zumindest in dem Bereich beide Methoden die gleichen Werte liefern.

Auch bei diesen Proben führt eine Vorbehandlung der oxidierten Grenzfläche zu einer Vergrößerung des TMR-Effekts und zwar bei 55 mV angelegter Spannung und 4,2 K von etwa -1,7% auf ca. -4,2%. Der qualitative Verlauf der beiden Kurven ist sehr ähnlich. Die Verschiebung des Nulldurchgangs für positive Spannungen liegt

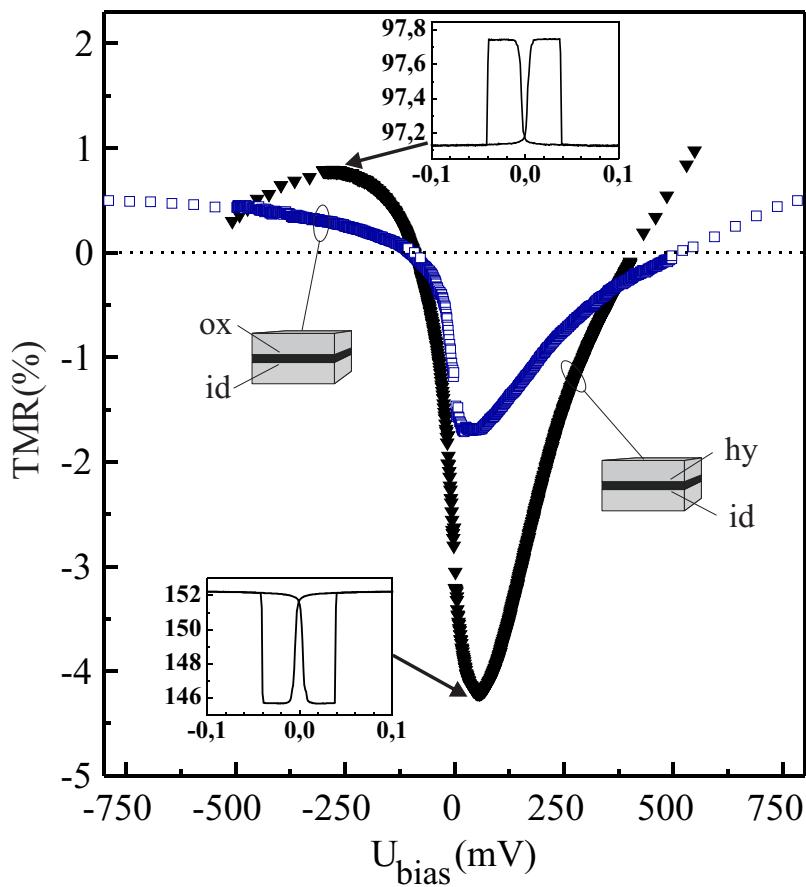


Abbildung 3.16: Spannungsabhängiger Vorzeichenwechsel des TMR-Effekts für Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Proben mit einer epitaktischen Fe-Schicht. Durch eine H^+ -Plasma-Vorbehandlung der oxidierten Grenzfläche konnte der TMR deutlich vergrößert werden. Für die Messungen wurde der polykristalline Fe-Kontakt auf Masse gelegt.

anscheinend an der Vorbehandlung der oxidierten Grenzfläche und ihrer Eigenschaften. Eine Veränderung der Barrierefähigkeit ist allerdings unwahrscheinlich, da sich der maximale Widerstand wiederum in etwa bei 0 V ergibt. Die Insets zeigen exemplarisch TMR-Kurven mit unterschiedlichen Vorzeichen. Für die Messungen wurde das Magnetfeld entlang einer magnetisch leichten Richtung der epitaktischen Fe-Schicht angelegt. Aus den TMR-Messungen die Spinpolarisation mit dem Jullière-Modell zu berechnen erscheint als nicht sinnvoll, da dabei Bandstruktureffekte nicht berücksichtigt werden. In dem Modell kann prinzipiell bei Kontakten aus dem gleichen Material kein negativer TMR-Effekt auftreten, da beide Kontakte die gleiche Spin-Polarisation besitzen müssten. Wie kommt es aber zu diesem Vorzeichenwechsel?

In der Literatur werden dafür verschiedene Mechanismen diskutiert. Tsymbal *et al.* [106] führen den Vorzeichenwechsel des TMR an Ni/NiO/Co-Proben kleiner Ausdehnung (kleiner $0,01 \mu\text{m}^2$) auf resonantes Tunneln über wenige lokalisierte Zustände in der Barriere zurück. Bei Strukturen mit ausgedehnter Barriere, wie sie für diese Arbeit benutzt wurden (im Bereich von μm^2), sollte dies allerdings nur zu einer Reduktion des TMR-Effekts führen, da dabei das Tunneln über viele verschiedene lokalisierte Zustände die Leitfähigkeit beeinflusst. Findet das Tunneln nur über einen resonanten Zustand statt, hängt die Größe und das Vorzeichen des TMR-Effekts vom Energie-Niveau dieses Zustands ab. Damit wird die Streuung zwischen unterschiedlich großen positiven und negativen Effekten bei nominell gleichwertigen Proben erklärt. Bei den hier vorgestellten Proben ist resonantes Tunneln über Störstellen als Ursache für die sehr gut reproduzierbare Spannungsabhängigkeit des TMR unwahrscheinlich, da mögliche Störstellen in der Barriere auch bei Proben mit nicht epitaktischer Fe-Schicht vorliegen müssten. Diese zeigen jedoch stets einen positiven TMR-Effekt. Garcia *et al.* [107] führen die spannungsabhängige Inversion des TMR an MnAs/GaAs/MnAs-Proben auf Tunneln über ein breites „Störstellenband“ zurück, das durch das Wachstum der GaAs-Barriere bei niedrigen Temperaturen entstehen kann. Auch dies ist bei den hier untersuchten Proben unwahrscheinlich, da die Barriere bei ca. 630°C gewachsen wurde und die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes auf quantenmechanisches Tunneln als dominanten Transportmechanismus hinweist.

De Teresa *et al.* [24] führen einen negativen TMR-Effekt bei Co/Al₂O₃/SrTiO₃/La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃-Proben auf das Tunneln von d-Elektronen des Cobalts und damit auf eine entgegengesetzte Polarisation von Co und dem Halbmetall La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃ zurück. Die Inversion des TMR durch das Anlegen einer Spannung wird auf die Verschiebung der Zustandsdichten zurückgeführt, wie sie für bcc Eisen in Abb. 3.17 dargestellt ist. Das Anlegen einer Spannung führt zu einer Verschiebung der Zustandsdichten und Elektronen können prinzipiell aus dem schraffierten Bereich der linken in den schraffierten Bereich der rechten Elektrode tunneln (Abb. 3.17 (b)). Die Differenz der Zustandsdichten im relevanten Bereich, und damit die Polarisation, ist somit von der Spannung abhängig und kann prinzipiell zu einem Vorzeichenwechsel des TMR führen. Um diesen Einfluss zu überprüfen wurde von M. Kosuth unter Anleitung von Prof. H. Ebert, Universität München, die lagenauflöste Zustandsdichte von Fe auf GaAs im Rahmen des lokalen Spin-Dichte-Formalismus berechnet. Für die Berechnung der Bandstruktur an sich wurde die tight-binding-Version der Korringa-Kohn-Rostoker-Methode benutzt. Für Lagen weit entfernt von der Grenzfläche stimmt die so berechnete Zustandsdichte gut mit der des Volumenmaterials

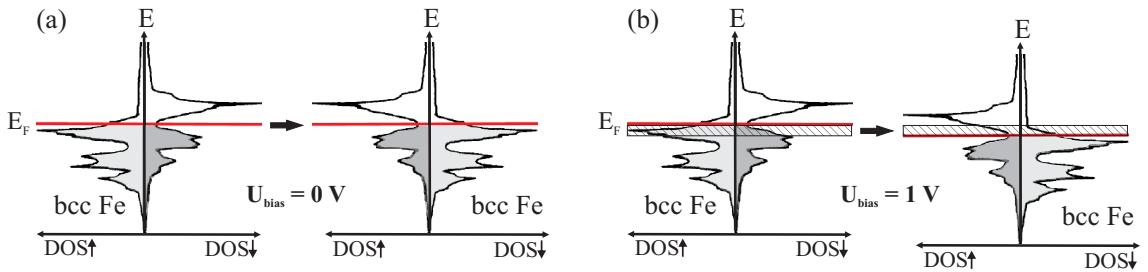


Abbildung 3.17: Zustandsdichte zweier Fe-Kontakte in antiparalleler Konfiguration ohne (a) und mit (b) angelegter Spannung. Durch das Anlegen einer Spannung werden die Zustandsdichten gegeneinander verschoben und Elektronen können prinzipiell aus dem schraffierten Bereich der linken in den schraffierten Bereich der rechten Elektrode tunneln.

aus Abb. 1.5 (a) überein. Aufgrund der starken Grenzflächensensibilität des TMR-Effekts wurde nur die berechnete Zustandsdichte der ersten Fe-Lage auf GaAs verwendet, um die Polarisation, also die Differenz der Zustandsdichten geteilt durch ihre Summe, abzuschätzen (vgl. Gleichung 1.10). Dabei ergibt sich ein Vorzeichenwechsel der Polarisation bei etwa -394 meV, der komplette Verlauf der Messung lässt sich damit allerdings nicht erklären (siehe Abb. 3.18). Ein Grund dafür liegt wohl darin, dass für eine exakte Beschreibung des Systems neben der Kopplung der einzelnen Bänder zwischen Fe und GaAs auch die Abhängigkeit der Transmission von k_{\parallel} berücksichtigt werden muss. Auch die experimentell sehr schwer zugänglichen Bindungsverhältnisse an der Grenzfläche können das untersuchte System wesentlich beeinflussen.

Tiusan *et al.* [60] erhalten bei Fe/MgO/Fe-Proben ebenfalls eine Inversion des TMR durch das Anlegen einer Spannung und führen dies auf resonante Grenzflächenzustände zurück. Diese können etwas oberhalb der Fermi-Energie liegen und werden erst durch das Anlegen einer Spannung aktiviert. Heiliger *et al.* [59] führen ab *initio* Rechnungen zum Fe/MgO/Fe-System durch. Für eine Kombination aus idealer Grenzfläche und einer Durchmischung der ersten Monolage an der Grenzfläche lassen sich die experimentellen Ergebnisse von Tiusan *et al.* sehr gut nachvollziehen. Der spannungsabhängige Verlauf des TMR-Effekts, also dessen Größe und Vorzeichen, hängt stark von der für die Rechnung angenommenen Grenzfläche ab. Diese sollte sich im Experiment z.B. durch ein Tempern der Probe variieren lassen.

An lateralen Fe/GaAs-Strukturen erhalten Lou *et al.* [108] mit der nichtlokalen Messmethode ebenfalls einen doppelten Vorzeichenwechsel der Spinpolarisation der injizierten Elektronen in Abhängigkeit der angelegten Spannung. Dabei zeigen Proben

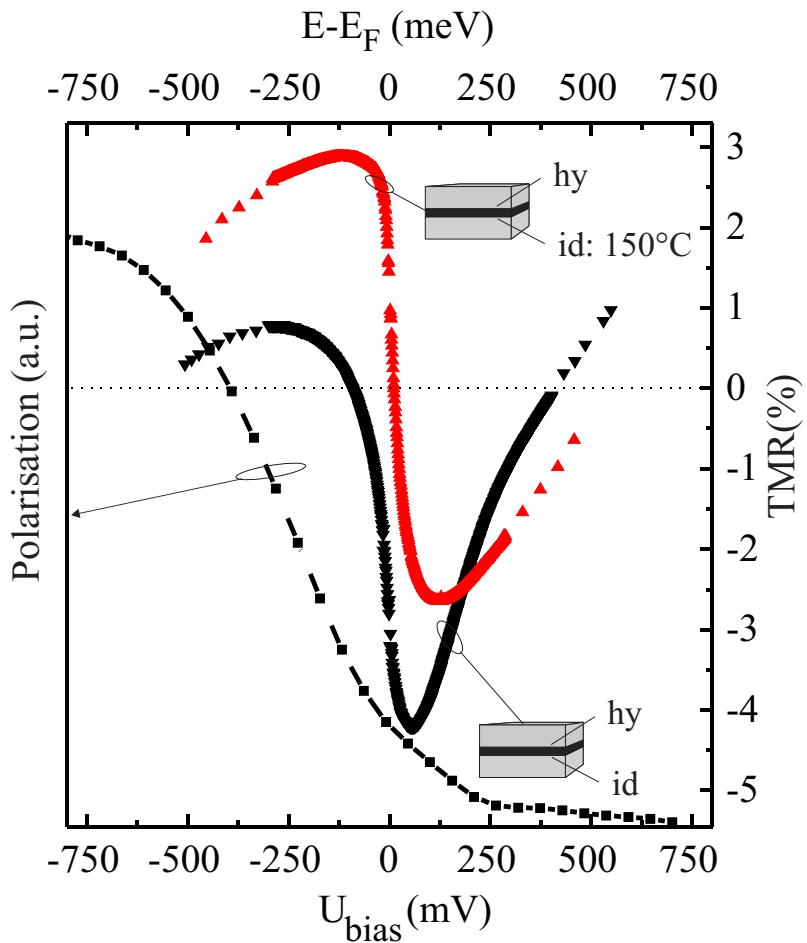


Abbildung 3.18: Spannungsabhängiger Vorzeichenwechsel des TMR-Effekts für Co/Fe/GaAs(8 nm)/Fe-Proben mit einer epitaktischen Fe-Schicht und H^+ -Plasma Vorbehandlung der zweiten Grenzfläche. Aus der berechneten Zustandsdichte der ersten Fe-Lage auf GaAs wurde die Polarisation bestimmt. Die rote Messkurve wurde an einer Probe durchgeführt, bei der die epitaktische Fe-Schicht eine Stunde bei etwa 150°C getempert wurde.

mit verschiedenen Dotierungen zum Teil ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Es wird vermutet, dass die Ursache dafür in den Tunnelmatrixelementen zu suchen ist. Diese können von dem exakten Profil der Schottky-Barriere bzw. der Bandstruktur abhängen.

Messungen an einer getemperten Probe

Nach Zenger [43] führt das Temperiern einer oxidierten Fe/GaAs-Grenzfläche zu einer Reduktion des TMR-Effekts. Experimente von Adelmann *et al.* [109] an Spin-LEDs dagegen zeigen, dass ein Temper-Schritt bei epitaktischem Fe auf GaAs zu einer Erhöhung der Spinpolarisation führen kann. Dabei muss zwischen Wachstumstemperatur und einem Temperiern der Probe unterschieden werden. Ein Wachstum der Fe-Schicht bei 50°C bzw. 175°C kann bei den LED-Experimenten zu einer Reduktion bzw. auch zu einer Inversion der gemessenen Spin-Injektion führen. Ein einstündiges Temperiern einer bei -15°C gewachsenen Probe bei Temperaturen von bis zu 250°C führt dagegen zu einer Erhöhung der Spinpolarisation [110].

Daher wurde Proben hergestellt, bei denen nur die epitaktische Fe-Schicht eine Stunde bei etwa 150°C getempert wurde. Dadurch wird der TMR-Effekt und seine Spannungsabhängigkeit deutlich verändert: Im gemessen Bereich ergibt sich nur noch ein Nulldurchgang, ein etwas größerer positiver und kleinerer negativer Effekt (siehe Abb. 3.18). Experimente mit LED-Strukturen werden typischerweise in Sperrrichtung des Fe/GaAs-Schottky-Kontakts durchgeführt [12], was - übertragen auf die Tunnelstrukturen bzgl. der epitaktischen Fe-Schicht - einer negativen Spannung entspricht. Somit konnte durch den Temperschritt, wie auch bei Adelmann *et al.*, das spinabhängige Signal bei negativen Spannungen vergrößert werden.

Durch das Temperiern wird wahrscheinlich die Grenzfläche beeinflusst. So könnten verschiedene Fe(GaAs)-Verbindungen entstehen, z.B. Fe_3Ga oder $\text{Fe}_{0,3}\text{Ga}_{0,3}\text{As}_{0,4}$ [110] bzw. $\text{Fe}_3\text{Ga}_{2-x}\text{As}_x$ [111], die sich allerdings zum Teil erst ab einem einstündigen Temperschritt bei ca. 400°C nachweisen lassen. Für die Reduzierung des magnetischen Moments an der Grenzfläche wird oft antiferromagnetisches Fe_2As verantwortlich gemacht [111, 112]. Inwiefern solche Verbindungen die Messungen auch für die nicht getemperten Proben beeinflussen und zu relativ kleinen TMR-Effekten führen, darüber kann nur spekuliert werden. Wie bereits in Abschnitt 1.4.2 deutlich wurde, ist eine Vorhersage der genauen Zusammensetzung der Grenzfläche schwierig. Um die mögliche Bildung von Fe(GaAs)-Verbindungen zu verhindern, könnte eine Zwischenschicht z.B. aus MgO an der Grenzfläche Abhilfe schaffen. Erste Experimente mit Arsen abgedeckten Wafers zeigen, dass bei geeigneten Parametern sowohl das epitaktische Sputtern von MgO auf der Tunnelbarriere, als auch von epitaktischem Fe auf MgO möglich ist.

Insgesamt deuten die hier vorgestellten Ergebnisse darauf hin, dass die Bandstruktur von Fe und GaAs zusammen mit der Abhängigkeit der Transmission von \mathbf{k}_{\parallel} die Spinpolarisation an einer epitaktischen Fe/GaAs-Grenzfläche bestimmen.

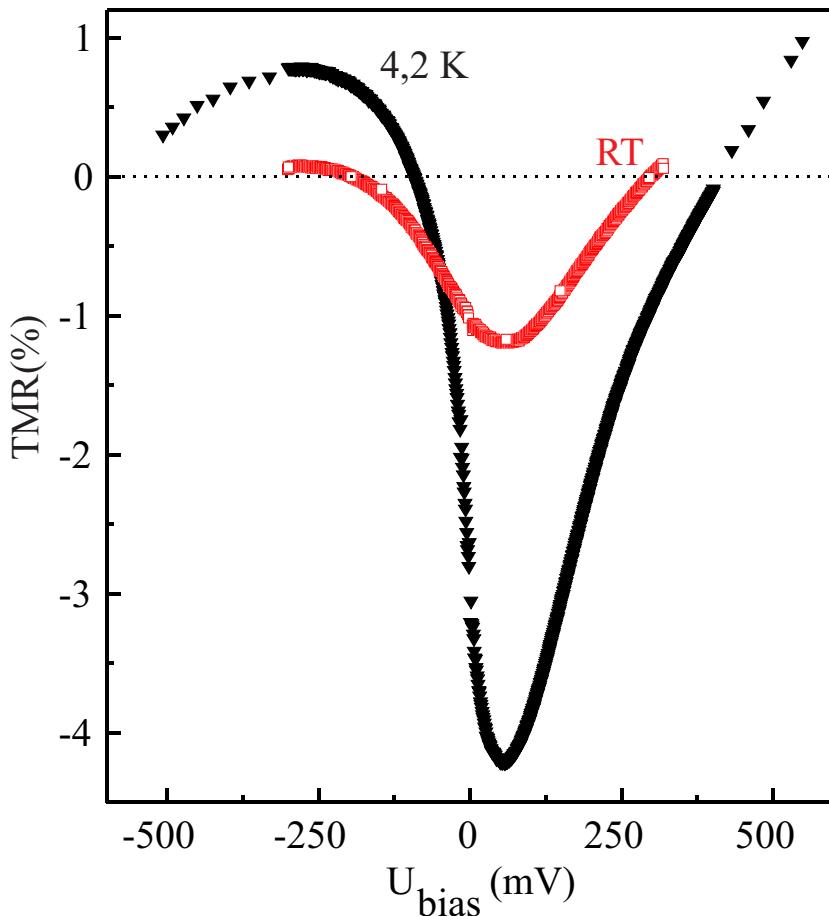


Abbildung 3.19: Bei Raumtemperatur zeigt der TMR-Effekt einen qualitativ ähnlichen Verlauf wie bei 4,2 K. Neben einem, bei den meisten Spannungen kleinerem TMR-Effekts kommt es auch zu einer Verschiebung der Nulldurchgänge.

3.3.2 Temperaturabhängigkeit des TMR

An Proben mit einem epitaktischen Kontakt konnte auch bei RT noch ein TMR-Effekt gemessen werden. Für eine nicht getemperte Probe mit Vorbehandlung ist eine spannungsabhängige Messung bei RT im Vergleich zu den Ergebnissen bei 4,2 K in Abb. 3.19 dargestellt. Es ergibt sich bei RT, verglichen mit den Messungen bei 4,2 K, ein bei den meisten Spannungen kleinerer TMR-Effekt und eine Verschiebung der beiden Nulldurchgänge um etwa -100 mV. Die Spannung, bei der ein maximaler negativer TMR-Effekt auftritt, ändert sich dagegen kaum.

Während die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke einen entscheidenden Einfluss auf den Widerstand hat, sollte sie hier eine eher untergeordnete Rolle spielen. Unter

der Annahme, dass die Fermi-Niveaus beider Fe-Kontakte mit steigender Temperatur in gleicher Weise verschoben werden, ändert sich nichts an den Zustandsdichten der beiden Kontakte relativ zueinander. Der Verlauf der Kurve könnte allerdings durch die Temperaturabhängigkeit der Fermi-Verteilung verändert werden. Diese sollte beim polykristallinen Kontakt nur die Größe, nicht aber das Vorzeichen der Polarisierung beeinflussen. Beim epitaktischen Kontakt dagegen könnte sich aufgrund der Verschmierung der Fermi-Verteilung die Spannungsabhängigkeit der Polarisierung so verändern, dass es zu der beobachteten Verschiebung der Nulldurchgänge kommt. Für eine genaue Analyse wäre allerdings eine Betrachtung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustandsdichte bzw. der Bänder an der Grenzfläche und der von \mathbf{k}_{\parallel} -abhängigen Transmission nötig.

Eine Auswertung der Temperaturabhängigkeit der Polarisierung erscheint nicht sinnvoll, da der epitaktische Kontakt die Verwendung des Jullière-Modells und damit auch des darauf aufbauenden Modells von Shang *et al.* zur Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts ausschließt (siehe Abschnitt 1.1.4). Auch der spannungsabhängige Verlauf macht eine Auswertung sehr schwierig, da man bei verschiedenen Spannungen unterschiedlich starke Änderungen des TMR-Effekts erhält. Damit ist auch kein direkter Vergleich mit Polarisationswerten aus Messungen an epitaktischen Spin-LEDs möglich.

Prinzipiell kann auch eine nicht exakte Ausrichtung der Probe im in-plane Magnetfeld bezüglich der magnetisch leichten und schweren Richtungen des epitaktischen Fe-Kontakts Größe und Form der TMR-Kurven beeinflussen. Darauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

3.3.3 Richtungsabhängige Messungen des TMR

Für eine dicke Fe-Schicht auf GaAs erwartet man eine Anisotropie, die von der vierzähligen Kristallanisotropie dominiert wird und sich in den TMR-Kurven widerspiegeln sollte. Während bei den bisher vorgestellten Messungen das Magnetfeld entlang einer leichten Richtung der epitaktischen Fe-Schicht variiert wurde, wird nun auf Messungen mit Magnetfeldsweeps in verschiedene Richtung eingegangen.

In Abb. 3.20 (c)-(h) sind Messungen in ausgewählte Richtungen bei 4,2 K und 50 mV in dem gleichen Magnetfeld- und Widerstandsbereich dargestellt. Dabei bezeichnet ϕ den Winkel zwischen einer magnetisch schweren Richtung und dem angelegten Magnetfeld. Messungen entlang der schweren Richtungen (Abb. 3.20 (c),(h)) unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander. Der TMR-Effekt ist jedoch kleiner als

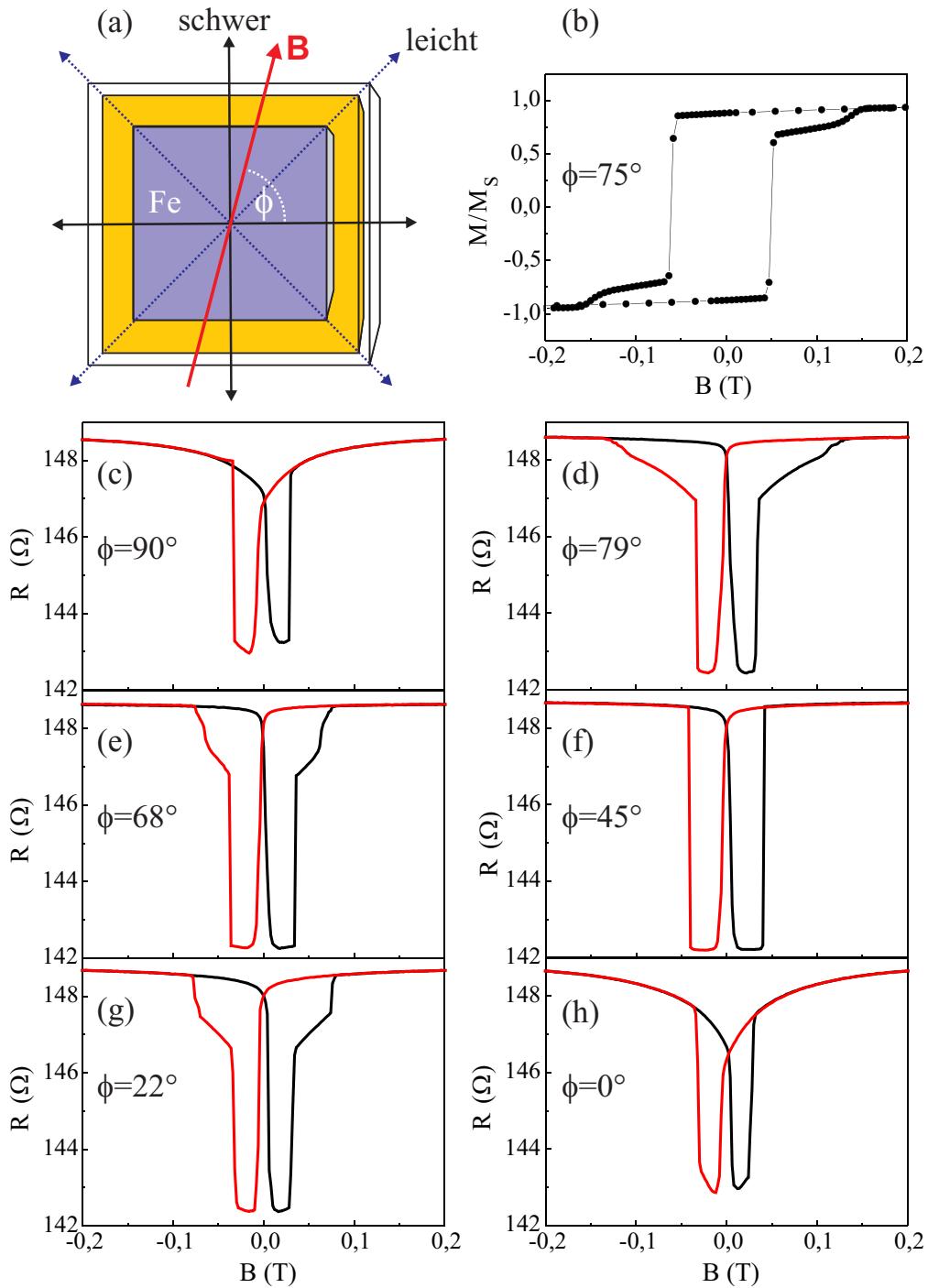


Abbildung 3.20: (a) Schematische Draufsicht auf die epitaktische Fe-Schicht mit den um jeweils 45° gedrehten magnetisch schweren und leichten Richtungen. Die eingezeichnete Magnetfeldrichtung entspricht der Richtung, in der die Hysteresekurve (b) bei RT aufgenommen wurde. In (c)-(h) sind TMR-Messungen in verschiedenen Richtungen bei $4,2\text{ K}$ und 50 mV dargestellt. Die Schaltfelder der Hysteresekurve sind gut vergleichbar mit der Messung bei $\phi = 79^\circ$.

bei einer Messung entlang einer leichten Richtung (Abb. 3.20 (f)) und die Kurven haben eine etwas andere Form. Betrachtet man die schwarze Kurve in Abb. 3.20 (c), bei der das Magnetfeld von der negativen zur positiven Sättigung der Probe variiert wurde, so nimmt der Widerstand zunächst kontinuierlich ab. Dies kann durch eine kontinuierliche Rotation der Magnetisierung der epitaktischen Fe-Schicht erklärt werden. Dadurch sind die beiden Fe-Schichten bereits vor der kompletten Ummagnetisierung einer Schicht nicht mehr vollständig parallel zueinander magnetisiert. Da bei 50 mV angelegter Spannung ein negativer TMR-Effekt auftritt, nimmt durch die Rotation der Widerstand kontinuierlich ab. Bei einem kleinen positiven Feld kommt es zu einer Ummagnetisierung der polykristallinen Fe-Schicht. Allerdings sind nun die beiden Fe-Schichten, aufgrund der vorher beschriebenen Drehung, nicht vollständig antiparallel zueinander magnetisiert. Dadurch ist der TMR-Effekt kleiner als bei einer Messung entlang einer leichten Richtung. Anschließend magnetisiert die mit Co gepinnte epitaktische Fe-Schicht um, was zu dem zweiten Sprung im Widerstand führt, und es kommt dann wieder zu einer Rotation der Magnetisierung dieser Schicht. Dies führt nun zu einer kontinuierlichen Zunahme des Widerstands. Auch nach Daboo *et al.* [113] kommt es bei der Umkehr der Magnetisierung einer epitaktischen Fe-Schicht auf GaAs(001) zu einer Rotation und zu ein oder zwei Sprüngen, abhängig von der Orientierung des Magnetfelds und der Anisotropie der Fe-Schicht. Zwei Sprünge treten auf, wenn die Magnetisierung zwei schweren Achsen durchlaufen muss, indem sie über diese schweren Richtungen springt. Dies zeigt sich bei Messungen entlang einer beliebigen Richtung, z.B. bei 79° (Abb. 3.20 (d)) und ist sehr gut mit Hysteresemessungen an einer unstrukturierten Probe vergleichbar (Abb. 3.20 (b)).² Geringe Abweichungen der Schaltfelder zwischen Abb. 3.20 (b) und (d) röhren wohl von etwas abweichenden Winkeln und den unterschiedlichen Temperaturen her, bei denen die Messungen durchgeführt wurden. Das zweistufige Schalten ist bei einem Winkel genau zwischen schwerer und leichter Achse ausgeprägter (Abb. 3.20 (e) und (g)). Bei der Messung entlang einer leichten Richtung tritt wiederum nur ein Schalten der epitaktischen Fe-Schicht auf, was mit einem Sprung der Magnetisierung um 180° gedeutet werden kann. Nach Cowburn *et al.* [114] kann bei der Ummagnetisierung allerdings auch die Nukleation und Ausbreitung von 90° Domänenwänden eine Rolle spielen. Darauf wird in Abschnitt 3.4.2 eingegangen.

Die Kurven bei unterschiedlichen Winkeln sind sowohl bezüglich der schweren als auch der leichten Richtung symmetrisch (vergleiche Abb. 3.20 (e) und (g)), so dass auf die Darstellung eines größeren Winkelbereichs verzichtet werden kann. Auch in der Form der Messkurven bei hohen negativen Spannungen, bei denen ein positiver

²Die Hysteresemessungen wurden von Matthias Sperl durchgeführt.

TMR-Effekt auftritt, spiegelt sich das beschriebene Magnetisierungsverhalten wider, deren Ursache in der vierzähligen Anisotropie des Co/Fe-Schichtsystems liegt.

Ein leicht verändertes Bild hingegen zeigt sich bei den getemperten Proben. Durch das Temperiern wurde die leichte Richtung um etwa 11° gedreht, und die Messungen im Magnetfeld parallel zu den schweren Richtungen unterscheiden sich daher durch unterschiedlich starkes „Eindrehen“ der Kurven vor dem Nulldurchgang. Ob dafür strukturelle Veränderungen der Probe aufgrund des Temperschritts verantwortlich sind, kann eventuell anhand von TEM-Bildern geklärt werden.

Bei Proben mit einem epitaktischen Kontakt tritt zusätzlich zum TMR-Effekt auch ein TAMR-Effekt auf. Um zu zeigen, dass dafür der zweite ferromagnetische Kontakt keine Rolle spielt, wurde dieser durch einen Au-Kontakt ersetzt. Damit kann der TAMR-Effekt unabhängig vom TMR-Effekt gemessen werden.

3.4 Messungen zum TAMR-Effekt

Zunächst wird in diesem Abschnitt auf die Strom-Spannungs-Charakteristik von Tunnelstrukturen mit einem Au-Kontakt eingegangen. Diese unterscheiden sich von den Proben mit zwei Fe-Kontakten. Es wird versucht die Barriehöhe des Au/GaAs-Kontakts mit Hilfe der Kennlinien zu bestimmen, da diese theoretisch die Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts beeinflussen kann. Der größte Teil des Abschnitts beschäftigt sich mit TAMR-Messungen, die mit einem theoretischen Ansatz verglichen werden.

3.4.1 Strom-Spannungs-Charakteristik von Fe/GaAs/Au-Proben

Während alle Proben mit zwei Fe-Kontakten, unabhängig von der Grenzfläche, ihr Widerstandsmaximum bei etwa 0 V aufweisen, was für eine relativ symmetrische Form der Barriere spricht, zeigen alle untersuchten Proben mit einem epitaktischen Fe- und einem Au-Kontakt ihr Widerstandsmaximum bei einer negativen Spannung. Die Position des Maximums hängt dabei auch in geringem Maße von der Temperatur ab (siehe Abb. 3.21). Dies tritt ebenfalls bei Proben auf, bei denen die epitaktische Fe-Schicht eine Stunde bei 150°C getempert wurde und man erhält auch hier bei 4,2 K ein Widerstandsmaximum bei etwa -20 mV. Durch eine Wasserstoffplasma-Vorbehandlung wird dieses Maximum bei 4,2 K zu etwa -70 mV verschoben. Diese Asymmetrie deutet nach Brinkmann *et al.* [19] auf eine trapezförmige Barriere

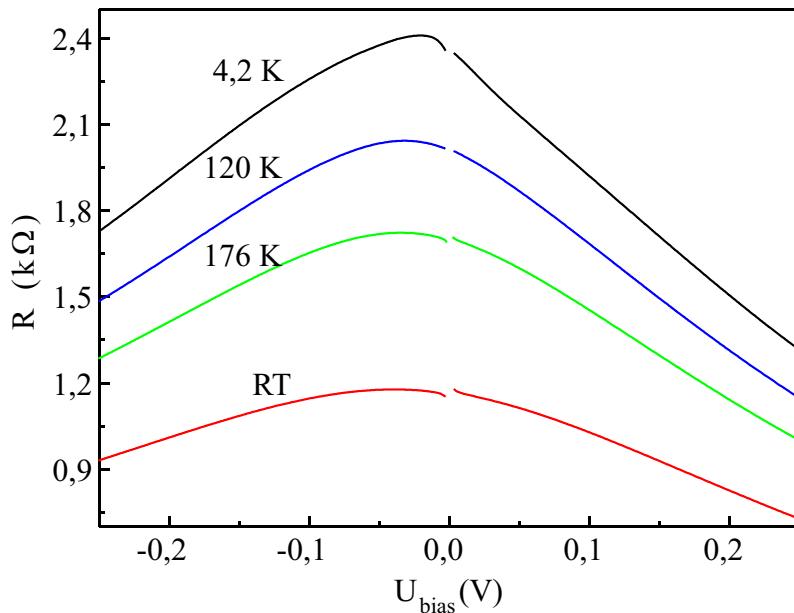


Abbildung 3.21: Temperaturabhängigkeit der Kennlinien von Fe/GaAs/Au-Proben. Im Gegensatz zu Proben mit zwei Fe-Kontakten liegt das Widerstandsmaximum nicht bei 0 V, sondern bei einer negativen Spannung. Dies deutet auf eine trapezförmige Barriere hin.

hin. Die temperaturabhängige Zunahme des Widerstands um Faktor 1,9 zwischen RT und 4,2 K bei 100 mV angelegter Spannung ist dagegen sehr gut mit der von Fe/GaAs/Fe-Proben ohne Vorbehandlung vergleichbar.

Der absolute Widerstand liegt etwa um Faktor vier unterhalb dem von vergleichbaren Proben mit zwei Fe-Kontakten. Nach Kreuzer [32] ist allerdings ein Vergleich der Absolutwiderstände von Proben mit unterschiedlichen Kontaktmaterialien schwierig. Er erhält für Proben mit Cr-Kontakten und einer 10 nm dicken GaAs-Barriere einen um ca. Faktor 5000 höheren Widerstand verglichen mit Fe/GaAs(10 nm)/Fe-Proben. Das Einsetzen des FNTs deutet dabei auf vergleichbare Barrierenhöhen für die beiden Materialien hin. Daher wird spekuliert, dass für die deutlich unterschiedlichen Widerstände die unterschiedlichen Bandstrukturen bzw. Elektronenkonfigurationen der verschiedenen Materialien verantwortlich sind.

Um die Barrierenhöhe der Au-Kontakte zu bestimmen, wurden von Cornelia Deinhart Proben mit zwei Au-Kontakten und einer 10 nm dicken Barriere hergestellt. Dabei wurde am oberen, runden Kontakt eine Vorbehandlung durchgeführt, während sich an der Grenzfläche zum unteren Kontakt noch die komplette natürliche Oxidschicht befindet. An zwei Proben waren Messungen zu Spannungen bis etwa

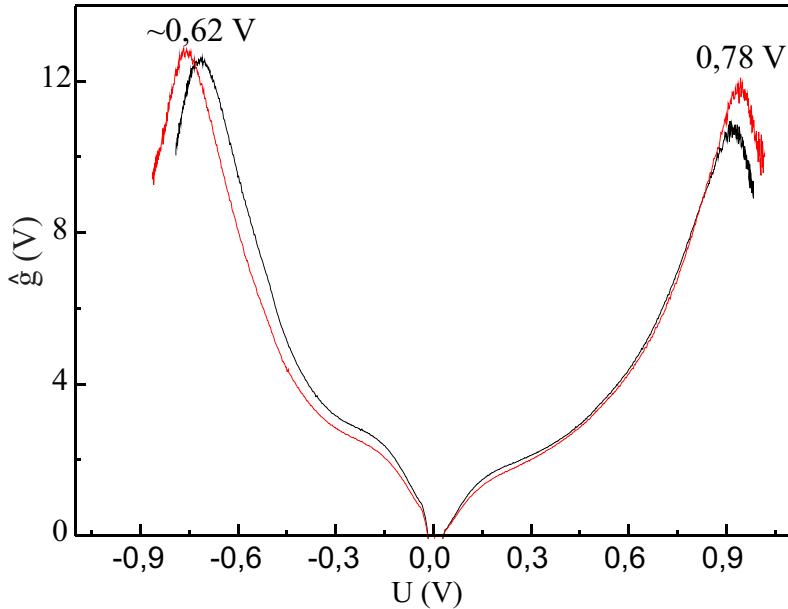


Abbildung 3.22: $\hat{g}(V)$ -Kurven zweier Au/GaAs(10 nm)/Au-Proben bei 4,2 K. Während eine Grenzfläche vorbehandelt wurde, befindet sich an der zweiten Grenzfläche die komplette natürliche Oxidschicht. Mit dem Modell von Rottländer ergeben sich daraus Barrierenhöhen von 0,78 eV für den Kontakt ohne (bei positiver Spannung) bzw. etwa 0,62 eV für den Kontakt mit Vorbehandlung (bei negativer Spannung).

± 1 V bei 4,2 K möglich, so dass das Modell von Rottländer *et al.* [93] angewandt werden konnte. Auch bei diesen Proben weist das Auftreten des Widerstandsmaximums bei ca. +30 mV auf eine trapezförmige Barriere hin. Bei Raumtemperatur konnten aufgrund des geringeren Widerstands der Proben keine Messungen zu ausreichend hohen Spannungen durchgeführt werden. Es ergibt sich aus den Messungen bei positiven Spannungen, also für die nicht vorbehandelte Grenzfläche (siehe Abb. 3.22), mit etwa 0,78 eV eine etwas höhere Barriere verglichen mit den Fe-Kontakten, die in dem Modell im Bereich von 0,66 eV liegt.

Dies ist qualitativ gut mit den Ergebnissen von Waldrop [116] vergleichbar. Auch er erhält mit 0,89 eV für einen Au/GaAs-Schottkykontakt eine höhere Barriere als für Fe, die er zu 0,72 eV bestimmt. Damit lässt sich prinzipiell die Asymmetrie des Widerstands in Abhängigkeit von der Spannung erklären.

Dagegen erhält man bei negativen Spannungen, also für die vorbehandelte Grenz-

fläche, mit ca. 0,62 eV eine Barriehöhe im Bereich der Fe-Kontakte, was einer mehr oder weniger rechteckigen Barriere bei Fe/GaAs/Au-Proben entsprechen würde. Dies widerspricht den spannungsabhängigen Widerstandsmessungen, da die Proben nach einer Vorbehandlung der Au-Grenzfläche eine noch stärkere Asymmetrie zeigen. Ursache dafür könnte sein, dass mit dem Modell nur die Höhe der Barriere an der Grenzfläche, nicht aber die mittlere Barriehöhe bestimmt werden kann (siehe Inset in Abb. 3.7). So könnte die Vorbehandlung z.B. nur die Barriereförmodifizieren, ohne die mittlere Barriehöhe bzw. das Pinnen der Fermi-Energie des Au-Kontakts wesentlich zu beeinflussen.

Wertet man allerdings bei einer logarithmischen Auftragung der Kennlinien das Einsetzen des FNTs aus, erhält man mit etwa 0,7 eV ohne Vorbehandlung bzw. mit etwa 0,5 eV für die vorbehandelte Seite insgesamt relative niedrige Barriehöhen für die Au-Kontakte. Diese würden damit in beiden Fällen kleiner sein als bei Fe-Kontakten, bei denen sich bei einer Auswertung des FNTs die Barriehöhe im Bereich von 0,7-0,8 eV befindet.

Damit führen die unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Barriehöhe bei Au- im Vergleich zu Fe-Kontakten zu unterschiedlichen Ergebnissen, so dass keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

3.4.2 Magnetfeldsweeps in unterschiedliche Richtungen

Auch an Fe/GaAs/Au-Proben wurden magnetfeldabhängige Widerstandsmessungen durchgeführt. Dabei lag, wie bei allen Messungen, der obere, runde Kontakt auf Masse. Man erhält ein TMR-ähnliches Signal, dessen Vorzeichen, Größe und Form von der Richtung des in-plane Magnetfelds abhängt. Im Gegensatz zum TMR-Effekt erhält man qualitativ für alle Proben, also mit oxidiertem oder vorbehandelter Grenzfläche des Au-Kontakts, oder bei einem Tempern der epitaktischen Fe-Schicht ein vergleichbares Verhalten. Für eine getemperte Probe bei einer am Tunnelkontakt abfallenden Spannung von -88 mV und bei 4,2 K ist dies in Abb. 3.23 (c)-(h) dargestellt. Die Graphen beschränken sich auf den wesentlichen Magnetfeldbereich, während für die Messungen die Probe in einem hohen Magnetfeld gesättigt wurde.

Abbildung 3.23 (c) zeigt eine Messung entlang der [110]-Richtung, also bei $\phi = 90^\circ$, bei der das Magnetfeld von negativer Sättigung zur positiven Sättigung und zurück variiert wurde. Man erhält ein TMR-ähnliches Signal mit einer abrupten Widerstandsänderung. Die Differenz zwischen maximalem und minimalem Widerstand beträgt ca. 0,3%. Dreht man die Richtung des Magnetfelds um etwa 11° (Abb. 3.23

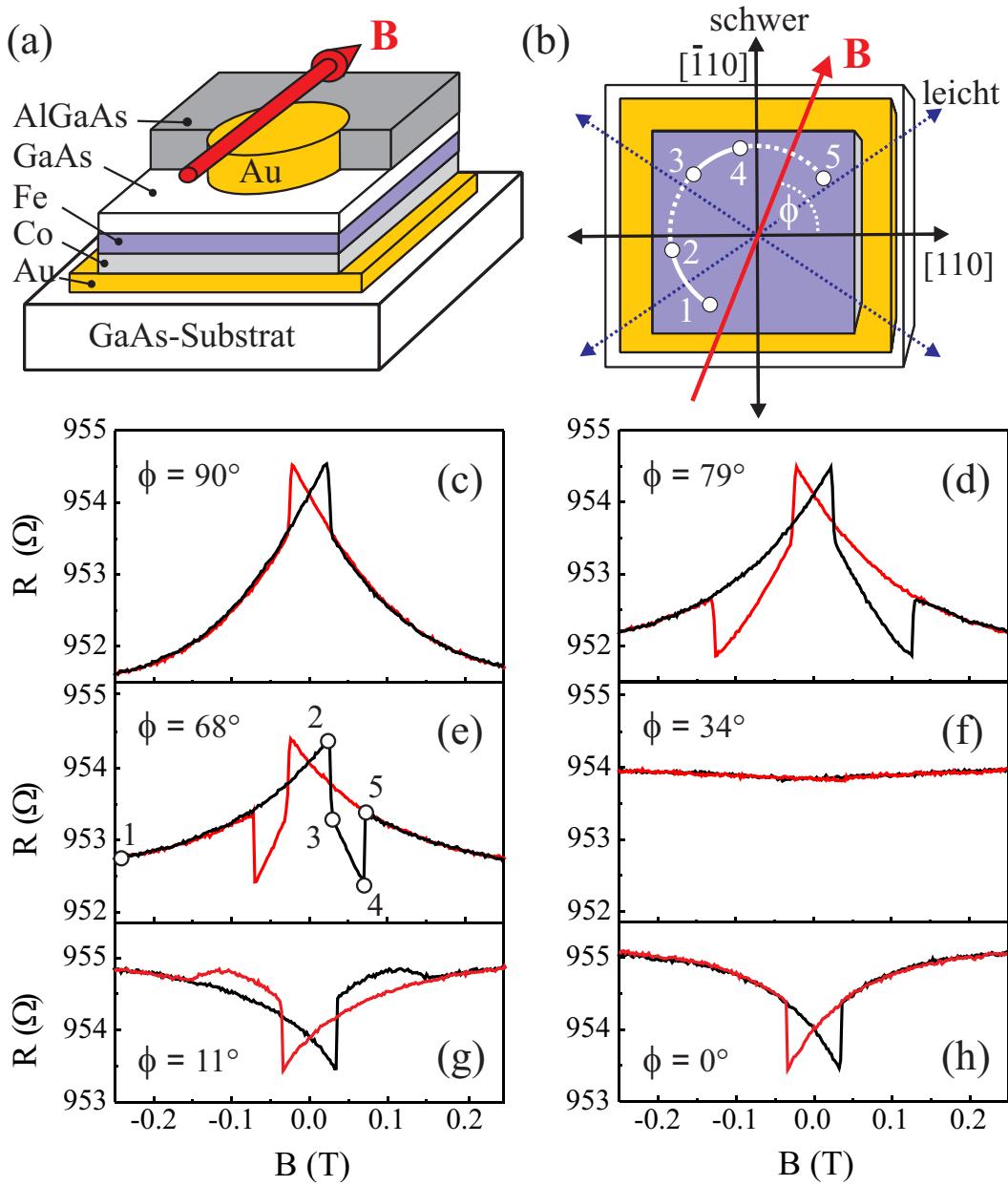


Abbildung 3.23: (a) Schematische Darstellung einer Co/Fe/GaAs/Au-Probe. (b) Draufsicht auf die epitaktische Fe-Schicht. Dabei werden die magnetisch schweren und leichten Richtungen und der variable Winkel ϕ dargestellt, der die Richtung des angelegten Magnetfelds und die [110]-Richtung einschließt. Widerstandsmessungen bei 4,2 K und -88 mV angelegter Spannung in verschiedenen Richtungen ergeben ein TMR-ähnliches Signal, das entlang der schweren Richtungen entweder positiv (c) oder negativ (h) sein kann. Während der Widerstand entlang einer leichten Richtung konstant bleibt (f), erhält man in eine beliebige Richtung ein komplexes Signal (d),(e) und (g).

(d)), tritt ein zweiter Sprung im Widerstand bei etwa 0,12 T auf. Bei einem kleineren Winkel ϕ verschiebt sich dieser zweite Sprung zu einem kleineren Magnetfeld (Abb. 3.23 (e)). Diese komplexe Änderung des Widerstands lässt sich sehr gut erklären, indem man die magnetische Anisotropie der epitaktischen Fe-Schicht berücksichtigt und von einer Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetisierungsrichtung der Probe ausgeht, also einem TAMR-Effekt. In Abbildung 3.23 (b) sind die schweren und leichten Richtungen und die Magnetfeldrichtung entsprechend der in Abb. 3.23 (e) dargestellten Messung eingezeichnet. Die Punkte 1-5 in Abb. 3.23 (b) entsprechen dabei den Punkten in (e). Bei Punkt 1 ist die Magnetisierung in etwa in die Richtung des angelegten Magnetfelds ausgerichtet. Fährt man das negative, äußere Magnetfeld auf Null, so dreht sich die Magnetisierung in eine leichte Richtung, was in diesem Fall einem Widerstand von etwa 954Ω entspricht. Legt man nun ein positives Magnetfeld an, so dreht sich die Magnetisierung weiter und nähert sich der $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung (Punkt 2). Ein weiteres Drehen der Magnetisierung der Probe in Richtung dieser schweren Achse wäre energetisch ungünstig, so dass es zu einer abrupten Änderung der Magnetisierungsrichtung kommt. Diese „springt“ sowohl über die schwere, als auch über die leichte Achse, da ja bereits ein positives Magnetfeld anliegt (Punkt 3). Eine weitere Erhöhung des Magnetfelds führt nun wieder zum Drehen der Magnetisierung (Punkt 4) bzw. zu einem Sprung über die schwere $[\bar{1}10]$ -Richtung (Punkt 5). Letztendlich dreht die Magnetisierung in die Richtung des äußeren Magnetfelds. Die Feldstärken, bei denen einen abrupten Widerstandsänderung auftritt, sind gut mit den Schaltfeldern der epitaktischen Fe-Schicht aus TMR-Messungen in verschiedene Richtungen vergleichbar (vergleiche mit Abb. 3.20 (e)). Bei der Messung entlang einer leichten Richtung, die bei dieser Probe bei $\phi = 34^\circ$ liegt, erhält man einen konstanten Widerstand (Abb. 3.23 (f)), der exakt dem Widerstand der Messungen aus Abb. 3.23 (c)-(h) bei $B = 0$ entspricht. Eine weitere Verringerung von ϕ auf etwa 11° führt wiederum zum Auftreten eines zweistufigen Schaltens (Abb. 3.23 (g)). Die Kurve ist in etwa spiegelsymmetrisch bezüglich der x-Achse verglichen mit der Messung bei $\phi = 79^\circ$. Die Messung entlang der zweiten schweren $[110]$ -Richtung, also bei $\phi = 0^\circ$ (Abb. 3.23 (h)), ergibt einen negativen Effekt, der etwas kleiner ist als der positive bei $\phi = 90^\circ$. Das Schaltfeld ist bei der Messung mit $\phi = 0^\circ$ mit ca. 35 mT auch etwa um 9 mT größer als bei der Messung bei $\phi = 90^\circ$. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in der Drehung der leichten Richtung bzw. Unterschiede in den magnetischen schweren Achsen. Bei einer Messung entlang einer schweren Achse muss die Magnetisierung nur über die zweite schwere Richtung springen. Die $[\bar{1}10]$ -Richtung scheint dabei die Richtung der magnetisch schwereren Achse zu sein, da der Sprung über diese Richtung, d.h.

bei einer Messung bei $\phi = 0^\circ$, erst bei einem höheren Magnetfeld erfolgt. Somit ist mehr Energie nötig, um diese schwere Richtung zu überwinden. Auch die Drehung der leichten Richtung hin zur [110]-Richtung spricht dafür, dass die [$\bar{1}10$]-Richtung die magnetisch schwerere Achse darstellt. Da die Kurven wiederum symmetrisch bezüglich der [110]-Richtung sind, ist nur ein 90° -Ausschnitt dargestellt.

Für die mikroskopische Betrachtung der Ummagnetisierung einer epitaktischen Fe-Schicht spielen magnetische Domänen eine Rolle [114]. Diese können von der Dicke der Schicht, der Grenzfläche und der magnetischen Vorgeschichte abhängen. Gu *et al.* [84] untersuchen die Ummagnetisierung einer 15 nm dicken Fe-Schicht entlang einer schweren Richtung. Ausgangssituation ist dabei allerdings ein eindomäniger Zustand in eine leichte Richtung. Wird das Magnetfeld nun in eine schwere Richtung variiert, so entstehen Domänen, die in die leichten Richtungen, also in dem Experiment 90° zueinander orientiert sind. Aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Vorgeschichte und der Co-Schicht sind die vorgestellten Messungen nur bedingt mit den Messungen dieser Gruppe vergleichbar. Eine Ummagnetisierung, die nur über in leichte Richtungen orientierte Domänen von statthen geht, würde vermutlich auch zu keiner Änderung des Tunnelwiderstands führen (siehe nächster Abschnitt).

Das Auftreten der leichten Richtung bei ca 34° zeigt sich bei allen Proben mit einem Au-Kontakt, also auch bei den nicht getemperten Proben. Über die Ursache dafür kann nur spekuliert werden. Prinzipiell ist die thermische Belastung der Grenzfläche beim Sputtern des Au-Kontakts wahrscheinlich größer als beim Sputtern von Fe. Während Fe bei 5 Watt gesputtert wurde, lag die Leistung beim Sputtern der direkt auf die Barriere folgenden 10 nm Au bei 10 Watt, was zu einer in etwa um Faktor sechs höheren Sputterraten führt. Anschließend wurde die Leistung auf 25 und 50 Watt erhöht. Dies entspricht allerdings auch den Parametern beim Abdecken der Fe-Schicht mit Gold. Wie empfindlich die mit Co gepinnte, epitaktische Fe-Schicht auf Temperaturen zwischen 80°C , zum Aushärten des Epoxid-Klebers, und 150°C reagiert, bleibt zu klären. Denkbar ist eine strukturelle Veränderung der Co-Schicht durch einen Temperschritt. Co kann auf Fe, je nach Wachstumsbedingungen, prinzipiell als fcc, bcc oder hcp Gitter aufwachsen [115].

Die Struktur besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten, die für das TMR-ähnliche Signal eine Rolle spielen könnten. Um dies auszuschließen wurden an einer unstrukturierten Probe des gleichen Wafers Squid-Messungen bei 4,2 K durchgeführt. Diese belegen, dass die Co- und Fe-Schicht gleichzeitig schalten, so dass das Co/Fe-System an sich als Ursache für dieses Verhalten ausgeschlossen werden kann. Warum und in welcher Weise sich der Widerstand bei den Magnetfeldsweeps ändert, wird im nächsten Abschnitt deutlich.

3.4.3 TAMR-Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben

Für die TAMR-Messungen wurde die Probe in einem konstanten in-plane Magnetfeld von 0,5 T gedreht. Diese Magnetfeldstärke reicht dafür aus, dass die Richtung der Magnetisierung der Fe-Schicht dem äußeren Magnetfeld folgt. Damit lässt sich die Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Magnetisierungsrichtung bestimmen. Bei einer angelegten Spannung von -88 mV und 4,2 K ergibt sich eine uniaxiale Anisotropie des Widerstands, die einer „horizontalen Acht“ gleicht (siehe Abb. 3.24). In der [110]-Richtung ist der Widerstand um etwa 0,4% größerer als in die [$\bar{1}10$]-Richtung. Damit bestimmt die aktuelle Richtung der Magnetisierung den Widerstand und führt zu dem in Abb. 3.23 dargestellten Verhalten.

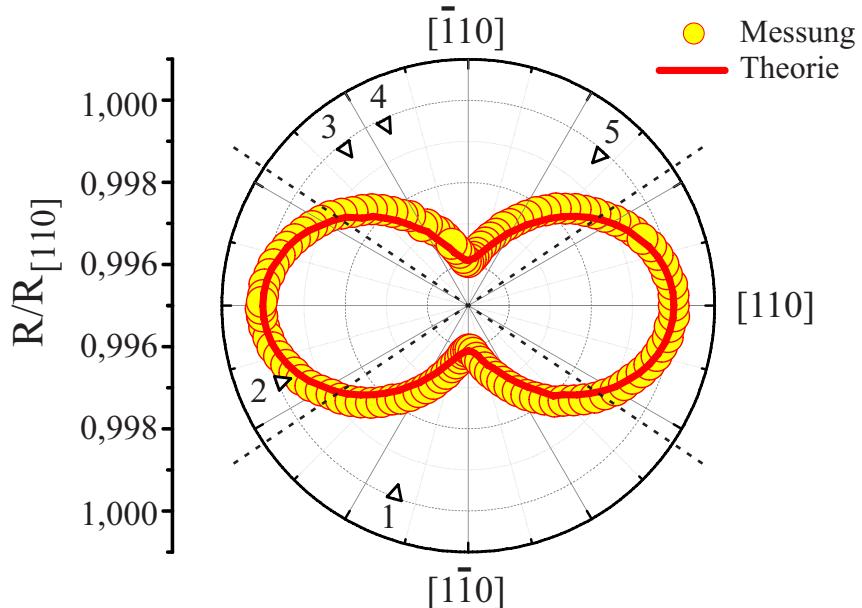


Abbildung 3.24: Normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung bei 4,2 K, -88 mV angelegter Spannung und $|B|=0,5$ T. Es ergibt sich in die [110]-Richtung ein um etwa 0,4% größerer Widerstand als in die [$\bar{1}10$]-Richtung. Die durchgezogene Linie entspricht einem theoretischen Fit mit $\alpha_l = 42.3 \text{ eV}\text{\AA}^2$ (siehe Text). Die Punkte 1-5 entsprechen den Punkten aus Abb. 3.23 (b) und (e). Die gestrichelten Linien deuten die magnetisch leichten Richtungen an.

In Abb. 3.24 sind wiederum die Punkte 1-5 eingezeichnet, entsprechend den Punkten in Abb. 3.23 (b) und (e). Zwischen Punkt 1 und 2 dreht die Magnetisierung. Dies führt zu einer kontinuierlichen Zunahme des Widerstands, was auch in Abb.

3.23 (e) beobachtet wird. Zwischen Punkt 2 und 3 springt die Magnetisierung über eine schwere Richtung, was, genauso wie die Drehung zwischen Punkt 3 und 4, eine Widerstandsabnahme bewirkt. Der Sprung zwischen Punkt 4 und 5 jedoch führt zu einer Zunahme des Widerstands. Aus der Änderung des Widerstands beim Magnetfeldsweep (Abb. 3.23 (e)) und der TAMR-Messung lassen sich die Winkel für die Punkte 1-5 bestimmen.

Aufgrund der Symmetrie des TAMR-Effekts bleibt bei einer Messung entlang einer leichten Richtung (siehe 3.23 (f)) der Widerstand konstant. Bei der Ummagnetisierung kann zum einen eine einzige, sprunghafte Änderung der Magnetisierungsrichtung um 180° stattfinden, was zu keiner Änderung des Widerstands führt. Zum anderen können bei der Ummagnetisierung prinzipiell auch Domänen entstehen, die in die beiden leichten Richtungen ausgerichtet sind. Der Widerstand ist allerdings unabhängig davon, in welche leichte Richtung die Magnetisierung ausgerichtet ist (siehe Abb. 3.23). Daher führen beide Möglichkeiten zu einem konstanten Widerstand bei einer Variation der Magnetfeldstärke. Bei einer Messung entlang einer schweren Richtung dreht die Magnetisierungsrichtung zunächst in eine leichte Richtung und darüber hinaus, und springt dann über die zweite schwere Richtung. Daher kommt es nur zu einer abrupten Widerstandsänderung. Dessen Vorzeichen hängt davon ab, ob die Messung bei minimalem, also in der $[\bar{1}10]$ -Richtung, oder bei maximalem Widerstand, also in der $[110]$ -Richtung, beginnt.

Um den normalen AMR-Effekt als Ursache für dieses Verhalten auszuschließen, wurden 2-Punkt-Messungen auf der Fe-Leiterbahn durchgeführt und der Widerstand in Abhängigkeit eines 0,5 T großen in-plane Magnetfelds gemessen. Es ergibt sich eine absolute Widerstandsänderung von etwa $4 \text{ m}\Omega$. Somit ist die durch den AMR-Effekt verursachte Widerstandsänderung um etwa drei Größenordnungen kleiner verglichen mit der Änderung des Tunnelwiderstands um ca. $3,5 \text{ }\Omega$. Damit kann der normale AMR-Effekt bei der Interpretation der Messungen vernachlässigt werden.

Mit dem in Abschnitt 1.3.2 vorgestellten Modell lässt sich die Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Magnetfeldrichtung berechnen. Dazu wird die Tunnelwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung von Rashba- und Dresselhaus-SOI berechnet, die dann zu der beobachteten zweizähligen Symmetrie führt. Der Dresselhaus Parameter γ ist eine bekannte Größe und beträgt $24 \text{ eV } \text{\AA}^3$ im Bereich des GaAs-Barrierefelds und ist gleich null in den Elektroden. In der Barriere wird durch das Anlegen einer Spannung zusätzlich eine Rashba-SOI induziert. Dieser Rashba-Parameter ist aber mit $0,44 \text{ eV } \text{\AA}$ relativ klein und kann vernachlässigt werden. Dagegen kann theoretisch die spannungsabhängige Rashba-SOI an den Grenzflächen den Tunnelstrom und damit den Widerstand entscheidend beeinflussen. Bei diesem phänomenologischen

schen Parameter handelt es sich für das Metall/Halbleiter-System um eine bislang unbekannte Größe.

Um die Transmission, die vom Spin, der Energie und vom Wellenvektor \mathbf{k} bzw. \mathbf{k}_{\parallel} abhängt, für das Fe/GaAs/Au-System zu berechnen, wurde eine rechteckige Barriere mit einer Höhe von 0,75 eV bei null Kelvin angenommen. Die Fermi-Wellenvektoren für Eisen betragen für Majoritätselektronen $k_{F\uparrow} = 1,05 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ und für Minoritätselektronen $k_{F\downarrow} = 0,44 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ [117]. Der Fermi-Wellenvektor im Gold wurde mit $k_F = 1,2 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ angesetzt [118]. Unter diesen Voraussetzungen können nun die Fitparameter α_l für den Rashba-Effekt an der linken Grenzfläche zur Fe-Elektrode und α_r an der rechten Grenzfläche zur Au-Elektrode bestimmt werden. Dabei zeigt sich, dass wohl aufgrund der großen Austauschwechselwirkung im Fe α_l dominiert. Die Abhängigkeit von α_r ist vernachlässigbar, so dass dieser Parameter gleich Null gesetzt werden kann. Somit bleibt letztendlich mit α_l nur ein Fitparameter um das theoretische Verhältnis von $R_{[\bar{1}10]}/R_{[110]}$ zu berechnen. Ein Vergleich der Theorie mit $\alpha_l = 42,3 \text{ eV } \text{\AA}^2$ und der Messung ist in Abb. 3.24 dargestellt. Durch das Anpassen von α_l für einen einzigen Winkel ergibt sich für den kompletten Winkelbereich eine sehr gute Übereinstimmung.

Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts

Während der AMR-Effekt bei diesen Proben keine Abhängigkeit von der auf der Leiterbahn angelegten Spannung zeigt, kann der TAMR-Effekt dagegen durch eine Variation der am Tunnelkontakt angelegten Spannung sehr stark beeinflusst werden. Fällt z.B. eine positive Spannung von +88 mV an der Tunnelstruktur ab, so führt dies zu einer Drehung der „Acht“. Damit erhält man, im Gegensatz zur Messung bei -88 mV den maximalen Widerstand in die $[\bar{1}10]$ -Richtung (siehe Abb. 3.25 (a)). Während der materialspezifische Dresselhaus-Parameter unabhängig von der angelegten Spannung ist, lässt sich theoretisch durch eine Variation der Spannung nicht nur die Größe, sondern auch das Vorzeichen des Rashba-Parameters an der Fe/GaAs-Grenzfläche beeinflussen. Nimmt man $\alpha_l = -17,4 \text{ eV } \text{\AA}^2$ an, so lässt sich die Messung wiederum sehr gut fitten. Die Drehung der Acht spiegelt sich auch in den Messungen wider, wie sie in Abb. 3.23 dargestellt sind. Führt man diese Messungen bei +88 mV durch, erhält man qualitativ das gleiche Ergebnis mit an der x-Achse gespiegelten Kurven. Damit erhält man z.B. bei $\phi = 90^\circ$ ein negatives und bei $\phi = 0^\circ$ ein positives, TMR-ähnliches Signal.

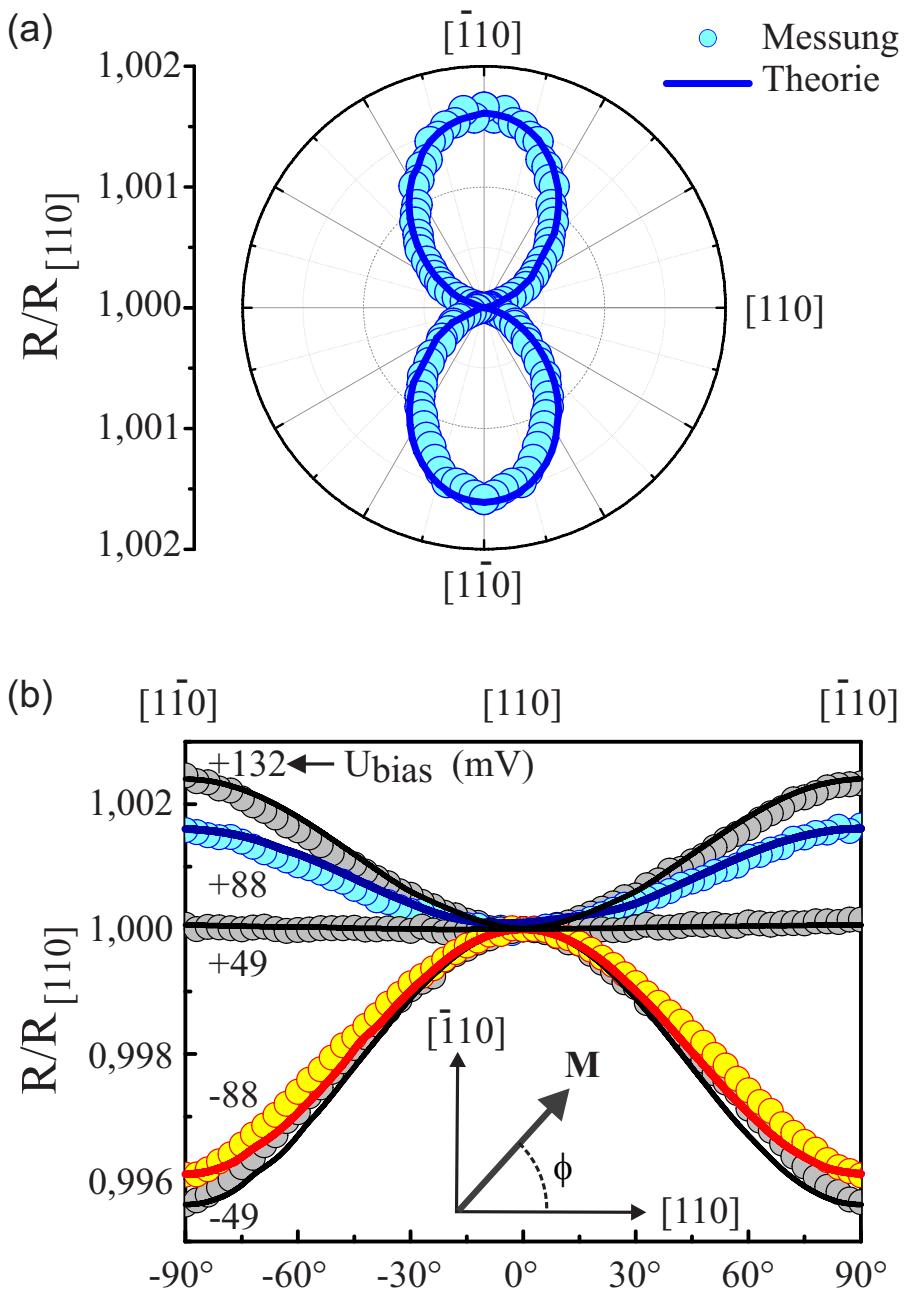


Abbildung 3.25: Normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung bei 4,2 K, $|B|=0,5$ T und (a) +88 mV angelegter Spannung. Ein Vorzeichenwechsel der Spannung führt zu einer Drehung der „Acht“. Die Messung über einen Winkelbereich von 180° wurde für die Abbildung gespiegelt. (b) Durch Variation der angelegten Spannung kann sich sowohl die Größe, als auch das Vorzeichen des TAMR-Effekts verändern. Für die an der Probe abfallenden Spannungen -88 mV, -49 mV, +49 mV, +88 mV, +132 mV erhält man aus den Fits in der Reihenfolge α_l zu $42.3 \text{ eV}\text{\AA}^2$, $45.8 \text{ eV}\text{\AA}^2$, $-0.6 \text{ eV}\text{\AA}^2$, $-17.4 \text{ eV}\text{\AA}^2$ und $-25.1 \text{ eV}\text{\AA}^2$.

Aufgrund der Symmetrie des TAMR-Effekts genügt die Darstellung eines 180° Ausschnitts, ohne das Information verloren geht. In Abb. 3.25 (b) sind normierte Messungen bei verschiedenen Spannungen dargestellt. Die Absolutwiderstände liegen dabei im Bereich von $750\ \Omega$ bis $974\ \Omega$. Bei etwa 49 mV ist der Widerstand unabhängig von der Magnetisierungsrichtung der Fe-Schicht. Auch bei anderen Spannungen stimmt die Theorie mit einem geeigneten Fitparameter α_l sehr gut mit den Messungen überein.

Die aus den Fits erhaltenen Parameter einzuordnen ist schwierig, da es weder experimentelle Vergleichswerte für den Rashba-Parameter an einer epitaktischen Fe/GaAs-Grenzfläche gibt, noch eine Theorie, um diesen Parameter an einer Metall/Halbleiter-Grenzfläche zu bestimmen. Daher wurde er als phänomenologischer Parameter eingeführt. Auch ein direkter Vergleich mit dem bekannten Rashba-Parameter im GaAs ist schwierig, da die beiden Größen unterschiedliche Einheiten besitzen. Allerdings sind die durch den Rashba-Parameter an der Grenzfläche verursachte SOI und die bereits bekannte Dresselhaus-SOI gut miteinander vergleichbar. Dies deutet darauf hin, dass die Größenordnung des Rashba-Parameters physikalisch sinnvoll ist.

Der Rashba-Parameter hängt vermutlich vom elektrischen Feld direkt an der Grenzfläche ab und sollte somit auch von der angelegten Spannung abhängen. Die aus den Messungen erhaltene Spannungsabhängigkeit von α_l ist in Abb. 3.26 dargestellt. Ohne angelegte Spannung ergibt sich daraus ein Rashba-Parameter ungleich Null. Die Ursache dafür könnte z.B. in unterschiedlich hohen Schottky-Barrieren bzw. einer trapezförmigen Tunnelbarriere liegen. Wie in Abschnitt 3.4.1 dargestellt, deuten auch die Kennlinien der Proben auf eine trapezförmige Barriere hin. Diese könnte zu einem Offset des elektrischen Felds an den Grenzflächen führen. Über die Ursachen für den Verlauf der Spannungsabhängigkeit von α_l kann wiederum nur spekuliert werden. Durch das Anlegen einer Spannung kann es zu einer gegenseitigen Beeinflussung der angelegten Spannung und dem Offset des elektrischen Felds an der Grenzfläche kommen. Dies könnte zu einer Kompensation und zu einem verschwindenden Rashba-Parameter bei einer bestimmten angelegten Spannung, in diesem Fall bei etwa 49 mV , führen. Intuitiv erwartet man einen linearen Zusammenhang zwischen α_l und der angelegten Spannung, was auch im Bereich kleiner Spannungen beobachtet wird. Bei hohen Spannungen kann es prinzipiell zur einer Ladungssanhäufung an den Grenzflächen kommen. Damit kann ansatzweise auch die Abweichung vom linearen Zusammenhang bei hohen Spannungen gedeutet werden.

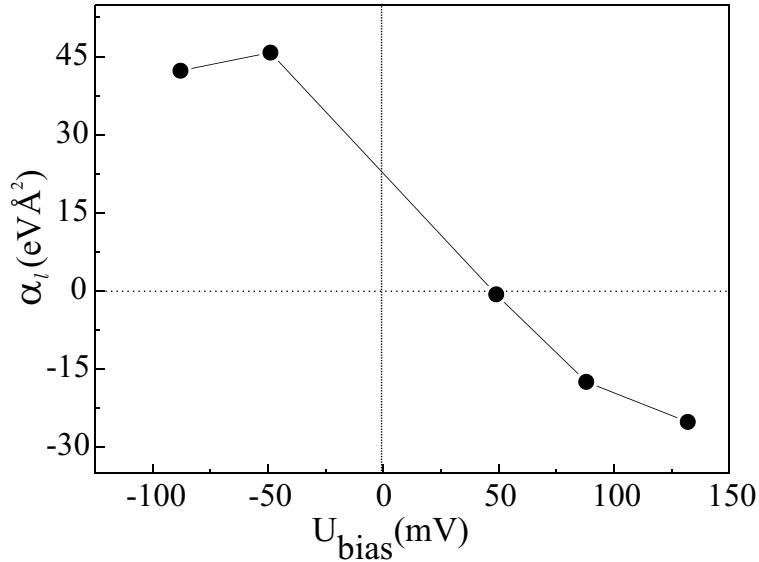


Abbildung 3.26: Spannungsabhängigkeit des aus den Messungen ermittelten Rashba-Parameter α_l an der Fe/GaAs-Grenzfläche. Während sich bei kleinen Spannungen ein annähernd linearer Zusammenhang ergibt, weicht der Verlauf bei hohen Spannungen von diesem linearen Verhalten ab.

Allgemeines Modell zum TAMR-Effekt

Anschaulich lässt sich der TAMR-Effekt mit Hilfe eines effektiven Magnetfelds \mathbf{B}_{eff} beschreiben. Dieses hängt u.a. vom \mathbf{k} -Vektor bzw. von \mathbf{k}_{\parallel} der tunnelnden Elektronen ab und wird durch die SOI verursacht. Das mittlere effektive Magnetfeld $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$, bei dem die Rashba-SOI an der Fe/GaAs-Grenzfläche und die Dresselhaus-SOI in der Barriere berücksichtigt werden, ergibt sich zu [120]:

$$\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel}) = (\tilde{\alpha}_l k_y - \tilde{\gamma} k_x, -\tilde{\alpha}_l k_x + \tilde{\gamma} k_y, 0). \quad (3.4)$$

Dabei sind $\tilde{\alpha}_l$ und $\tilde{\gamma}$ effektive Rashba- und Dresselhaus-Parameter. Man erhält für $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ im \mathbf{k}_{\parallel} -Raum eine Anisotropie mit C_{2v} -Symmetrie für endliche Werte von α_l und γ . In Abb. 3.27 ist $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})|$, also die Größe des mittleren effektiven Magnetfelds, für einen festen Wert für $|(\mathbf{k}_{\parallel})|$ dargestellt. Die Richtung des Felds ist für ausgewählte Richtungen durch Pfeile angedeutet. Für $\tilde{\alpha}_l \tilde{\gamma} > 0$ (Abb. 3.27 (a)) und $\tilde{\alpha}_l \tilde{\gamma} < 0$ (Abb. 3.27 (b)) ergibt sich für $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ eine unterschiedliche Anisotropie im \mathbf{k}_{\parallel} -Raum. Sie charakterisiert den Anteil von \mathbf{k}_{\parallel} -abhangiger Präzession des Spins der tunnelnden Elektronen.

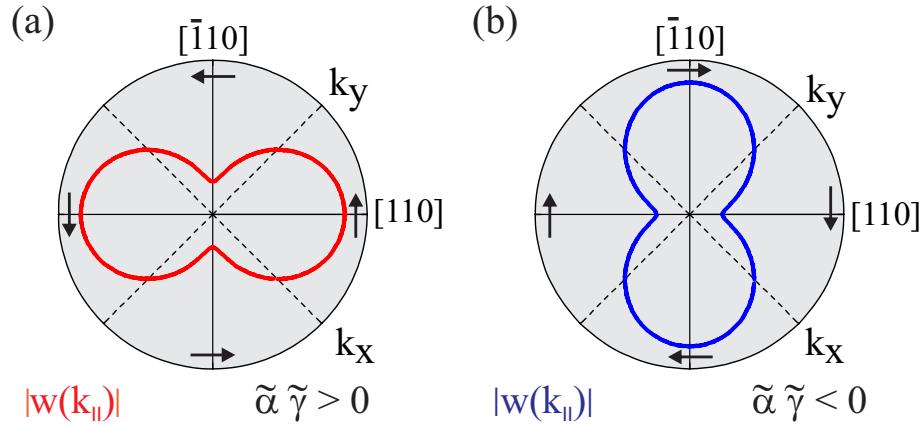


Abbildung 3.27: (a) Darstellung von $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})|$, was dem Betrag des Mittelwerts eines effektiven Magnetfelds entspricht, das durch die SOI verursacht wird. Man erhält eine Anisotropie im \mathbf{k}_{\parallel} -Raum, die durch eine Änderung des Vorzeichens von $\tilde{\alpha} \tilde{\gamma}$ um 90° gedreht werden kann (b). Dabei sind $\tilde{\alpha}_l$ und $\tilde{\gamma}$ effektive Rashba- und Dresselhaus-Parameter. Die Pfeile deuten die Richtung von $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ an.

Betrachtet man z.B. den Fall $\tilde{\alpha}_l \tilde{\gamma} > 0$ (Abb. 3.27 (a)), so ist das mittlere effektive Magnetfeld für ein Elektron mit $k_x = k_y > 0$ am größten. Ist der Spin dieses Elektrons in die $[\bar{1}10]$ -Richtung ausgerichtet, was durch die Magnetisierungsrichtung der Fe-Schicht bestimmt wird, so findet keine Präzession des Spins statt, da auch $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ in diese Richtung zeigt. Dreht man allerdings die Magnetfeldrichtung, so findet Präzession des Elektronenspins statt, da dieser nicht mehr parallel zu $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ ausgerichtet ist. Betrachtet man nun alle möglichen \mathbf{k}_{\parallel} -Zustände, führt dies insgesamt zu einer Anisotropie im Tunnelwiderstand. Wäre $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})|$ isotrop, was für $\alpha = 0$ oder $\gamma = 0$ der Fall ist, würde sich dieser Effekt über alle \mathbf{k}_{\parallel} -Zustände mitteln und damit vermutlich zum Verschwinden des TAMR-Effekts führen.

Damit wird die Anisotropie des mittleren effektiven Magnetfelds auf der Tunnelwahrscheinlichkeit übertragen und spiegelt sich somit in der beobachteten Anisotropie des TAMR-Effekts wider.

In dem betrachteten System spielen nur zwei Richtungen eine entscheidende Rolle, gegeben durch $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ und \mathbf{n} , dem Einheitsvektor der Magnetisierung. Nach Matos-Abiague *et al.* [120] lässt sich eine skalare Größe, wie z.B. die Transmission, mit Hilfe einer Potenzreihenentwicklung nach $\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ bestimmen und man erhält letztendlich für den TAMR:

$$R(\phi)/R_{[110]} - 1 \sim \tilde{\alpha}_l \tilde{\gamma} (\cos 2\phi - 1). \quad (3.5)$$

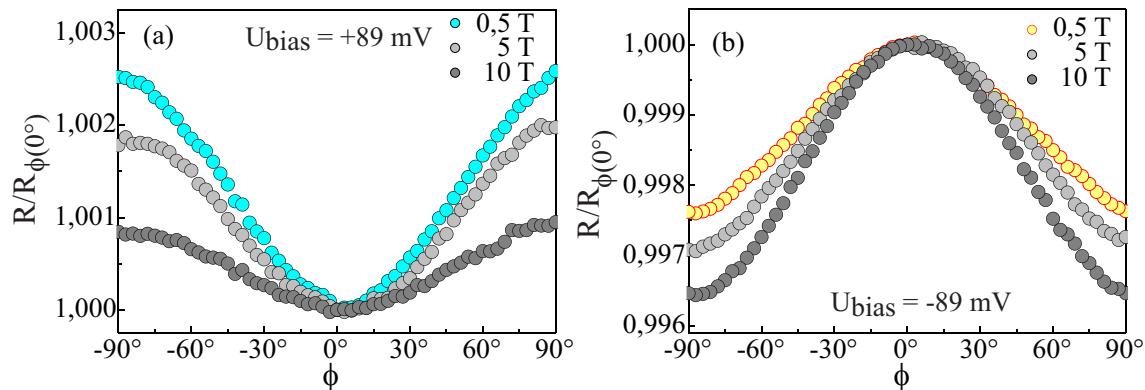


Abbildung 3.28: Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts einer Fe/GaAs/Au-Probe ohne Temperiern bei $+89 \text{ mV}$ (a) und -89 mV (b) angelegter Spannung. Hohe Magnetfelder schieben die Kurven nach „unten“, d.h. der positive TAMR-Effekt wird kleiner während der negative Effekt größer wird. Verantwortlich dafür sind vermutlich Zyklotron-Effekte.

Dabei ist ϕ wiederum der Winkel zwischen dem angelegten Magnetfeld und der [110]-Richtung. Auch mit diesem allgemeinen Modell lässt sich die gemessene Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetfeldrichtung sehr gut beschreiben.

Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts

Führt man die Messungen bei höheren Magnetfeldern durch, z.B. bei 5 und 10 T, führt dies zu einer Verschiebung der Kurven nach „unten“. Dies ist in Abb. 3.28 für eine nicht getemperte Fe/GaAs/Au-Probe ohne Vorbehandlung für zwei unterschiedliche Spannungen dargestellt.

Der TAMR-Effekt bei hohen positiven Spannungen wird zu höheren Magnetfeldern hin kleiner (Abb. 3.28 (a)), während der Effekt bei negativen Spannungen größer wird (Abb. 3.28 (b)). Bei der Spannung, bei der ursprünglich kein TAMR-Effekt auftrat, ergibt sich nun ein Widerstandsmaximum bei $\phi = 0$. Verantwortlich dafür könnten Zyklotron-Effekte sein. Bei einem parallel zur Barriere angelegtem Magnetfeld gewinnen die tunnelnden Elektronen aufgrund der Lorentzkraft Bewegungsenergie parallel zur Barriere. Dies führt zu einer kontinuierlichen Änderung sowohl von \mathbf{k}_{\parallel} als auch des mittleren effektiven Magnetfelds während des Tunnels. Ob damit die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit erklärt werden kann, werden künftige Rechnungen zeigen.

Proben mit unterschiedlichen Grenzflächen

An Proben mit unterschiedlichen Grenzflächen erhält man qualitativ vergleichbare Ergebnisse. Während durch eine H⁺-Plasma-Vorbehandlung der TMR-Effekt deutlich vergrößert werden konnte, führt die Vorbehandlung zu keiner Vergrößerung des TAMR-Effekts, sondern nur zu einer Verschiebung der Kurven nach „oben“. Insgesamt erhält man damit bei positiven Spannungen einen größeren positiven TAMR-Effekt, während der negative Effekt bei negativen Spannungen kleiner ist. Durch das Temperiern der epitaktischen Fe-Schicht erhält man mit ca. 0,4% Widerstandsänderung bei -88 mV, 0,5 T und 4,2 K einen etwas größeren TAMR-Effekt (vgl. Abb. 3.24) als bei den nicht getemperten Proben, der bei etwa 0,25% liegt (vgl. Abb. 3.28 (b)). Kein Effekt tritt bei den Proben, je nach Grenzfläche, zwischen ca. 0 und +50 mV bei 0,5 T und 4,2 K auf. Die Ursache für die Unterschiede in der Spannungsabhängigkeit könnten in unterschiedlichen Offsets der elektrischen Felder an den Grenzflächen liegen. Zusätzlich könnte der Temperschritt zu einer Verbesserung der Fe/GaAs-Grenzfläche und damit zu einer effektiveren SOI führen. Dies würde dann die Vergrößerung des TAMR-Effekts durch das Temperiern erklären.

Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts

Während die bislang vorgestellten Proben alle von einem Wafer stammen, wurden im Rahmen einer Diplomarbeit Tunnelstrukturen aus einem zweiten Wafer hergestellt. Dabei wurde die epitaktische Fe-Schicht nach dem Abheizen einer As-Schicht bei RT gesputtert (siehe dazu S. 43). Der an diesen Proben gemessene TAMR-Effekt ist sehr gut mit den bisher vorgestellten Messungen vergleichbar. Dabei wurde auch die Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts untersucht. Trägt man den TAMR-Effekt, also die relative Widerstandsänderung $(R_{[110]} - R_{[\bar{1}10]})/R_{[110]}$ gegen die Temperatur auf, erhält man eine annähernd lineare Abnahme (Abb. 3.29). Ob dafür die temperaturabhängige Verschmierung der Fermi-Verteilung verantwortlich ist, oder ob dabei noch andere Effekte, wie z.B. die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke oder eine mögliche Temperaturabhängigkeit des Rashba- bzw. Dresselhaus-Parameter an sich eine Rolle spielen, bleibt zu klären.

Vergleicht man die zweizählige Symmetrie des TAMR-Effekts mit der uniaxialen Anisotropie einer dünnen, epitaktischen Fe-Schicht auf GaAs (siehe Abb. 1.15), so ergibt sich eine auffällige Übereinstimmung. Bensch *et al.* [121] erhält für die

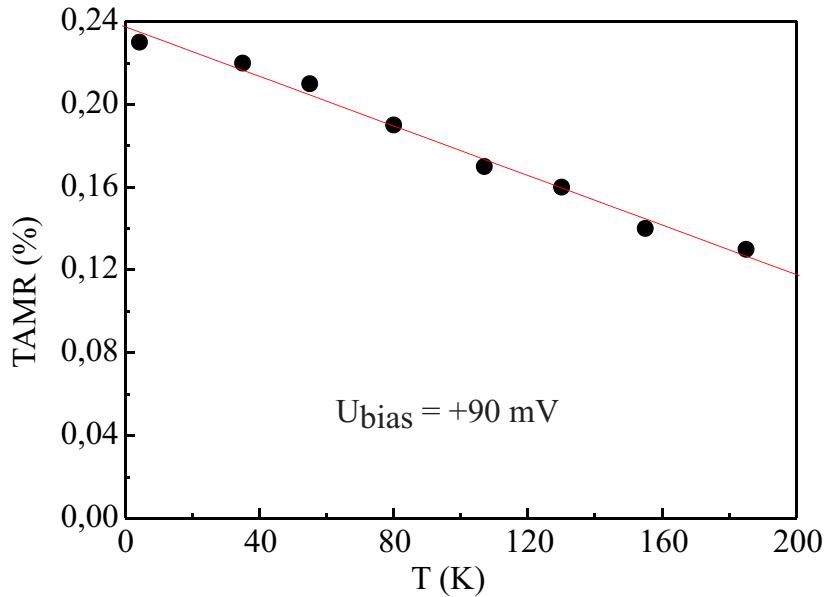


Abbildung 3.29: Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts bei 90 mV angelegter Spannung und 0,5 T an einer Fe/GaAs/Au-Probe von einem ursprünglich mit As abgedecktem Wafer. Aufgetragen ist die prozentuale Widerstandsänderung zwischen den beiden schweren Richtungen. Die Linie verdeutlicht den näherungsweise linearen Zusammenhang.

Temperaturabhängigkeit von K_u eine lineare Abnahme mit steigender Temperatur, vergleichbar mit der Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts. Verschiedene Arbeiten zu Fe auf GaAs(001) erhalten für K_u deutlich unterschiedliche Werte. Moosbühler [76] führt dies bzw. eine Vergrößerung von K_u auf eine optimierte Substratvorbehandlung und einer damit verbundenen Verbesserung der Grenzfläche zurück. Eine Verbesserung der Grenzfläche kann prinzipiell auch durch einen Temperschritt realisiert werden, was bei den untersuchten Proben zu einem etwas größeren TAMR-Effekt führt.

Nach Bayreuther *et al.* [81] ist die Ursache für die magnetische Anisotropie u.a. in der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu suchen, die nach dem hier vorgestellten Modell auch für den TAMR-Effekt verantwortlich ist. Die uniaxiale Anisotropie besitzt dabei nur einen Grenzflächenbeitrag, dessen Ursprung wohl in der zweizähligen Symmetrie der GaAs(001)-Oberfläche liegt. In dem für den TAMR-Effekt vorgestellten Modell wird zwar mit dem Dresselhaus-Parameter γ neben der von der Grenzfläche verursachten Rashba-SOI auch eine SOI im GaAs berücksichtigt. Allerdings kann γ theoretisch mit γ_l auch einen endlichen Beitrag von der Grenzfläche besitzen (siehe Seite 26). Ein Vergleich von Gleichung 3.5 mit Gleichung 1.32, die qualitativ den

gleichen Kurvenverlauf beschreiben, lässt eine Proportionalität von $\alpha_l\gamma$ bzw. $\alpha_l\gamma_l$ mit K_u vermuten. Dies würde aber zugleich eine Spannungsabhängigkeit von K_u bedeuten.

Prinzipiell sollte ein experimenteller Nachweis einer Spannungsabhängigkeit von K_u mit einem Fe/GaAs-Schottky-Kontakt möglich sein, indem man bei verschiedenen angelegten Spannungen die magnetische Anisotropie einer dünnen Fe-Schicht bestimmt. Aber auch ein Tunnelexperiment könnte Klarheit bringen. Realisiert man den epitaktischen Fe-Kontakt als eine dünne Schicht, so sollte diese eine rein uniaxiale Anisotropie besitzen. Diese sollte sich dann in der Form der TMR-Kurven bei Fe/GaAs/Fe-Proben und des TMR-ähnlichen Signals bei Fe/GaAs/Au-Proben widerspiegeln. Aus der Kurvenform lässt sich z.B. die leichte Richtung bestimmen, die dann eine Spannungsabhängigkeit zeigen sollte.

3.4.4 TAMR-Messungen an Fe/GaAs/Fe-Proben

Auch Fe/GaAs/Fe-Proben mit einer epitaktischen Fe-Schicht zeigen einen TAMR-Effekt zusätzlich zum TMR-Effekt. Bei den spannungabhängigen Messungen ergab sich, gemessen in eine leichte Richtung, bei -92 mV (bzw. bei 11 mV bei der getemperten Probe, vgl. Abb. 3.18) kein TMR-Effekt. Misst man in diesem Spannungsbereich richtungsabhängig, so zeigt sich, dass der TMR-Effekt von einem zweiten, kleineren Effekt überlagert wird.

Während sich bei nicht getemperten Proben mit Vorbehandlung bei einem Magnetfeldsweep entlang einer leichten Richtung bei einer Spannung von -92 mV keine Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetfeldrichtung zeigt (siehe Abb. 3.30 (a)), ergibt sich bei Messungen entlang einer schweren Richtung auch bei diesen Proben ein TMR-ähnliches Signal. Der etwa 0,15% große Effekt ist, je nach Richtung, entweder negativ (Abb. 3.30 (b)) oder positiv (Abb. 3.30 (c)). Im Gegensatz zu den TMR-Messungen tritt hier nur eine abrupte Widerstandsänderung auf. Das Schaltfeld stimmt mit ca. 35 mT sehr gut mit dem Schaltfeld der epitaktischen Fe-Schicht aus den TMR-Messungen in eine schwere Richtung überein. Dagegen spiegelt sich das Ummagnetisieren der polykristallinen Fe-Schicht nicht in den Messungen wider. Misst man nun bei einem Winkel von 90° und einer Spannung von -78 mV, so wird das positive Signal von einem negativen TMR-Effekt überlagert (Abb. 3.30 (d)). Damit lassen sich die beiden Effekte durch richtungsabhängige und spannungsabhängige Messungen sehr gut voneinander unterscheiden.

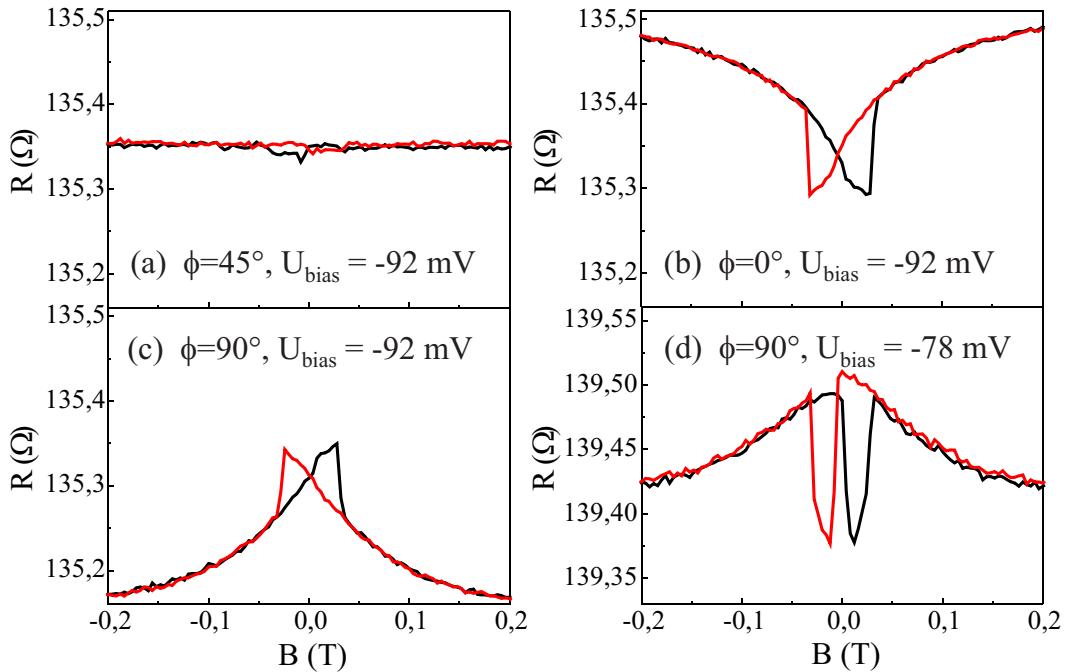


Abbildung 3.30: Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands einer Fe/GaAs/Fe-Probe mit einer epitaktischen Fe-Schicht und mit Vorbehandlung der zweiten Grenzfläche. Bei einer angelegten Spannung von -92 mV ist der Widerstand bei einer Messung in eine leichte Richtung konstant (a). Messungen in die magnetisch schweren Richtungen zeigen jedoch ein positives (b) oder negatives (c) TMR-ähnliches Signal. Bei einer Messung in eine schwere Richtung bei -78 mV wird dieses positive Signal von einem negativen TMR-Effekt überlagert (d).

Ein ähnliches Verhalten zeigen die getemperten Proben in einem Spannungsbereich um 11 mV. Wie auch bei den TMR-Messungen deuten die Kurven darauf hin, dass durch das Tempern die leichte Richtung etwas „gedreht“ wurde, so dass man nun bei ca. 34° kein Signal erhält.

Beim TAMR-Effekt hängt der Widerstand von der Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Schicht bzw. Schichten ab. Daher wurden auch an diesen Proben Messungen bei einem in-plane Magnetfeld von 0,5 T durchgeführt und die Probe im Magnetfeld gedreht. Dabei lag wiederum der polykristalline, runde Fe-Kontakt auf Masse. Bei derart hohen Magnetfeldern ist die Magnetisierung des Eisens stets parallel zum externen Feld ausgerichtet, so dass hier die beiden Fe-Schichten immer parallel zueinander orientiert sind und somit kein TMR-Effekt auftreten kann.

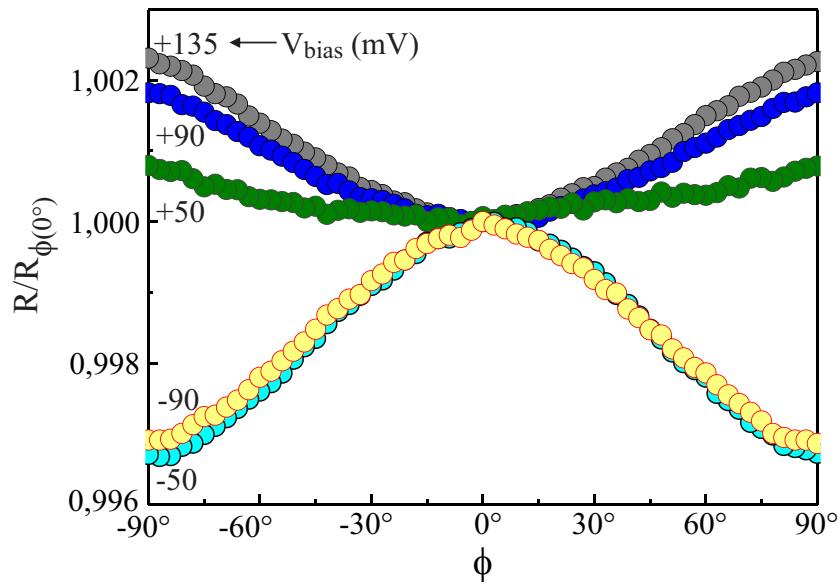


Abbildung 3.31: Widerstandsmessungen an einer Co/Fe/GaAs/Fe-Probe bei 4,2 K. Die Probe wurden in einem in-plane Magnetfeld von 0,5 T gedreht, so dass die parallel zueinander orientierte Magnetisierungen der beiden Fe-Schichten dem äußeren Feld folgen. Man erhält eine spannungsabhängige Widerstandsänderung zwischen den beiden magnetisch schweren Richtungen.

Um spannungsabhängige Messungen gut miteinander vergleichen zu können wurden diese auf den Widerstand in eine schwere Richtung normiert (siehe Abb. 3.31). Es ergibt sich eine Widerstandsänderung von bis zu -0,33% bzw. 0,23% zwischen den beiden schweren Richtungen bei 4,2 K. Dieses Ergebnis ist qualitativ sehr gut mit den Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben vergleichbar und deutet darauf hin, dass für den TAMR-Effekt die polykristalline Fe-Schicht nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Fe/GaAs/Au-Proben mit einer polykristallinen Fe-Schicht zeigen zwar ansatzweise eine Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetisierungsrichtung. Allerdings ist dieser nahezu spannungsunabhängige Effekt in etwa eine Größenordnung kleiner als der vorgestellte TAMR-Effekt und aufgrund der sehr kleinen Widerstandsänderungen stark verrauscht.

Daher scheint eine epitaktische Fe-Schicht beim Fe/GaAs-System eine Grundvoraussetzung für einen ausgeprägten TAMR-Effekt zu sein, da $k_{||}$ nur in einem epitaktischen System während des Tunnelns erhalten bleibt.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es den Transport von spinpolarisierten Elektronen über eine ideale Fe/GaAs-Grenzfläche zu untersuchen und diesen auch bei Raumtemperatur nachzuweisen. Dazu wurde eine am Lehrstuhl etablierte Präparationsmethode zur Herstellung von Tunnelstrukturen mit einer einkristallinen GaAs-Barriere optimiert. Zum einen wurde die aufgrund der Präparationsmethode entstehende natürliche Oxidschicht auf der GaAs-Barriere mit einer Wasserstoffplasma-Vorbehandlung reduziert, um damit die Grenzfläche bezüglich der Spininjektion zu optimieren. Zum anderen wurde durch den Einsatz einer UHV-Transportkammer und bei Wafern, die mit Arsen abgedeckten waren, die Oxidation der GaAs-Grenzfläche verhindert und eine epitaktische Fe-Schicht auf der Tunnelbarriere realisiert.

Durch eine Wasserstoffplasma-Vorbehandlung mit optimierten Parametern konnte der TMR-Effekt an Fe/GaAs/Fe-Strukturen deutlich erhöht werden. Wird die Vorbehandlung an beiden Grenzflächen durchgeführt, so vergrößert sich der TMR-Effekt bei 4,2 K und 5 mV angelegter Spannung von ca. 1,3% auf etwa 5,6%. Im Jullière-Modell entspricht dies in etwa einer Verdopplung der Spinpolarisation auf 16,5%. Durch die Erhöhung der Koerzitivfeldstärke einer Fe-Schicht mit Hilfe einer Co-Schicht waren temperaturabhängige Messungen möglich. An den beidseitig vorbehandelten Proben konnte sogar bei Raumtemperatur noch ein ausgeprägter TMR-Effekt von ca. 1,55% gemessen werden, was im Jullière-Modell einer Polarisation von ca. 8,8% entspricht. Eine Analyse der Temperaturabhängigkeit der Polarisation mit dem Modell von Shang ergab, dass bei den Proben ohne Vorbehandlung die starke Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenmagnetisierung in erster Linie für die Abnahme der Polarisation mit steigender Temperatur verantwortlich ist. Durch die Reduktion der natürlichen Oxidschicht an der Grenzfläche konnte die Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenmagnetisierung deutlich verringert werden. Bei diesen Proben spielt allerdings das Tunneln über spinunabhängige Kanäle eine größere Rolle und führt zum Rückgang der Polarisation mit steigender Temperatur.

Während sowohl Proben mit natürlicher Oxidschicht an den Grenzflächen als auch

Proben mit Wasserstoffplasma-Vorbehandlung einen Rückgang des TMR-Effekts mit steigender Spannung zeigten, ergab sich bei den Proben mit einer epitaktischen Fe-Schicht ein deutlich verändertes Bild. Es hängt dabei nicht nur die Größe, sondern auch das Vorzeichen des TMR-Effekts von der am Tunnelkontakt angelegten Spannung ab. Es ergibt sich ein maximaler negativer TMR-Effekt von ca. -1,7% bei etwa 55 mV angelegter Spannung, der bei ca. -92 mV und +500 mV in einen positiven Effekt übergeht. Durch eine Vorbehandlung der zweiten, oxidierten Grenzfläche konnte der TMR-Effekt wiederum deutlich vergrößert werden ohne dabei den qualitativen Verlauf der Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts wesentlich zu beeinflussen. Es ergab sich ein maximaler negativer TMR-Effekt von ca. -4,2% bei 4,2 K und 55 mV, der bei dieser Spannung auf etwa 1,2% bei Raumtemperatur zurückgeht. Es wird vermutet, dass für den spannungsabhängigen Vorzeichenwechsel des TMR-Effekts sowohl Bandstruktureffekte, als auch die Abhängigkeit der Transmission vom \mathbf{k} -Vektor bzw. von \mathbf{k}_{\parallel} der tunnelnden Elektronen eine Rolle spielen. Eine Berechnung der Polarisierung aus dem TMR-Effekt im Rahmen des Jullière-Modells erscheint daher nicht sinnvoll, da in dem Modell Bandstruktureffekte unberücksichtigt bleiben. Durch ein Temperiern der epitaktischen Fe-Schicht bei 150°C wurde sowohl die Größe als auch der spannungsabhängige Verlauf des TMR-Effekts stark beeinflusst. Während der negative TMR-Effekt etwas kleiner wurde, ergab sich mit maximal etwa 2,9% ein deutlich größerer positiver TMR-Effekt bei -100 mV. Dies eröffnet für künftige Experimente die Möglichkeit die Wasserstoffplasma-Vorbehandlung der zweiten Grenzfläche bei 150°C durchzuführen, was zu einer effektiveren und weiteren Verbesserung der Vorbehandlung führen sollte.

Voraussetzung für das Auftreten von Bandstruktureffekten und dem vollständigen Erhalt von \mathbf{k}_{\parallel} während des Tunnels ist ein epitaktisches System mit einer idealen Grenzfläche. Die hohe Qualität der Grenzfläche und der epitaktischen Fe-Schicht konnte sowohl durch RHEED- als auch durch TEM-Bilder gezeigt werden. Die dicke, mit Kobalt gepinnte, epitaktische Eisen-Schicht zeigt eine vierzählige magnetische Anisotropie, die sich in der Form der in unterschiedliche Richtungen gemessenen TMR-Kurven widerspiegelt. Durch richtungs- und spannungsabhängige Messungen konnte gezeigt werden, dass der TMR-Effekt von einem zweiten Effekt überlagert wird. Dieser wurde Anhand von Proben mit nur einem magnetischen Kontakt als TAMR-Effekt identifiziert.

Eine Variation des Magnetfelds in unterschiedliche Richtungen an Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen führte zu einem TMR-ähnlichen Signal. Dessen Ursache liegt in der magnetischen Anisotropie der epitaktischen Fe-Schicht und im TAMR-Effekt, bei dem der Tunnelwiderstand von der Magnetfeldrichtung eines in-plane Magnet-

felds abhängt. Der TAMR-Effekt, der im Rahmen dieser Arbeit erstmals mit einem konventionellen Ferromagneten nachgewiesen werden konnte, zeigt eine uniaxiale Anisotropie. Bei einem Magnetfeld von 0,5 T ergab sich bei 88 mV angelegter Spannung in die [110]-Richtung ein um maximal 0,4% größerer Widerstand als in die [−110]-Richtung. Auch für den TAMR-Effekt ergab sich für dessen Größe und Vorzeichen eine Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Dabei scheint eine epitaktische Fe-Schicht bzw. eine sehr gute Grenzfläche Grundvoraussetzung für einen ausgeprägten TAMR-Effekt zu sein, der auch für verschiedene Probensätze qualitativ sehr gut reproduzierbar ist. Als mögliche Ursache für den TAMR-Effekt wurde eine anisotrope Spin-Bahn-Kopplung während des Tunnelprozesses diskutiert. Durch die Berücksichtigung der bekannten Dresselhaus-Spin-Bahn-Kopplung in der Barriere und einem phänomenologischen Bychkov-Rashba-Parameter α_l , mit dem die Spin-Bahn-Kopplung an der Fe/GaAs-Grenzfläche berücksichtigt wurde, konnten die Messkurven sehr gut gefittet werden. Die Spannungsabhängigkeit lässt sich in dem Modell mit einer Spannungsabhängigkeit von α_l erklären. Anschaulich führt die Kombination von Dresselhaus-SOI und Bychkov-Rashba-SOI zu einem effektiven Magnetfeld, dessen uniaxiale Anisotropie sich in der Transmissionswahrscheinlichkeit widerspiegelt und zum TAMR-Effekt führt.

Damit konnte insgesamt gezeigt werden, dass sich das Fe/GaAs-System auch bei Raumtemperatur gut für die Injektion von spinpolarisierten Elektronen in einen Halbleiter eignet. Allerdings ist der TMR-Effekt kleiner, als man von theoretischer Seite für das epitaktische Fe/GaAs-System erwartet. Als mögliche Ursache werden Fe(GaAs)-Verbindungen angeführt, die sich durch das Einfügen einer Zwischenschicht verhindern lassen sollten. Durch das Einfügen einer dünnen, epitaktischen MgO-Schicht, auf der wiederum epitaktisch Fe gesputtert werden kann, sollte nicht nur die Größe, sondern auch die Spannungsabhängigkeit des TMR-Effekts beeinflusst werden. Aber auch der TAMR-Effekt scheint sehr stark von den Eigenschaften der Grenzfläche abzuhängen. Eine Variation der Grenzfläche, ohne dabei auf die Epitaxie zu verzichten, könnte zum besseren Verständnis des spinpolarisierten Tunnelns durch eine GaAs-Barriere beitragen. Die Eigenschaften der Grenzfläche könnten dabei entweder durch die Verwendung eines anderen ferromagnetischen Materials, wie z.B. FeCo, oder auch durch eine Variation der Orientierung der GaAs(001)-Barriere, z.B. durch die Verwendung von GaAs(110) als Barriere, beeinflusst werden.

Anhang A

Prozessierung der Tunnelkontakte

Dieser Anhang beschreibt die detaillierte Prozessfolge zur Herstellung der Tunnelkontakte, die in einem Reinraum der Klasse 10000 durchgeführt wurde. Zunächst werden die sich häufig wiederholenden Techniken beschrieben und anschließend wird auf die einzelnen Prozeßschritte eingegangen.

Reinigung der Proben

nur vor dem ersten Photolithographieschritt:

- Probe auf Teflonunterlage in Becherglas, in Aceton 1 min mit Ultraschall behandeln

ansonsten:

- 1 min in heißem Aceton (auf 56°C-Heizplatte)

dann jeweils:

- Abspritzen mit Aceton
- 30 s in Aceton legen
- Abspritzen mit Aceton
- 10 s in Aceton legen

- Abspritzen mit Aceton
- in Propanol lagern
- vor weiteren Prozeßschritten mit Stickstoff trockenblasen

Photolithographie

nur für Kontaktpads:

- Aufschleudern von Photolack: Shipley 1805 (4500 U/min, 30 s)
- Ausheizen 2 min bei 90°C auf der Heizplatte
- Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 20 s
- 3 min Chlorbenzol
- mit Stickstoff trockenblasen
- Ausheizen 3 min bei 90°C auf der Heizplatte
- Entwickeln in Microposit 351 : H₂O = 1:4 für 105 s
- in Reinstwasser 30 s spülen

auf einer Au-Oberfläche (zur Strukturierung einer flächigen Fe/Co/Au-Schicht):

wie oben, bis auf: Photolack bei 4000 U/min aufschleudern; 60 s belichten, Chlorbenzol 90 s und 80 s entwickeln. Zum Belichten Maske mit größerem Quadrat (in der Mitte zwischen den Kontaktpads einer Leiterbahn), damit eine mögliche Unterätzung bei folgenden Schritten die Probe nicht zerstört.

für Mesa und Kontakte:

wie für Kontaktpads, aber ohne Chlorbenzolschritt und ohne anschließendem Ausheizen. Nur 10 s belichten und 40 s entwickeln.

Aufdampfen der Kontaktpads

- Proben mit Fixogum auf den Halter kleben und einbauen
- Aufdampfanlage (UNIVEX 550) bis $<5 \cdot 10^{-6}$ mbar abpumpen
- Aufdampfen bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Raten: Cr 0,05 nm/s, Au 0,17 nm/s.

Sputtern der Fe-Kontakte

- Proben mit Fixogum auf den Edelstahl-Halter kleben und einbauen
- Schleuse bis $<2 \cdot 10^{-6}$ mbar abpumpen, einschleusen
- Sputtern bei Raumtemperatur bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Leistungen: Fe 5 Watt, Co 10 Watt (erste 10 nm), dann 25 Watt, Au 10 Watt (erste 5,6 nm), 25 Watt (für folgende 14 nm) und dann 50 Watt (Rest).

bei mit As abgedecktem Wafer:

wie oben, aber Probe mit Eutektikum auf einen Tantal-Halter kleben, vor dem Sputtern As unter RHEED-Überwachung bei ca. 250°C abheizen, Wafer abkühlen lassen.

Wasserstoffplasma-Vorbehandlung

- vor dem Sputtern von Fe Probe unter ca. 22° vor der Ion-Etch platzieren
- Ion-Etch mit 4 sccm Wasserstoff betreiben, entspricht etwa einem Kammerdruck von $6 \cdot 10^{-6}$ mbar
- Leistung der Ion-Etch auf etwa 20 mA einstellen
- Beschleunigungsspannung für die beiden Lochblenden auf +0,4 kV (Anode) und -0,6 kV (Extraktor) einstellen; bei der Variation der Beschleunigungsspannung wurde nur die Anodenspannung variiert, da die verwendete Extraktorspannung nötig ist, um die Emission von Elektronen aus dem Plasma zu vermeiden

- 30 min bei Raumtemperatur vorbehandeln, dabei Leistung und Spannungen nachregeln

Lift-off

- in heißes Aceton (auf 56°C-Heizplatte) legen
- warten bis sich Metallschicht ablöst
- mit Aceton Reste abspritzen
- in Propanol lagern
- im Lichtmikroskop kontrollieren, ob Lift-off funktioniert hat, sonst von vorne anfangen
- mit Stickstoff trockenblasen

Prozeßschritte

1. Wafer abdünnen und Probenstücke herausbrechen

- Dicke des Wafers mit Messuhr bestimmen
- jeweils ein Viertel des Wafers mit Gatan-Wachs bei 150°C (auf Heizplatte) auf eine Glasplatte kleben
- Entfernen des überschüssigen Wachs zunächst mit Hilfe eines mit Aceton getränkten Wischtuchs und dann in heißem Aceton
- da Aceton unter den Rand des Wafers kriecht, wird die Glasplatte anschließend nochmals auf die 150°C-Heizplatte gelegt, das Wachs wird durch die Kapillarkräfte bis zum Waferrand gezogen
- Höhe des Wafers gegenüber Glasplatte mit Messuhr bestimmen
- weitere Glasplatte mit Baumwollwischtuch bespannen
- Wischtuch mit einer Brom:Methanol-Mischung im Verhältnis 1:9 tränken

- Wafer durch gleichmäßige Polierbewegung abdünnen, etwa alle 30 s frische Ätzmischung auf das Wischtuch spritzen
- nach 2 min gründlich mit Methanol abspülen, Dicke messen und Ätzrate bestimmen (etwa 50-100 $\mu\text{m}/\text{min}$, je nach Anwender)
- entsprechend der Rate auf etwa 150 μm abdünnen
- Wafer bei 150°C von Glasplatte lösen
- in heißem Aceton reinigen
- mit Propanol abspülen und mit Stickstoff trockenblasen
- Photolack bei 1000 U/min zum Schutz vor Staub aufschleudern und 2 min bei 90°C auf der Heizplatte trocknen
- Wafer ritzen und in (5 x 5) mm² große Stücke brechen

2 a. Ersten Kontakt herstellen

- für Schritt 4 Dicke der einzelnen Probenstücke bestimmen
- Standardreinigung
- photolithographisch unteren Kontakt definieren
- 30 s in HCl : H₂O = 1 : 1 (20 ml) + 1 Spatelspitze SDS ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1 (44 ml) + 1 Spatelspitze SDS für 2,5 min mit 3 Unterbrechungen, dazwischen jeweils kurz in Reinstwasser spülen und mit Stickstoff trockenblasen
- 30 s in HF (1%) ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen und mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Sputteranlage einbauen
- Aufbringen des gewünschten Kontaktmaterials
- Lift-off

2 b. Ersten Kontakt strukturieren bei epitaktischem Fe

- für Schritt 4 Dicke der einzelnen Probenstücke bestimmen
- Standardreinigung
- Photolithographie auf Au
- Cr(15 nm)/Au(90 nm) als Ätzmaske aufdampfen
- Lift off
- Ar-Ionen Ätzen mit CAIBE (Rezept 21): 4-5 x 30 s mit je 1 min Pause
- restliches Fe mit Citronensäure : $H_2O_2 = 10 : 1$ (44 ml) ätzen, etwa 1-5 min: zum Test ob Fe komplett entfernt ist Widerstand zwischen einzelnen Strukturen messen

3. Probe auf Trägersubstrat kleben

- (4 x 4) mm² große Stücke semiisolierendes GaAs reinigen
- darauf die (5 x 5) mm² großen Proben mit MBond 600 aufkleben
- Probe eingeklemmt 4 h bei 80°C im Ofen trocknen
- eventuelle Kleberreste mit dem Skalpell entfernen

4. Substrat zurückätzen

- Probe mit Polyester-Wachs bei 56°C auf einen etwa (3 x 3) cm² großen Objektträger kleben
- 30 s in HCl:H₂O = 1:1 ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in H₂O₂ : NH₄OH = 3 : 1 (80 ml), Probe mit zu ätzender Seite nach oben lagern, Ätze langsam rühren, im Wasserbad (20°C) kühlen (Vorsicht: stark exotherme Reaktion!), bei einer Ätzrate von 7,4 μm/min solange ätzen, daß vom ursprünglichen Wafer noch etwa 30 μm übrig bleiben, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen

- Ätzen in $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_4\text{OH} = 95 : 5$ (80 ml), Ätze im Wasserbad (20°C) kühlen, nicht rühren, Probe mit der Pinzette langsam bewegen; solange ätzen, bis an einer Stelle die $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -Stoppschicht sichtbar wird (dort ist die Probe wieder spiegelnd glatt und rötlich), Dauer etwa (5-10) min; 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in Citronensäure : $\text{H}_2\text{O}_2 = 10 : 1$ (88 ml), Ätze langsam rühren; solange ätzen, bis GaAs vollständig entfernt, erkennbar an einer spiegelnd glatten Oberfläche (etwa 90-120 min), 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- 1 min in HF(10%) ätzen, dabei mit Halter bewegen, 5 min in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Probe bei 56°C von Objektträger lösen
- Reinigung; überstehende Ränder des zurückgeätzten Wafers vorsichtig im Propanolbad wegbrechen

5. Zweiten Kontakt herstellen

- Photolackmaske für Kontaktlöcher herstellen
- Kontaktlöcher wie in Schritt 2 bis zum HF-Schritt ätzen, dabei im Gelblichtbereich arbeiten, damit nachfolgende Photolithographie möglich ist
- große Kontaktbereiche ($\phi 30 \mu\text{m}$) für 10 s belichten und entwickeln
- in HF(1%) 30 s ätzen, in Reinstwasser 30 s spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Sputteranlage einbauen
- Aufbringen des gewünschten Kontaktmaterials
- Lift-off

6. Mesa ätzen

- Photolackmaske für Mesa herstellen
- Ätzen in

- HCl : H₂O = 1 : 1, 30 s
- Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1, 40 s
- HF(1%), 25 s
- Citronensäure : H₂O₂ = 10 : 1, 10 s

dazwischen jeweils 30 s in Reinstwasser spülen und trockenblasen

- Reinigung

7. Kontaktpads herstellen

- Lift-off-Maske für Kontaktpads herstellen (mit Chlorbenzolschritt, Lift-Off sonst nicht möglich)
- 15 nm Cr und 150 nm Au in der UNIVEX aufdampfen
- Lift-off

8. Elektrische Charakterisierung

- Elektrische Charakterisierung der Proben am Spitzenmessplatz
- Auswahl der zu kontaktierenden Tunnelemente

9. Für Messung kontaktieren

- Proben entsprechend Schritt 8 ritzen und brechen
- mit PMMA in Chipcarrier kleben
- mit Ultraschallbonder die Kontaktpads und die Kontakte des Chipcarriers mit Golddrähten verbinden
- zusätzlich Drähte an den Kontaktpads mit Leitsilber fixieren (Aushärten über Nacht bei Zimmertemperatur)

Anhang B

Berechnung der Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms

Um die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effekts abzuschätzen wird zunächst die Temperaturabhängigkeit des Stroms berechnet. Dazu wird die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke berücksichtigt. Die dadurch verursachte Änderung des Tunnelstroms kann mit der Simmons-Näherung für kleine Spannungen berechnet werden. Bei einer Normierung des temperaturabhängigen Stroms auf den Strombeitrag bei 4,2 K kürzen sich Proportionalitätskonstanten weg, die zu einer falschen Abschätzung des Absolutwerts des Stroms führen könnten. Dabei ergibt sich folgender Zusammenhang (siehe dazu [32]):

$$\frac{I(T)}{I(4,2K)} = \frac{\phi^{\frac{1}{2}}(T) \exp[-2(2m)^{\frac{1}{2}}/\hbar \cdot d\phi^{\frac{1}{2}}(T)]}{\phi^{\frac{1}{2}}(4,2K) \exp[-2(2m)^{\frac{1}{2}}/\hbar \cdot d\phi^{\frac{1}{2}}(4,2K)]}. \quad (\text{B.1})$$

d entspricht dabei der Dicke der Barriere. Für die Berechnung wurde die effektive Massennäherung mit $m = 0,066 m_0$ benutzt. Es wird weiterhin angenommen, dass die Barrierenhöhe $\phi(T)$ der halben Bandlücke entspricht.

Die thermische Verbreiterung der Fermi-Verteilung der Metallelektronen führt dazu, daß Elektronen mit einer höheren Energie als der Fermi-Energie eine niedrigere Potentialbarriere sehen. Dies führt zu einem elastischen Tunnelbeitrag G_{el} , der sich

mit folgender Gleichung berechnen lässt (siehe Abschnitt 1.1.4):

$$G_{el}(T) = G_0 \frac{\pi k_B \cdot B(T) \cdot T}{\sin(\pi k_B \cdot B(T) \cdot T)}, \quad (\text{B.2})$$

mit $B(T) = d\phi(T)^{-\frac{1}{2}}(2m)^{\frac{1}{2}}/\hbar$, der Boltzmann-Konstante k_B und der Konstanten G_0 bei $T=0$. Um wiederum die relative Zunahme des Stroms mit steigender Temperatur zu bestimmen, wird dieser Beitrag auf den zusätzlichen Beitrag bei 4,2 K normiert und man erhält:

$$\frac{G_{el}(T)}{G_{el}(4,2 \text{ K})} = \frac{B(T) \cdot T}{B(4,2 \text{ K}) \cdot 4,2 \text{ K}} \frac{\sin(\pi k_B \cdot B(4,2 \text{ K}) \cdot 4,2 \text{ K})}{\sin(\pi k_B \cdot B(T) \cdot T)}. \quad (\text{B.3})$$

Um den gesamten elastischen Beitrag zum Strom zu erhalten werden die beiden Temperaturabhängigen Beiträge addiert und ergeben die berechnete Zunahme des Strom aus Tabelle 3.1. Dabei wurde für beide Proben, also mit und ohne Vorbehandlung, eine Barrieredicke von 8 nm angenommen. Der Beitrag thermisch über die Barriere angeregter Elektronen zum Strom kann nach [82] vernachlässigt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg-P, F. Saurenbach und W. Zinn:
Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange
Phys. Rev. B 39 (7), 1989, 4828.
- [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, 1988, 2472.
- [3] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger:
Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future
Science 294, 2001, 1488.
- [4] R. Waser (Herausgeber):
Nanoelectronics and Information Technology. Materials, Processes, Devices: Advanced Electronic Materials and Novel Devices
Wiley-VCH, 2005.
- [5] M. Julliere:
Tunneling between ferromagnetic films
Physics Letters 54 (3), 1975, 225-226.
- [6] N. Tezuka, N. Ikeda, S. Sugimoto und K. Inomata:
175% tunnel magnetoresistance at room temperature and high thermal stability using Co₂FeAl_{0.5}Si_{0.5} full-Heusler alloy electrodes
Appl. Phys. Lett. 89, 2006, 252508.

- [7] J. S. Moodera, J. Nasser und G. Mathon:
Spin-tunneling in ferromagnetic junctions
Annu. Rev. Mater. Sci. 29, 1999, 381-432.
- [8] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, und K. Ando:
Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions
Nat. Mater. 3, 2004, 868.
- [9] P. Mavropoulos, N. Papanikolaou und P. H. Dederichs:
Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet/Isulator/Ferromagnet Junctions
Phys. Rev. Lett. 85 (5), 2000, 1088-1091.
- [10] 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 (8), 1999, 5470-5478.
- [11] C. Adelmann, X. Lou, J. Strand, C. J. Palmstrøm und P. A. Crowell:
Spin injection and relaxation in ferromagnet-semiconductor heterostructures
Phys. Rev. B 71, 2005, 758.
- [12] A. T. Hanbicki, O. M. J. van 't Erve, R. Magno, G. Kiouseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar und A. Petrou:
Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier
Appl. Phys. Lett. 82, 2003, 4092.
- [13] P. K. Hansma:
Tunneling Spectroscopy
Plenum Press, New York, 1982.
- [14] E. L. Wolf:
Principles of Electron Tunneling Spectroscopy
Oxford University Press, New York, 1985.
- [15] R. Gross und A. Marx:
Spinelektronik-Skript zur Vorlesung im SS 2004
<http://www.wmi.badw.de/E23/lehre/skript/>, 2004.

- [16] R. Wiesendanger:
Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy
4. Aufl., Springer-Verlag, 1994.
- [17] E. O. Kane:
Basic Concepts of Tunneling
in: Tunneling Phenomena in Solids, ed. by E. Burstein und S. Lundqvist, Plenum Press, New York, 1969.
- [18] Simmons:
Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film
J. Appl. Phys. 34 (6), 1963, 1793-1803.
- [19] W. F. Brinkman, R. C. Dynes und J. M. Rowell:
Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers
J. Appl. Phys. 41 (5), 1970, 1915-1921.
- [20] J. M. Schmalhorst:
Magnetische, thermische und dielektrische Stabilität von magnetischen Tunnellementen
Dissertation, Universität Bielefeld, 2001.
- [21] R. Meservey und P. M. Tedrow:
Spin-polarized electron tunneling
Physics Reports 238 (4), 1994, 173-243.
- [22] I. Giaever:
Energy Gap In Superconductors Measured By Electron Tunneling
Phys. Rev. Lett. 5 (4), 1960, 147-148.
- [23] P. R. LeClair:
Fundamental Aspects of Spin Polarized Tunneling
Dissertation, Technische Universität Eindhoven, 2002.
- [24] 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, 1999, 507.

- [25] C. H. Shang, J. Nowak, R. Jansen und J. S. Moodera:
Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 58 (6), 1998, R2917.
- [26] J. G. Simmons:
Generalized Thermal J-V-Characteristic for the Electric Tunnel Effect
J. Appl. Phys. 35 (9), 1964, 2655-2658.
- [27] D. T. Pierce, R. J. Celotta, J. Unguris und H. C. Siegmann:
Spin-dependent elastic scattering of electrons from a ferromagnetic glass, Ni₄₀Fe₄₀B₂₀
Phys. Rev. B 26 (5), 1982, 2566.
- [28] D. Mauri, D. Scholl, H. C. Siegmann und E. Kay:
Observation of the Exchange Interaction at the Surface of a Ferromagnet
Phys. Rev. Lett. 61 (6), 1988, 758.
- [29] B. Nadgorny, R. J. Soulen, Jr., M. S. Osofsky, I. I. Mazin, G. Laprade, R. J. M. van de Veerdonk, A. A. Smits, S. F. Cheng, E. F. Skelton und S. B. Qadri:
Transport spin polarization of Ni_xFe_{1-x}: Electronic kinematics and band structure
Phys. Rev. B 61 (6), 2000, R3788-R3791.
- [30] S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando und T. Kawayama:
Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance
Europhys. Lett. 52 (3), 2000, 344-350.
- [31] O. Wunnicke, P. Mavropoulos, R. Zeller und P. H. Dederichs:
Ballistic spin injection from Fe into ZnSe(001), (111), and (110), and into GaAs(001)
J. Phys.: Condens. Matter 16, 2004, 4643-3659.
- [32] Stephan Kreuzer:
Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2001.

- [33] E. Y. Tsymbal, O. N. Mryasov und P. R. LeClair:
Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions
J. Phys.: Condens. Matter 15, 2003, R109-R142.
- [34] Yia-Chung Chang:
Complex band structure of zink-blende materials
Phys. Rev. B. 25 (2), 1982, 605-19.
- [35] V. Heine:
Theory of Surface States
Phys. Rev. 138 (6A), 1965, A 1689-A 1696.
- [36] P. H. Dederichs, Ph. Mavropoulos, O. Wunnicke, N. Papanikolaou, V. Bellini, R. Zeller, V. Drchal und J. Kudrnovský:
Importance of complex Band Structure and resonant states for tunneling
J. Magn. Magn. Mat. 240, 2002, 108-113.
- [37] O. Wunnicke, Ph. Mavropoulos, R. Zeller und P. H. Dederichs:
Ballistic spin injection from Fe(001) into ZnSe and GaAs
Phys. Rev. B. 65 (24), 2002, 241306.
- [38] J. Mathon und A. Umerski:
Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction
Phys. Rev. B 63 (22), 2001, 220403, 1-4.
- [39] P. Mavropoulos, O. Wunnicke und P. H. Dederichs:
Ballistic spin injection and detection in Fe/semiconductor/Fe junctions
Phys. Rev. B 66 (2), 2002, 024416, 1-12.
- [40] C. Heiliger, P. Zahn, B. Y. Yavorsky und I. Mertig:
Interface structure and bias dependence of Fe/MgO/Fe tunnel junctions: Ab initio calcuations
Phys. Rev. B 73, 2006, 214441.
- [41] V. Popescu, H. Ebert, N. Papanikolaou, R. Zeller und P. H. Dederichs:
Spin-dependent conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches
Phys. Rev. B 72, 2005, 184427.

- [42] S. C. Erwin, S.-H. Lee und M. Scheffler:
First-principles study of nucleation, growth, and interface structure of Fe/GaAs
Phys. Rev. B 65, 205422.
- [43] M. Zenger:
Tunneln durch einkristalline Galliumarsenid-Barrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [44] P. LeClair, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten und W. J. M. de Jonge:
Interfacial Density of States in Magnetic Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 86 (6), 2001, 1066-1069.
- [45] P. X. Xu, V. M. Karpan, K. Xia, M. Zwierzycki, I. Marushchenko und P. J. Kelly:
Influence of roughness and disorder on tunneling magnetoresistance
Phys. Rev. B 73, 2006, 180402.
- [46] Y. Li und C.-R. Chang:
Influence of interfacial roughness on the tunnel magnetoresistance
Physics Letters A 287, 2001, 415–418.
- [47] K. D. Belashchenko, E. Y. Tsymbal, M. van Schilfgaarde, D. A. Stewart, I. I. Oleynik und S. S. Jaswal:
Effect of interface bonding on spin-dependent tunneling from the oxidized Co surface
Phys. Rev. B 69, 2004, 174408.
- [48] C. Kaiser, S. van Dijken, S.-H. Yang, H. Yang und Stuart S. P. Parkin:
Role of Tunneling Matrix Elements in Determining the Magnitude of the Tunneling Spin Polarization of 3d Transition Metal Ferromagnetic Alloys
Phys. Rev. Lett. 94, 2005, 247203.
- [49] Zhang und White:
Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunnel junctions
J. Appl. Phys. 83 (11), 1998, 6512-6514.
- [50] R. Jansen und J. S. Moodera:
Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions: Effect of spin scattering and impurity-assisted transport
Phys. Rev. B 61 (13), 2000, 9047-9050.

- [51] A. M. Bratkovsky:
Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance
Phys. Rev. B 56 (5), 1997, 2344-2347.
- [52] S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley und S. S. P. Parkin:
Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 79 (19), 1997, 3744-3747.
- [53] J. S. Moodera, J. Nowak und R. J. M. van de Veerdonk:
Interface Magnetism and Spin Wave Scattering in Ferromagnet-Insulator-Ferromagnet Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 80 (13), 1998, 2941-2944.
- [54] H. F. Ding, W. Wulfhekel, J. Henk, P. Bruno und J. Kirschner:
Absence of Zero-Bias Anomaly in Spin-Polarized Vacuum Tunneling in Co(0001)
Phys. Rev. Lett. 90 (11), 2003, 116603,1-4.
- [55] S. O. Valenzuela, D. J. Monsma, C. M. Marcus, V. Narayanamurti und M. Tinkham:
Spin Polarized Tunneling at Finite Bias
Phys. Rev. Lett. 94, 2005, 196601.
- [56] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans und B. J. van Wees:
Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve
Nature 416, 2002, 713.
- [57] M. Johnson und R. H. Silsbee:
Interfacial charge-spincoupling: Injection and detection of spin magnetization in metals
Phys. Rev. Lett. 55, 1985, 1790-1793.
- [58] P. Kelly:
nicht veröffentlicht
2006.

- [59] C. Heiliger, P. Zahn, B. Y. Yavorsky und I. Mertig:
Influence of the interface structure on the bias dependence of tunneling magnetoresistance
Phys. Rev. B 72, 2005, 180406.
- [60] C. Tiusan, J. Faure-Vincent, C. Bellouard, M. Hehn, E. Jouguelet und A. Schuhl:
Interfacial Resonance State Probed by Spin-Polarized Tunneling in Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 93 (10), 2004, 106602.
- [61] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Grgis, G.M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L.W. Molenkamp:
Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer
Phys. Rev. Lett. 93 (11), 2004, 117203.
- [62] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L.W. Molenkamp:
Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As Stack
Phys. Rev. Lett. 94, 2005, 027203.
- [63] L. Brey, C. Tejedor und J. Fernández-Rossier:
Tunnel magnetoresistance in GaMnAs: Going beyond Jullière formula
Appl. Phys. Lett., 85, 1996.
- [64] H. Saito, S. Yuasa und K. Ando:
Origin of the Tunnel Anisotropic Magnetoresistance in $Ga_{1-x}Mn_xAs/ZnSe/Ga_{1-x}Mn_xAs$ Magnetic Tunnel Junctions of II-VI/III-V Heterostructures
Phys. Rev. Lett. 95, 2005, 086604.
- [65] K. Pappert, M. J. Schmidt, S. Hümpfner, C. Rüster, G. M. Schott, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt und L. W. Molenkamp:
Magnetization-Switched Metal-Insulator Transition in a (Ga,Mn)As Tunnel Device
Phys. Rev. Lett. 97, 2006, 186402.

- [66] P. Schneider:
Terahertz-Laserspektroskopie von Spinphotoströmen in Halbleiter-Quantentrögen
Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [67] R. Winkler:
Springer tracts in Modern Physics
Vol. 191, Springer Verlag, Berlin, 2003.
- [68] V. I. Perel', S. A. Tarasenko, I. N. Yassievich, S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov und W. Prettl:
Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier
Phys. Rev. B 67, 2003, 201304.
- [69] A. Matos-Abiague:
persönliche Mitteilung
2007.
- [70] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca und F. Bassani:
Spin-split subbands and magneto-oscillations in III-V asymmetric heterostructures
Phys. Rev. B 50, 1994, 8523.
- [71] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca und F. Bassani:
Spin-orbit splitting of electronic states in semiconductor asymmetric quantum wells
Phys. Rev. B 55, 1997, 16293.
- [72] S. D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss und W. Prettl:
Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells
Phys. Rev. Lett. 92, 2004, 256601.
- [73] M. Brockmann:
Epitaxie und magnetische in-plane-Anisotropie dünner Fe(001)-Schichten auf Au(001) und GaAs(001)
Dissertation, Universität Regensburg, 2000.

- [74] W. Kipferl:
Spinwellenanregungen in ferromagnetischen ultradünnen epitaktischen Fe-Schichten und Nanostrukturen
Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [75] F. Bensch:
Der magnetische Phasenübergang und das Einsetzen des Ferromagnetismus bei dünnen Eisenschichten auf Galliumarsenid
Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [76] R. Moosbühler:
GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie
Dissertation, Universität Regensburg, 2003.
- [77] S. Mirbt, B. Sanyal, C. Isheden und B. Johansson:
First-principles calculations of Fe on GaAs(100)
Phys. Rev. B 67, 2003, 155421.
- [78] K.i. Sano und Miyagawa:
Surface Segregations during Epitaxial Growth of Fe/Au Multilayers on GaAs(001)
Jpn. J. Appl. Phys. 30, 1991, 2878.
- [79] E. M. Kneedler, B. T. Jonker, P. M. Thibado, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook und L. J. Whitman:
Influence of substrate surface reconstruction on the growth and magnetic properties of Fe on GaAs (001)
Phys. Rev. B 56, 1997.
- [80] M. Zölfli:
Eisen auf Gallium-Arsenid: Epitaxie, Magnetismus und Transport
Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [81] G. Bayreuther, M. Dumm, B. Uhl, R. Meier und W. Kipferl:
Magnetocrystalline volume and interface anisotropies in epitaxial films: Universal relation and Néel's model
J. Appl. Phys. 93, 2003, 8230.

- [82] J. Moser:
Transportuntersuchungen an Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Tunnellementen
Dipolarbeit, Universität Regensburg, 2001.
- [83] M. Zölf:
Epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne „magnetisch tote“ Lagen
Dipolarbeit, Universität Regensburg, 1997.
- [84] E. Gu, J. A. C. Bland, C. Daboo, M. Gester, L. M. Brown, R. Ploessl und J. N. Chapman:
Microscopic magnetization reversal processes and magnetic domain structure in epitaxial Fe/GaAs(001) films
Phys. Rev. B 51 (6), 1995, 3596.
- [85] S. Kreuzer, W. Wegscheider und D. Weiss:
Fabrication of single crystal GaAs(001) barriers for magnetic tunnel junctions
J. Appl. Phys., 89, 2001, 6751.
- [86] C. Pritzl:
Inbetriebnahme und Optimierung einer Sputteranlage zur Herstellung ferromagnetischer und supraleitender Schichten
Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2003.
- [87] K. A. Elamrawi und H. E. Elsayed-Ali:
GaAs photocathode cleaning by atomic hydrogen from a plasma source
J. Phys. D 32, 1999, 251.
- [88] E. J. Petit und F. Houzay:
Optimal surface cleaning of GaAs(001) with atomic hydrogen
J. Vac. Sci. Technol. B 12, 1994, 547.
- [89] N. Razek, K. Otte, T. Chassé, D. Hirsch, A. Schindler, F. Frost und B. Rauschenbach:
GaAs surface cleaning by low energy hydrogen ion beam treatment
J. Vac. Sci. Technol. A 20, 2002, 1492.
- [90] P. Tomkiewicz, A. Winkler und J. Szuber:
Comparative study of the GaAs(100) surface cleaned by atomic hydrogen
App. Surf. Sci. 252, 2006, 7647.

- [91] C. Peifeng:
Spin polarized tunneling and spin injection in Fe-GaAs hybrid structures
Dissertation, Universität Regensburg, 2006.
- [92] S. Jobst:
Composite Fermions in lateralen Übergittern
Dissertation, Universität Regensburg, 2000.
- [93] P. Rottländer, M. Hehn und A. Schuhl:
Determining the interfacial barrier height and its relation to tunnel magnetoresistance
Phys. Rev. B 65, 2002, 054422.
- [94] O. Madelung (Hrsg):
Semiconductors - Basic Data
2nd ed., Springer Verlag, Berlin, 1996.
- [95] 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, 2001, 2786.
- [96] M. Zenger, J. Moser, W. Wegscheider, D. Weiss und T. Dietl:
High-field magnetoresistance of Fe/GaAs/Fe tunnel junctions
J. Appl. Phys. 96, 2004, 2400.
- [97] M. Zenger, J. Moser, S. Kreuzer, W. Wegscheider und D. Weiss:
Spin-dependent tunnelling through epitaxial GaAs(001) and (110) barriers
J. Phys.: Condens. Matter 16, 2004, 5823.
- [98] Z. Li, C. de Groot und J. H. Moodera:
Gallium oxide as an insulating barrier for spin-dependent tunneling junctions
Appl. Phys. Lett. 77, 2000, 3630.
- [99] Schubert:
Doping in III-V Semiconductors
Cambridge University Press, New York, 1993.
- [100] S. Stein:
Barrier and interface properties of magnetic tunneling junctions studied via

electrical transport

Dissertation, Forschungszentrum Jülich, 2003.

- [101] Eric Kay, in:
Growth Characterisation and Properties of ultrathin magnetic films and multilayers
Materials Research Society, Pittsburgh, 1989.
- [102] W. Kipferl, M. Dumm, M. Rahm und G. Bayreuther :
Thermal spin excitations in epitaxial Fe nanostructures on GaAs(001)
J. Appl. Phys. 93, 2003, 7601.
- [103] W. Kipferl, M. Sperl, T. Hagler, R. Meier und G. Bayreuther:
Stabilization of ferromagnetic order in epitaxial ultrathin Fe films
J. Appl. Phys. 97, 2005, 10B313.
- [104] Dr. J. Vancea:
persönliche Mitteilung
2007.
- [105] B. T. Jonker, E. M. Kneedler, P. Thibado, O. J. Glembocki, L. J. Whitman und B. R. Bennett:
Schottky barrier formation for Fe on GaAs(001) and the role of interfacial structure
J. Appl. Phys. 81, 1997, 4362.
- [106] E. Y. Tsymbal, A. Sokolov, I. F. Sabirianov und B. Doudin:
Resonant Inversion of Tunneling Magnetoresistance
Phys. Rev. Lett. 90, 2003, 186602.
- [107] V. Garcia, H. Jaffrès, M. Eddrief, M. Marangolo, V. H. Etgens und J.-M. George:
Resonant tunneling magnetoresistance in MnAs/III-V/MnAs junctions
Phys. Rev. B. 72, 2005, 081303(R).
- [108] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm und P. A. Crowell:
Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices
Nature Physics 3, 2007, 197.

- [109] C. Adelmann, J. Q. Xie, C. J. Palmstrøm, J. Strand, X. Lou, J. Wang und P. A. Crowell:
Effects of doping profile and post-growth annealing on spin injection from Fe into (Al,Ga)As heterostructures
J. Vac. Sci. Technol. B. 23, 2005, 1747.
- [110] P. A. Crowell:
persönliche Mitteilung
2005.
- [111] B. Lépine, S. Ababou, A. Guivarc'h, G. Jézéquel, S. Députier, R. Guérin, A. Filipe, A. Schuhl, F. Abel, C. Cohen, A. Rocher und J. Crestou:
Solid state interdiffusions in epitaxial Fe/GaAs(001) heterostructures during ultrahigh vacuum annealings up to 450°C
J. Appl. Phys. 83, 1998, 3077.
- [112] J. J. Krebs, B. T. Jonker und G. A. Prinz:
Properties of Fe single-crystal films grown on (100)GaAs by molecular-beam epitaxy
J. Appl. Phys. 61, 1987, 2596.
- [113] C. Daboo, R. J. Hicken, D. E. P. Eley, M, Gester, S. J. Gray, A. J. R. Ives und J. A. C. Bland:
Magnetization reversal processes in epitaxial Fe/GaAs(001) films
J. Appl. Phys. 75, 1994, 5586.
- [114] R. P. Cowburn, S. J. Gray, J. Ferré, A. C. Bland und J. Miltat:
Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films
J. Appl. Phys. 78, 1995, 7210.
- [115] H. Wieldraaijer, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, K. Ha und W. J. M. de Jonge:
Growth of epitaxial bcc Co(001) electrodes for magnetoresistive devices
Phys. Rev. B 67, 2003, 224430.
- [116] J. R. Waldrop:
Electric properties of ideal metal contacts to GaAs: Schottky-barrier height
J. Vac. Sci. Technol. B 2(3), 1984, 445.

- [117] D. Grundler:
Oscillatory Spin-Filtering due to Gate Control of Spin-Dependent Interface Conductance
Phys. Rev. Lett. 86, 2001, 1058.
- [118] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin:
Festkörperphysik
Oldenbourg Verlag, 2001.
- [119] V. Popescu und H. Ebert:
persönliche Mitteilung
2006.
- [120] A. Matos-Abiague und J. Fabian:
Spin-orbit induced anisotropy in the tunneling magnetoresistance of magnetic tunnel junctions
cond-mat/0702387, 2007.
- [121] F. Bensch, R. Moosbühler und G. Bayreuther:
Onset of magnetic anisotropy in epitaxial Fe films on GaAs(001)
J. Appl. Phys. 91, 2002, 8754.

Danke!

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die mich auf die eine oder andere Weise während meiner Promotion unterstützt haben:

Mein größter Dank gilt Prof. Dr. Dieter Weiss für die Betreuung der Arbeit und seine ausgezeichnete Unterstützung. Er stand mir stets mit Rat und Tat zur Seite und gewährte mir die nötigen Freiheiten, um auch eigene Ideen umzusetzen. Vielen Dank!

Prof. Dr. Werner Wegscheider, Dr. Dieter Schuh und Christian Gerl versorgten mich mit Halbleiterheterostrukturen, dafür vielen Dank.

Prof. Dr. Jaroslav Fabian und Dr. Alex Matos-Abiague danke ich für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit und die „Nachhilfestunden“ in Theorie.

Prof. Dr. Günther Bayreuther ermöglichte mir die magnetische Charakterisierung der Proben, die von Dr. Wolfgang Kipferl, Dr. Martin Dumm und Matthias Sperl durchgeführt wurde. Auch stellte er die UHV-Transportkammer zur Verfügung, bei deren Einsatz Roland Meier behilflich war. Dankeschön.

Bei Prof. Dr. Hubert Ebert, Michal Kosuth und Dr. Voicu Popescu bedanke ich mich für die wertvolle Unterstützung bei der Interpretation meiner Messergebnisse.

Vielen Dank auch an Prof. Dr. Lai und R.-T. Huang, die viel Arbeit in die TEM-Querpräparate investierten und an Prof. Dr. Josef Zweck für die Diskussion der Bilder.

Vielen Dank an Dr. Marcus Zenger für die gute Zusammenarbeit und die Diskussionen, nicht nur über die Tunnelstrukturen.

Bei den Korrekturlesern Claudia Rahm, Dr. Joachim Stahl, Dr. Jonathan Eroms, Dr. Petra Schneider und Eva Brinkmeier bedanke ich mich für ihre Zeit und für die konstruktiven Verbesserungsvorschläge.

Vielen Dank bei „meinen“ Diplomanden Michael Lobenhofer, Rainer Hössl und Stefan Karl für ihre Geduld und bei Cornelia Deinhart für die Strukturierung von Proben.

Meinen Bürokollegen Dr. Joachim Stahl, Dr. Michael Rahm und Eva Brinkmeier danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre, in der ich mich immer wohlfühlen konnte und für die Hilfe bei Problemen jeglicher Art.

Bedanken möchte ich mich auch bei Claudia Rahm, Elke Haushalter, Cornelia Deinhart, Uli Gürster, Robert Hiltner und Michael Weigl für ihre Unterstützung in Fragen der Verwaltung und Technik.

Ich bedanke mich auch bei Josef Biberger, Ralph Pulwey und bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls Weiss für das positive Arbeitsklima, den freundschaftlichen Umgang und das offene Ohr, wenn mal wieder irgendein Problem auftrat, war es technischer oder physikalischer Natur.

Bedanken möchte ich mich natürlich auch bei meinen Mitstudierenden und Freunden für die moralische und tatkräftige Unterstützung während meines ganzen Studiums, bei Manfred König, Joachim Stahl, Thomas Manz, Roland Meier, Petra Schneider, Martin Sollinger, Michael Binder und Thomas Haug.

Meinen Eltern danke ich dafür, dass sie mein Studium ermöglichten und in jeder Hinsicht unterstützt haben.

Und zu guter letzt möchte ich mich bei meiner Claudia für ihre Liebe, Unterstützung und Geduld bedanken.