

Herstellung und Charakterisierung von Logikarrays mit ultrakleinen magnetischen Tunnелеlementen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Universität Bielefeld

vorgelegt von
Dirk Meyners
aus Norden, Deutschland

3. April 2006

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Bielefeld, 3. April 2006

Gutachter:

Prof. Dr. Günter Reiss
Prof. Dr. Markus Sauer

Tag der Abgabe: 3. April 2006

Publikationen

- THOMAS, A., D. MEYNER, D. EBKE, N.-N. LIU, M. D. SACHER, J. SCHMALHORST, G. REISS, H. EBERT UND A. HÜTTEN: *Inverted spin polarization of Heusler alloys for new spintronic devices*. Appl. Phys. Lett., zur Veröffentlichung eingereicht
- MEYNER, D., K. ROTT, H. BRÜCKL, G. REISS UND J. WECKER: *Submicron-sized magnetic tunnel junctions in field programmable logic gate arrays*. J. Appl. Phys. **99**:023907, 2006
- REISS, G., D. MEYNER: *Reliability of field programmable magnetic logic gate arrays*. Appl. Phys. Lett. **88**:043505, 2006
- REISS, G., H. BRÜCKL, D. MEYNER, R. RICHTER UND J. WECKER: *Arrays of magnetic tunneling junctions for field programmable logic gate arrays*. J. Magn. Magn. Mater. **272**:E1497, 2004
- KOOP, H., H. BRÜCKL, D. MEYNER AND G. REISS: *Shape dependence of the magnetization reversal in sub- μm magnetic tunnel junctions*. J. Magn. Magn. Mater. **272**:E1475, 2004
- REISS, G., H. BRÜCKL, A. HÜTTEN, H. KOOP, D. MEYNER, A. THOMAS, S. KÄMMERER, J. SCHMALHORST UND M. BRZESKA: *New materials and applications for magnetic tunnel junctions*. phys. stat. solidi (a) **201**(8):1628, 2004
- KÄMMERER, S., S. HEITMANN, D. MEYNER, D. SUDFELD, A. THOMAS, A. HÜTTEN UND G. REISS: *Room-temperature preparation and magnetic behavior of Co_2MnSi thin films*. J. Appl. Phys. **93**(10):7945, 2003
- MEYNER, D., H. BRÜCKL UND G. REISS: *Influence of boundary roughness on the magnetization reversal in submicron sized magnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys. **93**(5):2676, 2003

- SUNDERMANN, M., J. HARTWICH, K. ROTT, D. MEYNER, E. MAJKOVA, U. KLEINEBERG, M. GRUNZE, U. HEINZMANN: *Nanopatterning of Au absorber films on Mo/Si EUV multilayer mirrors by STM lithography in self-assembled monolayers*. Surf. Sci. (Netherlands). **454-465**:1104, 2000

Inhaltsverzeichnis

Publikationen	v
Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Spinabhängiger Tunneleffekt	5
1.1.1 Tunnelmagnetowiderstand	5
1.1.2 Slonczewskis Modell	7
1.1.3 Reale TMR-Elemente	10
1.2 Magnetische Energiebeiträge	11
1.3 Magnetismus in Dünnen Schichten	14
1.3.1 Néelkopplung	14
1.3.2 Exchange Bias	16
1.3.3 Zwischenschichtaustauschkopplung	18
1.4 Magnetismus in Submikrometerstrukturen	20
1.4.1 Stoner-Wohlfarth-Asteroide	21
1.4.2 Streufeldkopplung	25
1.4.3 Magnetische Domänen	27
1.4.4 Mikromagnetismus	30
1.5 Spinlogik	32
1.5.1 Logische Funktionen	33
1.5.2 Aufbau	35
1.5.3 Funktionsprinzip	36
1.5.4 Vorbedingungen	44
2 Herstellung	51
2.1 Schichtpräparation	52
2.1.1 Schichtabscheidung	52
2.1.2 Oxidation	53
2.1.3 Feldkühlen	53
2.1.4 Schichtsysteme	55

2.2	Strukturierung	58
2.2.1	Schema	59
2.2.2	Layoutvarianten	64
2.2.3	Elektronenstrahlithografie	65
2.2.4	Argonionenätzen	68
2.2.5	Schaltbahnen	69
2.3	Miniaturisierung und Prozesskontrolle	72
2.3.1	Elektronenstrahlithografie	72
2.3.2	Argonionenätzen	76
2.3.3	Lift-Off-Technik	78
2.3.4	Zusammenfassung	81
3	Zellpaarigkeit	87
3.1	Messaufbau	88
3.2	System A	89
3.2.1	ECR-System	89
3.2.2	Pulsplasma-System	94
3.3	System B	98
3.4	Magnetisches Schaltverhalten	105
3.4.1	System A	106
3.4.2	System B	109
3.5	Bewertung	114
3.5.1	Variation im MRAM	114
3.5.2	Ausblick	116
4	Logikgatter	123
4.1	Messaufbau	123
4.2	Schalten mit stromführenden Bahnen	125
4.2.1	Elemente im Mikrometerbereich	125
4.2.2	Asteroiden von sub- μm Elementen / Pulsplasma-System	129
4.2.3	Asteroiden von sub- μm Elementen / System B	135
4.2.4	Flussverstärker	140
4.2.5	Crosstalk und Half-Select	144
4.3	$10\mu\text{m}\times 10\mu\text{m}$ Logikgatter	149
4.4	Demonstrator	153
	Resümee	159
	Ausblick	165
	Literaturverzeichnis	171

INHALTSVERZEICHNIS

ix

Danksagung

195

Einleitung

Ein System zeigt *magneto-resistives* Verhalten, wenn es seinen elektrischen Widerstand aufgrund eines Magnetfeldes ändert. Das Studium der zugrunde liegenden, magneto-resistiven Effekte wie dem anisotropen Magnetowiderstand [1], dem Super- [2, 3] und dem Tunnelmagnetowiderstand [4] hat in den jüngsten Jahren eine Renaissance erfahren und macht heute einen bedeutenden Teil der physikalischen Festkörperforschung aus.* Neben dem Bedürfnis nach Klärung des Ursprungs und der Natur dieser Phänomene liegt die Motivation für diesen enormen, weltweiten Forschungsaufwand in der vielfältigen, technologischen Verwendbarkeit seiner Resultate. Die Verbindung dieser Motive ist ebenso Ansporn für die vorliegende Arbeit, die im Rahmen eines vom Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Verbundprojektes *Magneto-resistive Logik* in Kooperation mit der *Siemens AG Corporate Technology* entstanden ist.

Magneto-resistive Bauelemente finden bereits als Feld- und Winkelsensoren [5] sowie als Leseköpfe in Festplattenspeichern [6] Verwendung. Des Weiteren werden ihre Einsatzmöglichkeiten als Biosensoren [7] zum Bau von *Lab-on-a-chip*-Systemen ausgelotet. Das prominenteste Vorhaben, welches mit dem größten Nachdruck seitens industrieller Forschung verfolgt wird, ist jedoch die Entwicklung eines magnetischen Arbeitsspeichers, dem *Magnetic Random Access Memory* (MRAM) [8, 9, 10]. Dieser Speicher soll die Vorteile einer Festplatte wie die Nichtflüchtigkeit gespeicherter Information mit den Vorzügen eines konventionellen Arbeitsspeichers verbinden, zu denen eine hohe Operationsgeschwindigkeit und gute Skalierbarkeit bis in den Submikrometergrößenbereich zählen. Da auf die zyklische Erneuerung des Speicherinhalts, die zur Informationserhaltung in aktuellen, dynamischen Speichern noch erforderlich ist, verzichtet werden kann, wird mit der Einführung des MRAMs die Zahl der Programm bedingten Speicherzugriffe pro Zeitintervall gesteigert werden können. Die Berechnungsdauer von Problemen mit hohem

*Folgerichtig liefert eine Suche in der Datenbank *Science Citation Index* vom *Institute for Scientific Information* allein für den Begriff „magneto-resistance“ über 22800 Einträge (Stand: Februar 2006).

Datenaufkommen wird dadurch in bedeutender Weise verkürzt werden. Eine konsequente Weiterführung dieser Idee ist das 1997 von Hassoun *et al.* [11] eingeführte Konzept der Spinlogik, mit dessen Realisation die hier angestellten Untersuchungen befasst sind. Auf magnetoresistiven Tunnelstrukturen basierend gehört die Spinlogik zu den magnetischen Logikschaltungen [12, 13, 14], die eine Reihe signifikanter Vorteile gegenüber herkömmlichen Halbleiter-Bausteinen mitbringen. Hier ist wiederum die Nichtflüchtigkeit logischer Inputssignale wie auch informationserhaltendes Auslesen hervorzuheben. Hinzu kommt die Robustheit gegenüber Strahlungsschäden [15], die magnetische Logikkreise zum Beispiel für den Einsatz in der Raumfahrt prädestiniert.

Durch die Verknüpfung zweier Eigenschaften ist die Spinlogik allerdings besonders ausgezeichnet. Auf der einen Seite können einzelnen Spinlogikgatter* verschiedene, logische Grundfunktionen darstellen, die innerhalb nur eines Arbeitstaktes während des Betriebs programmiert werden. Auf der anderen Seite sind sie kompatibel zum MRAM und Arrays solcher Logikgatter können aufgrund der sehr ähnlichen Architektur auch als Speicher genutzt werden. Beides zusammen ermöglicht eine neuartige, faszinierende Betriebsart, das *Reconfigurable Computing* [16, 17], bei der die Konfiguration von Rechnern auf die jeweils zu bewältigende Aufgabe optimal angepasst wird. Aufgrund der magnetischen Speicherung entfällt zudem die Notwendigkeit für zeitaufwendige Routinen beim Neustart dieser Systeme.

Es gibt bereits wenige, veränderliche Prozessortypen, zu denen auch das *Field Programmable Gate Array* (FPGA) gerechnet wird [18]. Aber mit diesen werden die Vorteile der Rekonfiguration bei weitem nicht ausgeschöpft, da sie nicht während des normalen Betriebs neu programmiert werden können. Das lässt die Verwendung magnetoresistiver Logikschaltungen, mit denen dieses bestehende Manko ausgeräumt werden würde, speziell in solchen FPGAs sehr verlockend erscheinen.

Im Jahre 2002 hat Ralf Richter die ersten Spinlogikgatter präsentiert, die er im Zuge seiner Doktorarbeit bei der *Siemens AG* mittels optischer Lithografie realisiert hatte [19, 20]. Die Fläche der eingesetzten, magnetoresistiven Elemente beträgt etwa einen Quadratmikrometer. Insofern ist die hier vorgelegte Arbeit als Fortführung zu sehen, mit der die laterale Ausdehnung der Strukturen erheblich reduziert wird, so dass signifikante Veränderungen im physikalischen Verhalten derselben beobachtet werden, was nicht zuletzt den Reiz der durchgeführten Experimente ausmacht.

*Da Spinlogikgatter aus einer Anordnung von Basisgattern bestehen, werden die Begriffe *Logikgatter* und *Logikarray* häufig synonym verwendet. So ist auch der Titel der Arbeit zu verstehen. Im Folgenden sei der Begriff *Array* jedoch der Bezeichnung von Strukturen vorbehalten, die in einer Matrix arrangiert sind.

Über den Effekt des Tunnelmagnetowiderstands besteht eine Korrelation zwischen der Magnetisierung und dem Widerstand einer Tunnelstruktur. Diese macht sich das Konzept der Spinlogik zu eigen, indem die Werte „0“ und „1“ einer Booleschen Variablen mit dem niedrigen respektive hohen Widerstand identifiziert werden. Den logischen Input kann ein Gatter sodann über Ströme in Leiterbahnen erhalten, die den Magnetisierungszustand der Tunnelzellen reproduzierbar verändern. Das Ausgangssignal wird durch einen Vergleich der Widerstände mit einer Referenz ermittelt. Diese Referenz wird ebenfalls durch programmierbare, magnetoresistive Elemente gebildet, so dass die Abbildung verschiedener, logischer Verknüpfungen möglich wird.

Voraussetzung für die Funktion einer Spinlogik ist eine geringe Streuung in den elektronischen und magnetischen Eigenschaften der eingesetzten Tunnel-elemente. Hieraus erwächst die Aufgabe dieser Arbeit, diese Variation erstmals für ultrakleine Strukturen zu bemessen, die mit einer lateralen Ausdehnung $A < 0.03 \mu m^2$ in einem für künftige, technologische Anwendungen relevanten Größenbereich liegen. Eng verknüpft mit diesem Vorhaben ist das zweite Ziel, einen auf den Methoden der Elektronenstrahlolithografie fußenden Skalierungsprozess für komplette Spinlogikgatter zu entwickeln. Die Intention des Projektes gipfelt in der Charakterisierung und Demonstration der so erzeugten Logikschaltungen, in denen zum ersten Mal kleinste, elliptische Submikrometerelemente mit 210 nm und 90 nm langen Hauptachsen ($A = 0.017 \mu m^2$) zum Einsatz kommen.

Das erste Kapitel führt in die Grundlagen der physikalischen Effekte ein, die bei dem Betrieb einer Spinlogik genutzt werden. Neben dem Tunnelmagnetowiderstand und magnetischen Kopplungsphänomenen in Dünnschichtsystemen wird das Augenmerk auf den Magnetismus von Submikrometerstrukturen gelegt, um die Einflussnahme der Skalierung auf das magnetische Schaltverhalten zu begründen. Die anschließende, detaillierte Erläuterung des Spinlogikkonzeptes schließt die Ableitung von Kriterien und Bedingungen ein, die an die erfolgreiche Realisation der Gatter geknüpft sind. Der umfangreiche, etablierte Herstellungsprozess wird im Kapitel 2 dargelegt und Aspekte mit besonderer Relevanz bezüglich der Erfüllung jener Bedingungen werden beleuchtet.

Die Diskussion der experimentellen Ergebnisse beginnt mit der Präsentation der Zellpaarigkeitsuntersuchungen im dritten Kapitel, mit deren Hilfe verschiedene, magnetoresistive Schichtsysteme auf ihre Verwendbarkeit in Spinlogikgattern getestet werden und Ursachen für die beobachtete, geringe Streuung in den Elementeeigenschaften benannt werden. Das Kapitel 4 konzentriert sich neben der Analyse des magnetischen Schaltverhaltens anhand von Schaltasteroiden auf die Programmierung der Submikrometertunnelzellen mittels stromführender Bahnen. Hierbei werden die realisierten Logik-

gatter auch hinsichtlich der *Crosstalk*- und der *Half-Select*-Problematik erprobt. Abgeschlossen wird der experimentelle Teil mit der Präsentation einer Demonstratorschaltung, kraft derer die Darstellung wechselnder, logischer Funktionen gelingt. In einem Resümee werden die Resultate zusammengefasst, bevor die Arbeit mit der Schilderung einer modifizierten, noch flexibleren Logikkonzeption und einem Ausblick auf weiterführende Untersuchungen endet.

Kapitel 1

Grundlagen

Die physikalische Basis der in dieser Arbeit diskutierten Logikgatter ist der quantenmechanisch zu beschreibende Tunneleffekt. Der Spezialfall, das Tunneln von Elektronen zwischen zwei Elektroden über eine Barriere hinweg, ist bereits seit den 30iger Jahren des vergangenen Jahrhunderts bekannt [21]. Seither sind eine entsprechende Fülle an wissenschaftlichen Veröffentlichungen verfasst [22, 23, 24] und technische Anwendungen wie das *Superconducting Quantum Interference Device* (SQUID) demonstriert worden [25]. Die Diskussion in den folgenden Abschnitten kann sich daher auf spezielle, hier relevante Aspekte des spinabhängigen Tunneleffektes konzentrieren. Zunächst wird eine Einführung in die Begrifflichkeiten des Tunnelmagnetowiderstands gegeben (Abschnitt 1.1.1).

1.1 Spinabhängiger Tunneleffekt

1.1.1 Tunnelmagnetowiderstand

Der Effekt des Tunnelmagnetowiderstands (*engl. tunnel magnetoresistance*, TMR) wurde erstmals 1975 von Jullière an einem Fe-Ge-Co Dünnschichtsystem experimentell demonstriert [4]. Er fand, dass der Leitwert G von der relativen Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Elektroden abhängt. Gestützt durch Arbeiten von Tedrow und Meservey [26, 27], die spinabhängiges Tunneln an Supraleiter-Barriere-Ferromagnet Systemen untersuchten, entwickelte Jullière zudem ein einfaches Modell. Demnach ist die relative Änderung des Leitwertes durch die Spinpolarisationen P und P' der tunnelnden Elektronen in den beiden ferromagnetischen Elektroden bestimmt:

$$\frac{\Delta G}{G_{AP}} = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{2PP'}{1 - PP'} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnen $G_{P/AP}$ die Leitwerte für die parallele respektive antiparallele Konfiguration der Elektrodenmagnetisierungen. Die Polarisation selbst ist über die Zustandsdichten auf Fermienergie $\rho_{\uparrow\downarrow}(E_F)$ für beide Spineinstellungen im Ferromagneten definiert und lässt sich im Modell der *Freien Elektronen* [28] auf die korrespondierenden Wellenvektoren $k_{\uparrow\downarrow}$ zurückführen.

$$P = \frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \quad (1.2)$$

Gemäß der Mehrheit wissenschaftlicher Publikationen wird der linke Term der Gleichung 1.1 zur Definition der Effektamplitude des Tunnelmagnetowiderstands herangezogen. Natürlich kann man statt des Leitwertes auch den entsprechenden Widerstand R betrachten:

$$TMR_A \equiv \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad \text{beachte } * \quad (1.3)$$

Werden die in Schichtebene liegenden Magnetisierungen von der parallelen Einstellung in einen Zustand gebracht, bei dem sie einen Winkel φ einschließen, so ist die Projektion der Magnetisierungen aufeinander maßgeblich für die dann winkelabhängige Effektamplitude:

$$TMR_A(\varphi) = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \cdot \frac{1 - \cos \varphi}{2} \quad (1.4)$$

Voraussetzung für die Beobachtung des vollen TMR-Effektes ist also die experimentelle Realisation der parallelen und antiparallelen Konfiguration der Elektrodenmagnetisierungen. Diese kann in einem magnetischen Tunnelelement (*engl. magnetic tunnel junction*, MTJ) durch die Verwendung zweier ferromagnetischer Filme mit verschiedenen Koerzitivfeldern erreicht werden. Der typische Gang des TMRs eines solchen hard-soft MTJs mit dem Magnetfeld ist in der Abbildung 1.1(a) gezeigt.

Von größerer technischer Bedeutung ist ein zweiter Typ von MTJ, bei dem die Widerstandsänderung um $H = 0$ herum geschieht. Durch den direkten Kontakt zu einem Antiferromagneten wird die Hysterese einer Elektrode entlang der Magnetfeldachse verschoben (vgl. Abschnitt 1.3.2). Das Resultat ist der TMR-Verlauf eines Exchange-Bias-MTJs (Abb. 1.1(b)). Da sich mit diesem Typ im allgemeinen magnetisch stabilere Elemente herstellen lassen [30], wird ausschließlich dieser Typ in der vorliegenden Arbeit behandelt.

Im Betrieb einer Spinlogik wird die Amplitude des zur Programmierung genutzten Magnetfeldes derart eingeschränkt, dass nur die Magnetisierung einer Elektrode umgekehrt wird (schraffierter Bereich im Diagramm 1.1(b)).

*Im Folgenden wird der Index A weggelassen, wenn bereits aus dem Zusammenhang ersichtlich ist, ob der TMR oder seine *Effektamplitude* bezeichnet werden soll.

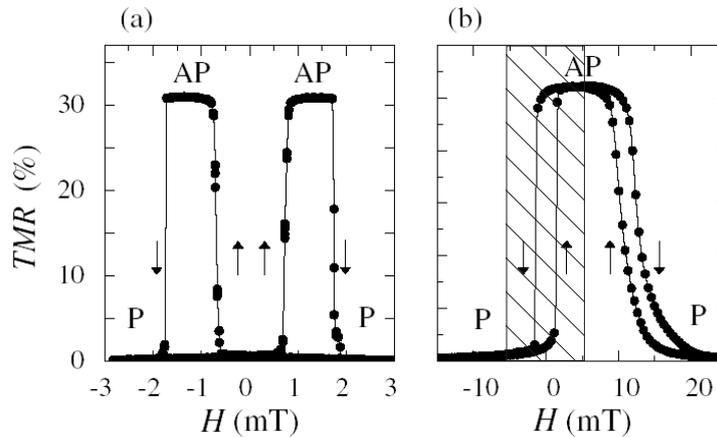


Abbildung 1.1: TMR gegen Magnetfeld für ein hard-soft MTJ (a) und ein Exchange-Bias-MTJ (b); die magnetische Konfiguration der Elektroden ist vermerkt: P für parallel und AP für antiparallel, aus [29]

Die entsprechende TMR-Kurve wird Minorloop genannt im Unterschied zu den oben gezeigten Majorloops (Abb. 1.1(a) und (b)). Beide Varianten der *Magneto-Transportmessung* bilden die Grundlage der hier angestrebten Zellpaarigkeitsuntersuchungen (Kap. 3).

1.1.2 Slonczewskis Modell

Jullière beobachtete den TMR-Effekt bei Temperaturen $T \leq 4.2K$. Erst 20 Jahre später konnten sowohl Miyazaki und Tezuka [31] sowie Moodera *et al.* [32] demonstrieren, dass TMR-Effektamplituden größer 10% auch bei Raumtemperatur möglich sind. Der Grund liegt in der experimentellen Herausforderung, eine zusammenhängende und genügend glatte Tunnelbarriere von nur wenigen Nanometern Dicke herzustellen.* Die Experimente zeigen, dass die Effektamplitude des TMRs signifikant von der strukturellen Qualität der MTJs und insbesondere der Barrieren abhängt. Zudem zeigen de Teresa *et al.* [33], dass selbst das Vorzeichen der Spinpolarisation der Tunnelelektronen nicht allein durch intrinsische Eigenschaften der Ferromagneten bestimmt ist, sondern von der Wahl des Barrierenmaterials abhängig ist. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen [34] müssen sie für Co eine negative Spinpolarisa-

*Die Topographie der Barriere kann beispielsweise mit einem Kraftmikroskop (*engl. atomic force microscope*, AFM) vermessen werden. Als Maß für die Rauigkeit dient sodann die Standardabweichung der Höhenwerte σ_z (*engl. root mean square*, RMS). In magnetischen Tunnelstrukturen sollte $\sigma_z < 1nm$ gelten.

tion annehmen, wenn SrTiO₃ statt Al₂O₃ als Barriere verwendet wird. Da Barriereneigenschaften nicht in die Gleichung 1.2 eingehen, können diese experimentellen Befunde nicht mit dem Modell von Jullière erklärt werden. Eine erste Verbesserung wurde von Slonczewski vorgeschlagen [35]. Er betrachtete zwei identische ferromagnetische Elektroden, die durch eine rechteckige Barriere U der Breite d getrennt sind. Die elektronische Zustandsdichte der Ferromagnete beschrieb er durch zwei parabolische Bänder, die aufgrund der Wechselwirkung zwischen Elektronenspin \mathbf{s} und Molekularfeld \mathbf{h} um $\pm 2h_0s$ gegeneinander verschoben sind. Der entsprechende Hamilton Operator \mathbb{H} hat dann die Form

$$\mathbb{H} = E_{kin} + U(x) + 2\mathbf{h}(x)\mathbf{s} \quad \begin{cases} U(x) = U_0 & \text{für } 0 < x < d \\ U(x) = 0 & \text{sonst} \\ \mathbf{h}(x) = 0 & \text{für } 0 < x < d \\ |\mathbf{h}(x)| = h_0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (1.5)$$

Die Lösung der *Schrödinger Gleichung* liefert unter der zusätzlichen Voraussetzung, dass nur Elektronen mit $k_{\uparrow\downarrow}(E) = k_{\uparrow\downarrow}(E_F)$ zum Tunnelstrom beitragen, eine effektive Spinpolarisation desselben von

$$P = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \frac{\kappa^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow}} \quad \text{mit} \quad \kappa = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U_0 - E_F)} \quad (1.6)$$

κ ist die Dämpfungskonstante der Elektronenwellenfunktion innerhalb der Barriere und \hbar bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum.

Dieses Ergebnis gilt nur für $T = 0$ und bleibt eine Näherung für den Fall kleiner externer Spannungen $V \ll U$. Dennoch zeigt es im Vergleich zur Gleichung 1.2, dass bei der Berechnung der Spinpolarisation ein weiterer Faktor berücksichtigt werden muß, der von der Barrierenhöhe abhängt. Für geringes U_0 kann die Dämpfungskonstante vergleichbar mit dem Fermiwellenvektor der tunnelnden Elektronen werden. In der Folge sinkt ihre Polarisation und kehrt für $\kappa^2 < k_{\uparrow}^2$ ihr Vorzeichen um, wie anhand der Darstellung 1.2 von P für verschiedene Verhältnisse $k_{\uparrow}/k_{\downarrow}$ zu sehen ist. Im Fall hoher Barrieren kann Jullières Modell als Grenzfall abgeleitet werden, da dann Gleichung 1.6 in Gleichung 1.2 übergeht.

Auch wenn Slonczewskis Modell den experimentellen Befunden näher kommt, liefert es dennoch keine quantitativ korrekte Beschreibung des TMRs. Denn exakte Theorien müssen das vereinfachte Bild der *freien Elektronen* ersetzen und die elektronische Bandstruktur in den Filmen in Betracht ziehen. Zudem darf die Grenzschicht zwischen Ferromagnet und Isolator nicht vernachlässigt werden, wie im Folgenden kurz ausgeführt wird.

Allgemein gilt, dass der Tunnelstrom durch eine Barriere nicht allein durch

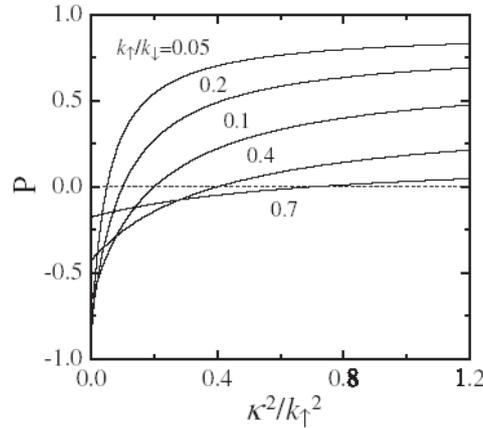


Abbildung 1.2: Spinpolarisation gegen normierte Barrierenhöhe für verschiedene Werte von k_{\uparrow}/k_{\perp} , aus [29]

die Dichte der Elektronen am Ferminiveau gegeben ist, sondern ferner durch die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen bestimmt wird [36]. Stearns erkannte zuerst, dass diese Wahrscheinlichkeit von der effektiven Masse der Elektronen abhängt [37]. Da die effektive Elektronenmasse für verschiedene Bänder in einem Festkörper verschieden sein kann, tragen nur Elektronen aus den 'beweglichsten' Bändern zum Tunnelstrom bei. So kommt es, dass in TMR-Experimenten mit 3d-Ferromagneten nach Gleichung 1.1 positive Spinpolarisationen gemessen werden [34], obschon die Spinpolarisation der Gesamtheit aller Bänder zumindest für Co und Ni durch die d-Elektronen dominiert wird und negativ ist [38, 39]. Der Tunnelstrom wird offenkundig von den beweglicheren s-Elektronen getragen, die invers zu den d-Elektronen polarisiert sind.

Dass die Bandstruktur die TMR-Amplitude beeinflusst, zeigen auch Experimente mit epitaktisch gewachsenen Fe-Elektroden. So finden Yuasa *et al.* [40] eine Abhängigkeit des TMR-Effektes von der Kristallorientierung, die durch eine anisotrope Fermioberfläche begründet werden kann [41, 29].

Das eingangs erwähnte Experiment von de Teresa *et al.* (s. S. 7) wird verständlich, wenn man die Grenzfläche zwischen 3d-Ferromagnet und Isolator betrachtet. So finden Tsymbal und Pettifor [42] in quantenmechanischen Rechnungen, dass je nach Art der chemischen Bindung an der Grenzfläche verschiedene elektronische Zustände aus den Elektroden an Isolatorzustände koppeln, also z.B. s-Elektronen im Fall einer Al_2O_3 Barriere und d-Elektronen bei SrTiO_3 . Wie experimentell beobachtet, wechselt folglich die Polarisation des Tunnelstroms ihr Vorzeichen je nach Wahl des Barrierenmaterials.

Moderne Simulationsrechnungen auf der Basis der Dichtefunktionaltheorie versuchen, die strukturelle Unordnung auf atomarer Ebene zu berücksichtigen, da diese in realen Strukturen den spinabhängigen Tunneleffekt dominieren kann.

1.1.3 Reale TMR-Elemente

Die Präparation vollständig epitaktisch gewachsener TMR-Systeme erweist sich als technisch anspruchsvoll und ist bislang nur unter Verwendung von MgO-Barrieren gelungen [43, 29]. Die Schichtsysteme der in dieser Arbeit besprochenen Tunnelstrukturen werden durch eine standardisierte Methode der Dünnschichttechnik hergestellt, der Kathodenzerstäubung (*engl. cathode sputtering*). Dabei wachsen die magnetischen Elektroden polykristallin. Die hier eingesetzte, amorphe Al₂O₃ Barriere wird in einem Zwischenschritt während der Filmpräparation ohne Vakuumbruch durch Plasmaoxidation eines Aluminiumfilms erzeugt (s. Kapitel 2.1). Bedingt durch diesen Herstellungsprozess sind die TMR-Strukturen auf atomarer Ebene ungeordnet. Dies beinhaltet Grenzflächenrauigkeit, Interdiffusion und Verunreinigung durch Adsorbate [44, 45]. Ferner gibt es aufgrund der Polykristallinität der Elektroden Korngrenzen sowie Stapelfehler und unbesetzte Atomplätze [46]. Gemäß den Überlegungen in Abschnitt 1.1.2 führt diese Unordnung zu lokal veränderlichem TMR und veränderlicher Effektamplitude. Die Rauigkeit verursacht eine laterale Variation in der Isolatorstärke und somit auch im Tunnelstrom [22]. Interdiffusion führt zu veränderten Grenzflächen und Verunreinigungen in der Barriere generieren lokalisierte, elektronische Zustände. Diese können den Magnetowiderstandseffekt erheblich beeinflussen wie z.B. im Fall resonanten Tunnelns [29], wenn die Energie der lokalisierten Zustände mit der Fermienergie übereinstimmt. Dann wechselt das Vorzeichen der Effektamplitude und es gilt [47]:

$$TMR_{res} = -\frac{2PP'}{1 + PP'} \quad (1.7)$$

Magnetische Verunreinigungen in der Barriere oder Oxide an der Ferromagnet-Isolator Grenzschicht verursachen Spinflipprozesse und somit eine Vermischung der spin-up und spin-down Leitungskanäle, was mit einer verringerten TMR-Amplitude einhergeht [48].

Defekte, die durch den Strukturierungsprozess in mikro- und nanostrukturierten TMR-Elementen auftreten können, werden im Abschnitt 2.3 gesondert betrachtet. Bleibt festzustellen, dass es eine Vielzahl von Faktoren gibt, die den Tunnelprozess signifikant beeinflussen können. Offensichtlich ist eine quantitativ korrekte Beschreibung nur mit Kenntnis der atomaren und elektronischen Struktur erreichbar, was dieselbe für reale TMR-Elemente derzeit

unmöglich erscheinen lässt. Wie groß nun die Varianz in den Größen R_P , TMR_A und Flächenwiderstand AR_P infolge der Gesamtheit aller Inhomogenitäten in den hier diskutierten Tunnelstrukturen ist, wird im Kapitel 3 für drei verschiedene Schichtsysteme experimentell untersucht.

1.2 Magnetische Energiebeiträge

Ein reproduzierbares, magnetisches Schaltverhalten der programmierbaren Elektrode eines TMR-Elementes ist Voraussetzung für den erfolgreichen Einsatz in einem Logikgatter. Ferner muss die Referenzelektrode desselben Elementes magnetisch stabil sein. Wie beide Anforderungen erfüllt werden können und welche physikalischen Erscheinungen dabei eine Rolle spielen, wird in den folgenden Abschnitten geklärt. Dazu werden an dieser Stelle diejenigen magnetischen Energiebeiträge eingeführt, die bei der Ermittlung der *freien Energie* E_F eines magnetischen Partikels von Bedeutung sind. Anschließend werden in dieser Arbeit relevante Effekte in dünnen, magnetischen Schichten diskutiert (Abs. 1.3). Da sich der Magnetismus in Systemen mit geringer lateraler Ausdehnung signifikant vom Magnetismus dreidimensional ausgehnter Körper unterscheidet, wird das magnetische Verhalten von Submikrometerstrukturen gesondert besprochen (Abs. 1.4).

Die grundlegende Eigenschaft eines Ferromagneten ist die energetische Bevorzugung eines Zustandes mit homogener Magnetisierung. Abweichungen von diesem idealen Zustand führen zu einer Erhöhung der *Austauschenergie* E_A , die ihren quantenphysikalischen Ursprung in der *Heisenbergschen Austauschwechselwirkung* zweier Spins $\underline{\mathbf{S}}_1$ und $\underline{\mathbf{S}}_2$ hat [49, 50]:

$$\mathcal{H} = -J \underline{\mathbf{S}}_1 \underline{\mathbf{S}}_2 \quad (1.8)$$

J heißt *Kopplungskonstante* und hat für Ferromagnete positive Werte, so dass durch eine parallele Spineinstellung \mathcal{H} minimal wird. Eine Taylor-Entwicklung des Skalarproduktes und anschließende Integration über alle miteinander wechselwirkende Spins bzw. Momente $\underline{\mathbf{m}}$ in einem magnetischen Partikel mit dem Volumen V_P liefern die folgende allgemeine Form für E_A [51]:

$$E_A = \int_{V_P} \sum_{i,k,l=1}^3 A_{kl} \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \frac{\partial m_i}{\partial x_l} dV \quad (1.9)$$

m_i und x_l repräsentieren die Komponenten der Vektoren $\underline{\mathbf{m}}$ bzw. $\underline{\mathbf{x}}$. A_{kl} ist ein symmetrischer Tensor mit reellen Einträgen und daher diagonalisierbar. Im Spezialfall kubischer oder isotroper Materialien hat er sogar nur einen

Eigenwert A , so dass sich 1.9 zu

$$E_A = A \int_{V_P} \left(\sum_{i=1}^3 \nabla m_i \right)^2 dV \quad (1.10)$$

vereinfacht. A ist materialspezifisch und wird *Austauschkonstante* genannt. Da die Austauschenergie wächst, wenn ein Ferromagnet vom Zustand homogener Magnetisierung zunehmend abweicht, ist klar, dass in 1.9 und 1.10 die örtliche Änderung der Magnetisierung und nicht die Magnetisierung selbst eingehen muss.

Befindet sich ein magnetisches Teilchen in einem externem Magnetfeld $\underline{\mathbf{H}}_{ex}$, so interagiert seine Magnetisierung mit demselben. Für die resultierende *Zeeman-Energie* gilt [52]:

$$E_Z = -\mu_0 \int_{V_P} \underline{\mathbf{H}}_{ex}(\underline{\mathbf{r}}) \underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{r}}) dV \quad (1.11)$$

$\underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{r}})$ ist die i.allg. ortsabhängige Magnetisierung. Für homogene Magnetfelder kann E_Z über das Nettomoment $\int \underline{\mathbf{M}} dV$ des Partikels bestimmt werden. Die Energie eines magnetischen Körpers hängt zudem von der Richtung der Magnetisierung relativ zu seinen Strukturachsen ab. Ursprung dieser *Anisotropie* ist die Kopplung zwischen magnetischem Moment und Bahndrehimpuls auf atomarer Ebene. Die konkrete Form des Anisotropie Terms hängt ebenfalls wesentlich von der Kristallstruktur des magnetischen Materials ab. Für den einfachsten Fall einer *uniaxialen* Anisotropie gilt [53, 52]:

$$E_{Ku} = \int_{V_P} K_{u1} \sin^2(\psi) + K_{u2} \sin^4(\psi) dV \quad (1.12)$$

ψ ist der Winkel zwischen Magnetisierung und Anisotropieachse und die K_{ui} sind die materialspezifischen *Anisotropiekonstanten* i -ter Ordnung. Experimentell wurde gefunden, dass Terme höherer Potenzen von $\sin(\psi)$ wegen ihrer Kleinheit i.allg. nicht hinzugefügt werden müssen [54]. Wenn K_{u1} große positive Werte annimmt, dann ist im Kristallit eine *leichte Richtung* ausgezeichnet. Die Anisotropieenergie wird minimal, wenn sich die Magnetisierung entlang dieser Richtung einstellt. Großes negatives K_{u1} beschreibt eine *leichte Ebene* senkrecht zur Anisotropieachse. Für den Fall $-2 < \frac{K_{u1}}{K_{u2}} < 0$ liegt *konische Anisotropie* vor. Die leichten Richtungen liegen dann auf einem Kegel und schließen mit der Anisotropieachse einen Winkel ψ ein mit $\sin^2(\psi) = -\frac{K_{u1}}{2K_{u2}}$. Einen allgemeinen Ausdruck für die Anisotropie eines kubischen Kristalls erhält man, wenn man E_K in Potenzen der Richtungscosinus α_i der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen entwickelt und nur die Terme beibehält,

die unter den kubischen Symmetrioperationen invariant sind [55]. Mit den wichtigsten Termen ergibt sich [53]:

$$E_K = \int_{V_P} K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) dV \quad (1.13)$$

Hat die Magnetisierung eines Partikels senkrechte Komponenten zu seiner Oberfläche, so entstehen dort Oberflächenladungen, die Quelle eines partikel-eigenen Streufeldes sind. Bei polykristallinen oder aus mehreren Materialien zusammengesetzten Strukturen können jene Grenzflächen auch innerhalb des Teilchenvolumens auftreten. Diese magnetischen Ladungen kann man wie Volumenladungen behandeln, die ebenfalls zum Streufeld beitragen.* $\underline{\mathbf{H}}_S$ setzt sich sodann aus zwei Anteilen zusammen. Eine Integration erstreckt sich über das Volumen V_P des Partikels und bemisst den Anteil jener Volumenladungen. In das zweite Integral fließen die Oberflächenladungen ein. Am Ort $\underline{\mathbf{r}}$ herrscht dann das Feld [57]:

$$\underline{\mathbf{H}}_S(\underline{\mathbf{r}}) = - \int_{V_P} \nabla \underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{r}}) \frac{\underline{\mathbf{R}}}{R^3} d\dot{V} + \int_F \underline{\mathbf{n}}_{d\dot{F}} \underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{r}}) \frac{\underline{\mathbf{R}}}{R^3} d\dot{F} \quad (1.14)$$

$\underline{\mathbf{n}}_{d\dot{F}}$ bezeichnet die Normale des infinitesimalen Flächenelements $d\dot{F}$ und ferner gilt: $\underline{\mathbf{R}} = \underline{\mathbf{r}} - \underline{\mathbf{r}}'$ (s. Abb. 1.3).

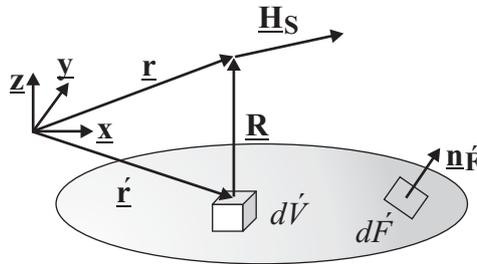


Abbildung 1.3: Bezeichnungen aus Gleichung 1.14.

Die im Streufeld gespeicherte Energie E_S kann entweder durch eine Integration über den gesamten Außenraum oder über das Probenvolumen berechnet werden [52]:

$$E_S = \frac{\mu_0}{2} \int_{\mathbb{R}^3} H_S^2(\underline{\mathbf{r}}) d\dot{V} = -\frac{\mu_0}{2} \int_{V_P} \underline{\mathbf{H}}_D(\underline{\mathbf{r}}) \underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{r}}) d\dot{V} \quad (1.15)$$

*Dies steht nicht im Widerspruch dazu, dass die Magnetisierung innerhalb eines ein-kristallinen Ferromagneten gemäß der *Maxwell Gleichungen* natürlich quellenfrei ist [56].

Wie durch das erste Integral ersichtlich ist, ist E_S immer positiv. Häufig ist die Berechnung von E_S jedoch leichter, wenn man statt des Streufeldes das entmagnetisierende Feld $\underline{\mathbf{H}}_D$ (*engl. demagnetizing field*) innerhalb des Teilchens betrachtet [58]. An der Grenzfläche ist es dem äußeren Streufeld entgegen gerichtet. Sein Ursprung sind dieselben Oberflächenladungen und die in ihm gespeicherte Energie ist gleich groß.

Zuletzt sei noch bemerkt, dass sich ein magnetischer Kristall unter dem Einfluss magnetischer Wechselwirkungen verformen kann [59, 60]. Diese *magnetoelastischen* Effekte können bei den in dieser Arbeit verwendeten Materialien aufgrund ihrer Geringfügigkeit außer Acht gelassen werden. Der magnetische Anteil an der freien Energie eines Partikels, so wie er in den mikromagnetischen Simulationen dieser Arbeit berücksichtigt wird (s. Abs. 1.4.4), ist sodann die Summe aller einzelnen Energiebeiträge.

$$\begin{aligned}
 E_F &= E_A + E_{Ku} + E_Z + E_S \\
 &= A \int_{V_P} \left(\sum_{i=1}^3 \nabla m_i \right)^2 dV + \int_{V_P} K_{u1} \sin^2(\psi) + K_{u2} \sin^4(\psi) dV \\
 &\quad - \mu_0 \int_{V_P} \underline{\mathbf{H}}_{ex} \underline{\mathbf{M}} dV - \frac{\mu_0}{2} \int_{V_P} \underline{\mathbf{H}}_D \underline{\mathbf{M}} dV
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

1.3 Magnetismus in Dünnen Schichten

Der Magnetismus in dünnen* Schichten wird durch ihre Grenzflächen wesentlich beeinflusst. In Systemen aus mehreren Schichten können so diverse magnetische Kopplungsphänomene auftreten wie im Folgenden weiter ausgeführt wird.

1.3.1 Néelkopplung

Zu diesen Phänomenen gehört die Néelkopplung, die erstmals 1962 [62] von L. Néel eingeführt wurde. Sie stellt sich zwischen ferromagnetischen Schichten mit korrelierter Rauigkeit ein, wenn sie wie in Abbildung 1.4 zudem durch einen nicht ferromagnetischen Film separiert sind. Im Weiteren wird

**Dünn* bedeutet, dass die Schichtdicke (hier immer kleiner 15nm) gering ist im Vergleich zur *Blochwanddicke* des jeweiligen Materials und *Blochwände* daher nicht auftreten [61, 51].

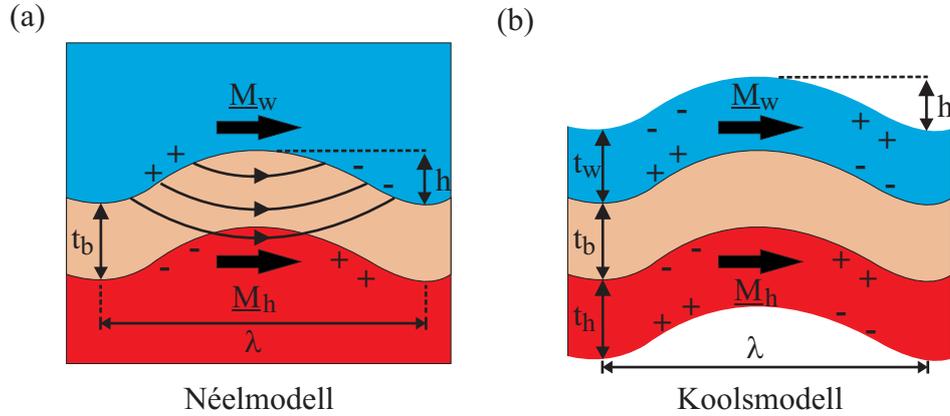


Abbildung 1.4: Modell der Néelkopplung (a) und Kools Erweiterung (b). \underline{M}_w (\underline{M}_h) bezeichnet die Magnetisierung der weichmagnetischen (hartmagnetischen) Schicht, t_b die Dicke der Zwischenschicht respektive Barriere.

vorausgesetzt, dass aufgrund der Formanisotropie (vgl. Abs. 1.4.1) eine Magnetisierung in der Filmebene vorliegt [63]. Infolge der Rauigkeit entstehen dann an den Grenzflächen magnetische Pole, deren Streufelder in die jeweils gegenüberliegende Schicht hineinreichen (Abb. 1.4(a)). Eine parallele, also ferromagnetische Ausrichtung der Elektrodenmagnetisierung wird folglich energetisch favorisiert. Sei die Grenzfläche der Einfachheit halber durch eine sinusförmige Welligkeit mit der Periode λ und der Amplitude h zu beschreiben, so gilt für die Kopplungsenergie $J_{N\acute{e}el}$ mit den Bezeichnungen aus der Abbildung [64]:

$$J_{N\acute{e}el} = \mu_0 \pi^2 \frac{M_w M_h h^2}{\sqrt{2} \lambda} \exp\left(\frac{-2\pi\sqrt{2}t_b}{\lambda}\right) \quad (1.17)$$

Nimmt man ferner an, dass einer der Filme hartmagnetisch ist und seine Magnetisierung bei Variation eines externen Magnetfeldes unverändert bleibt, dann verschiebt sich die Hysterese des weichmagnetischeren Films mit der Dicke t_w aufgrund der ferromagnetischen Néelkopplung um $H_{N\acute{e}el}$:

$$H_{N\acute{e}el} = \frac{J_{N\acute{e}el}}{\mu_0 M_w t_w} \quad (1.18)$$

In Experimenten [65] wurde die exponentielle Abnahme der Kopplungsstärke mit zunehmender Zwischenschichtdicke t_b nach Gleichung 1.17 bestätigt. Anders verhält es sich mit $H_{N\acute{e}el}$ bei dünnen Schichten, das mit 1.18 überschätzt wird. Dies liegt zum einen daran, dass im Néelmodell die äußeren

Grenzflächen vernachlässigt werden, an denen ebenfalls magnetische Ladungen anfallen (vgl. Abb. 1.4(b)). Nach Kools *et al.* [64] steuern diese sowohl antiferromagnetische wie auch ferromagnetische Beiträge zur Gesamtkopplung bei. Deshalb muss der Ausdruck für $H_{Néel}$ durch zwei weitere Faktoren erweitert werden, durch die die Abhängigkeit der Kopplung von der Schichtdicke der ferromagnetischen Elektroden t_w und t_h einbezogen wird:

$$H'_{Néel} = H_{Néel} \left[1 - \exp\left(\frac{-2\pi\sqrt{2}t_w}{\lambda}\right) \right] \left[1 - \exp\left(\frac{-2\pi\sqrt{2}t_h}{\lambda}\right) \right] \quad (1.19)$$

Zum anderen ist das Konzept für die Grenzfläche ungenügend, da eine perfekte Korrelation in den Elektrodenrauigkeiten realer TMR-Strukturen nicht gegeben ist [66]. Ferner weisen die Grenzflächen der hier besprochenen Elemente durch ihr polykristallines Kornwachstum eine komplexe Struktur auf, wie Untersuchungen mit einem Kraftmikroskop belegen (s. Kapitel 2.1.4). Tegen *et al.* [67] schlugen daher vor, die Néelverschiebung zwar nach Gleichung 1.19 mit den Korrekturen von Kools zu berechnen, dabei aber eine mittlere Wellenlänge $\bar{\lambda}$ und eine mittlere Amplitude \bar{h} zu verwenden. $\bar{\lambda}$ und \bar{h} bestimmten sie anhand von *in situ* durchgeführten STM-Messungen*. Dies führte letztlich zu einer guten Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem $H'_{Néel}$.

Die Néelkopplung ist in allen TMR-Elementen dieser Arbeit präsent. Ihre Kopplungsstärke wird im Kapitel 3 für verschiedene Schichtsysteme bestimmt. Inwieweit sie zur Kompensation weiterer magnetischer Kopplungsformen wie der antiferromagnetischen Streufeldkopplung (Abschnitt 1.4.2) genutzt werden kann, wird in den Kapiteln 3 und 4 beleuchtet.

1.3.2 Exchange Bias

Die direkte Austauschkopplung an der Grenzfläche eines Ferromagneten (FM) und eines Antiferromagneten (AFM) kann zu einer unidirektionalen Anisotropie des FM führen. Dieser Effekt heißt Exchange Bias (EB). Er verursacht eine Verschiebung der FM-Hysterese entlang der Magnetfeldachse (Abb. 1.5(a)). Wie bereits früher ausgeführt (Abs. 1.1.1), wird auf diese Weise sichergestellt, dass die TMR-Strukturen sowohl eine parallele wie auch antiparallele Konfiguration ihrer Elektrodenmagnetisierung haben können. Das Maß der Verschiebung wird Exchange Bias Feld H_{EB} genannt. Erstmals beobachtet wurde dieser Effekt im Jahr 1956 von Meikeljohn und Bean [68, 69] an Co-Partikeln mit etwa 20nm Durchmesser, die durch natürliche

*STM, engl. *scanning tunneling microscope*

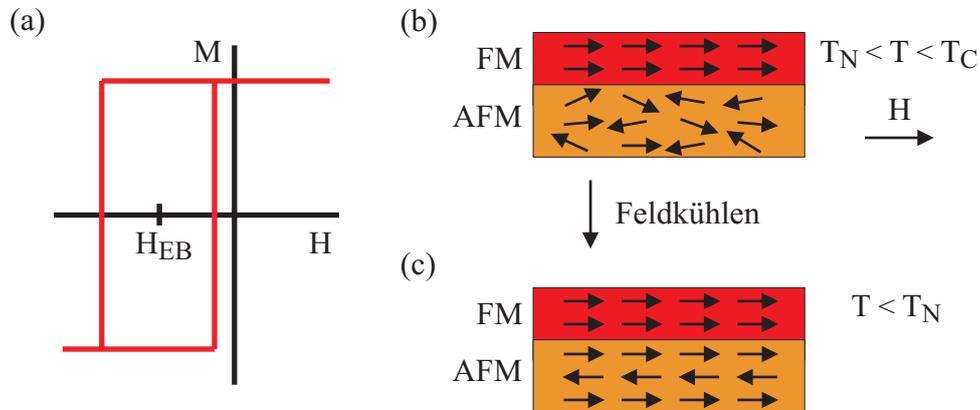


Abbildung 1.5: (a) Schema einer durch Exchange Bias verschobenen FM-Hysteresis, (b,c) Etablierung des EB (Grundprinzip, Weiteres im Text)

Oxidation mit einer antiferromagnetischen Co-Oxidschicht versehen waren. Technische Anwendungen finden sich in Permanentmagneten [70], magnetischen Speichermedien [71] und in Leseköpfen [72].

Anhand der Abbildungen 1.5(b) und (c) soll ein simples Modell des EB entwickelt werden. Dabei wird eine ferromagnetische Austauschwechselwirkung über die FM-AFM-Grenzfläche hinweg vorausgesetzt. Um den EB in einem System zu etablieren, kann eine Auslagerung mit externem Magnetfeld erfolgen. Gilt für die Auslagerungstemperatur T die Ungleichung 1.20, dann richten sich die magnetischen Momente des FM entlang des externen Feldes H aus (s. Abb.1.5(b)).

$$T_N < T < T_C \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} T_N : \text{Néeltemperatur des AFM} \\ T_C : \text{Curietemperatur des FM} \end{array} \quad (1.20)$$

Die AFM-Momente sind aufgrund thermisch induzierter Fluktuation ungeordnet. Erst bei der anschließenden Abkühlung des Systems unter die Néeltemperatur richten sich die Momente des AFM an der Grenzfläche parallel zu den FM-Momenten aus (s. Abb.1.5(c)). Im Volumen des AFM stellt sich die für ihn typische antiferromagnetische Ordnung ein.

Wird nach dem Feldkühlen das externe Magnetfeld variiert, beginnen die Momente im FM zwar der Feldänderung zu folgen. Allerdings sind die magnetischen Momente des AFM wegen seiner i.allg. hohen Kristallanisotropie [73, 74] gegenüber Änderungen in einem großen Feldbereich stabil. In Verbindung mit der Wechselwirkung an der Grenzfläche führt dies zu einem Drehmoment, welches auf die Momente im FM wirkt und sie in paralleler Ausrichtung zu den Grenzflächenmomenten des AFM zu halten sucht. Sei

J_{EB} die Kopplungsenergie pro Spinpaar und n die Anzahl der Paare pro Flächeneinheit, so kann man innerhalb dieses Modells leicht zeigen [75, 76], dass für die resultierende Verschiebung H_{EB} der Hysterese gilt:

$$H_{EB} = \frac{n}{\mu_0} \frac{J_{EB}}{M_{StFM}} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M_S : \text{Sättigungsmag. des FM} \\ t_{FM} : \text{Schichtdicke des FM} \end{array} \quad (1.21)$$

Die Größe von H_{EB} hängt offenkundig von dem Wert ab, den man für J_{EB} annimmt. Wenn man unterstellt, dass J_{EB} vergleichbar mit der Kopplungsenergie innerhalb eines FM ist, dann übertrifft das errechnete Exchange Bias Feld die experimentell gefundenen Werte um einige Größenordnungen [76]. Um diese Diskrepanz zu lösen, sind verschiedene, diffizile Modelle entwickelt worden. So sind nach dem *Domain State Model* magnetische Domänen im AFM ursächlich für den Exchange Bias Effekt [77]. Diese Vorstellung hat den Vorzug, den experimentell gefundenen EB an AFM zu erklären, die bezüglich ihrer magnetischen Momente kompensierte Oberflächen besitzen und man deshalb nach dem intuitiven Bild keinen Nettoeffekt erwarten würde. Dennoch gibt es bis heute keine Theorie, die alle mit dem EB verknüpften Phänomene wie das Auftreten der *Blocking Temperature** quantitativ richtig beschreibt. Unbestritten ist, dass in einer solchen Theorie die Details in der mikrostrukturellen Verteilung der magnetischen Momente enthalten sein müssen, da schon H_{EB} von diesen abhängt. Da diese Verteilung wiederum durch mikrostrukturelle Parameter wie der Grenzflächenrauigkeit [80], der Korngrößenverteilung [81] und der Textur [82] bestimmt ist, ist eine Modellierung nicht trivial und bislang nicht geglückt. In aktuellen Forschungsvorhaben wird versucht, mittels spezieller Röntgenspektroskopieverfahren wie XMCD (*engl. x-ray magnetic circular dichroism*) experimentellen Zugang über die Momentstruktur an der FM-AFM-Grenzfläche zu erhalten [83].

1.3.3 Zwischenschichtaustauschkopplung

1971 wurde die Zwischenschichtaustauschkopplung (ZAK, *engl. interlayer exchange coupling*) von A. Yelon [84] vorhergesagt und 1986 von Grünberg *et al.* für Fe/Cr-Vielfachschichten experimentell gefunden [85]. Er wurde so zum Wegbereiter für die nur wenige Jahre später an solchen Systemen gemachte Entdeckung des Supermagnetwiderstands (*engl. giant magnetoresistance, GMR*) [2, 3]. Für den Fortgang der vorliegenden Arbeit genügt das nachstehend kurz dargestellte phänomenologische Bild der ZAK, welches eng an

*Mit der *Blocking Temperature* T_B wird diejenige Temperatur bezeichnet, bei der der EB wieder verloren geht. Je nach AFM, Schichtdicke und Kristallinität kann $T_B \approx T_N$ [78] oder auch $T_B < T_N$ [79] sein.

Ausführungen von Grünberg selbst angelehnt ist [86]. Eine ausführlichere Besprechung der wichtigsten theoretischen Modelle ist in einem Artikel von M. D. Stiles zu finden [87].

Die ZAK kann zwischen ferromagnetischen Elektroden beobachtet werden, die durch einen nicht ferromagnetischen Film getrennt sind. Sie wird durch die Elektronen in der Zwischenschicht vermittelt und zählt deshalb zu den *indirekten* Kopplungsmechanismen. Es sei zunächst eine parallele Ausrichtung der Elektrodenmagnetisierung in Filmebene vorausgesetzt. Aufgrund der unterschiedlichen Bandstruktur in den FM für die beiden Spineinstellungen werden Elektronen mit antiparallelem Spin an der Grenzfläche zu den FM stärker gestreut. Die Folge ist eine spinabhängige Lokalisierung der Elektronen in der Zwischenschicht. Diese Elektronen können durch stehende Wellen beschrieben werden und haben daher ein diskretes Energiespektrum. Für den Wellenvektor k_{\perp} der Elektronenwelle senkrecht zur Filmebene muss gelten:

$$|k_{\perp}| = \frac{n\pi}{D} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}, D: \text{Zwischenschichtdicke} \quad (1.22)$$

Wird die Dicke der Zwischenschicht vergrößert, verschieben sich die Energieniveaus nach unten und neue Energielevel fallen unter die Fermienergie und werden bevölkert. Je nach dem, ob das oberste besetzte Energieniveau weit unterhalb der Fermienergie zu finden ist oder gerade bevölkert wird, geht dies mit einer Verminderung oder Erhöhung der elektronischen Energie einher. Die eingangs angenommene parallele Elektrodenmagnetisierung wird also je nach Wahl von D favorisiert oder destabilisiert. Dies ist konform mit der Beobachtung von Parkin [88], dass die ZAK als Funktion von D zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung variiert. Die Oszillationsperiode λ_D ist durch den Unterschied von D gegeben, bei dem zwei aufeinander folgende diskrete Energieniveaus die Fermikante passieren:

$$\lambda_D = \frac{\pi}{|k_{\perp}|} \quad (1.23)$$

Für die Energie der ZAK kann man nun folgenden phänomenologischen Ansatz machen [86]:

$$\begin{aligned} E_{ZAK} &= -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{M_1 M_2} - J_2 \left(\frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2 \\ &= -J_1 \cos \phi - J_2 \cos^2 \phi \end{aligned} \quad (1.24)$$

Die M_i benennen die Magnetisierung der beiden Elektroden und ϕ den von ihnen eingeschlossenen Winkel. Die Parameter J_i bestimmen den Typ und die Stärke der Kopplung. Dominiert der Term mit J_1 , so spricht man von

bilinearer Kopplung. Eine Minimierung von E_{ZAK} bezüglich ϕ zeigt, dass für $J_1 > 0$ eine ferromagnetische und für $J_1 < 0$ eine antiferromagnetische Kopplung vorliegt. Experimentell wird beobachtet, dass sich die Magnetisierung in den Elektroden auch um 90° zueinander verdreht einstellen kann [89]. Dieser *biquadratische* Kopplungsfall kann durch den J_2 -Term in Gleichung 1.24 beschrieben werden, wenn J_2 außerdem negativ ist. Nach Slonczewski [90] kann sich eine 90° -Kopplung durch eine Konkurrenz von anti- und ferromagnetischer Kopplung ergeben. Diese Konkurrenz selbst wird durch die Grenzflächenrauigkeit und eine damit verknüpfte lokale Variation in D hervorgerufen.

In der vorliegenden Arbeit wird die antiferromagnetische ZAK zur Bildung einer streufeldkompensierten, hartmagnetischen TMR-Elektrode genutzt (s. Kapitel 2.1).

1.4 Magnetismus in Submikrometerstrukturen

Bei der Erörterung der magnetischen Kopplungsphänomene wurde bislang vorausgesetzt, dass die Magnetisierung in der Filmebene liegt. Diese Annahme ist gerechtfertigt, denn durch eine Magnetisierung in der Schicht werden magnetische Ladungen an den Grenzflächen und die zugehörigen Streufelder vermieden. Diese Konfiguration ist damit energetisch günstiger als eine Magnetisierung aus der Schichtebene heraus.* Allerdings zeigt das Auftreten der Néelkopplung, dass die an rauhen Grenzflächen dennoch entstehenden Streufelder auch in zweidimensional ausgedehnten Dünnschichtsystemen nicht vernachlässigt werden dürfen.

In Submikrometerstrukturen gibt es aufgrund ihrer lateralen Begrenzung keine einfache Möglichkeit zur Ladungs- und Streufeldvermeidung. Demzufolge kann die in den Streufeldern gespeicherte Energie in die gleiche Größenordnung kommen wie die anderer magnetischer Energiebeiträge und kann die in ausgedehnten Systemen dominanten Terme wie beispielsweise die Kristallanisotropie sogar überragen. Das magnetische Verhalten dieser Strukturen wird sich deshalb signifikant von dem der Filme unterscheiden und verdient eine gesonderte Betrachtung (Abschnitte 1.4.1-1.4.4).

*Eine Ausnahme bilden besondere hier nicht betrachtete Systeme mit hoher *Out-of-plane*-Anisotropie [91, 92].

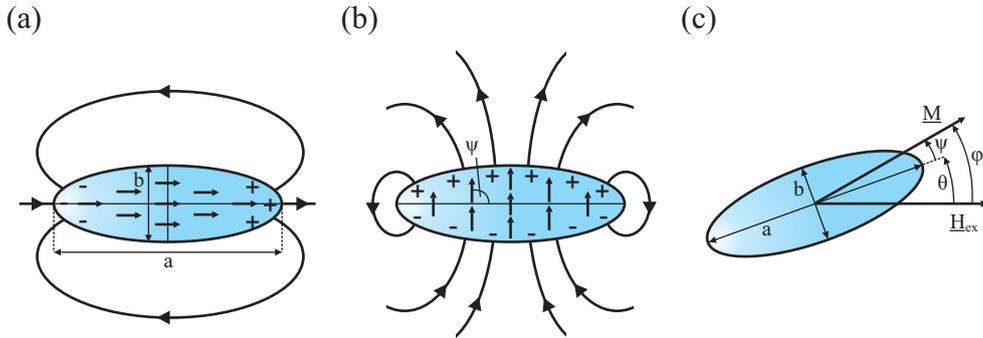


Abbildung 1.6: (a,b) Magnetisierungszustände eines prolates Sphäroids. Die Pfeile symbolisieren die Magnetisierung und das Streufeld. (c) Bezeichnungen

1.4.1 Stoner-Wohlfarth-Asteroide

Es ist instruktiv, zunächst die Magnetisierungskurve $\underline{\mathbf{M}} = \underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{H}})$ eines *Ein-domänenteilchens* zu behandeln. Es ist dadurch ausgezeichnet, dass es für jeden Wert des Magnetfeldes H eine homogene Magnetisierung besitzt. Eine Ummagnetisierung des Teilchens kann also nur durch eine koherente Rotation vonstatten gehen. Allgemeinere Probleme mit inhomogener Magnetisierung werden in den Unterkapiteln 1.4.3 und 1.4.4 besprochen.

Stoner und Wohlfarth [93] waren die Ersten, die eine numerische Lösung für $\underline{\mathbf{M}}(\underline{\mathbf{H}})$ berechneten. Sie nahmen zur weiteren Vereinfachung an, dass die Form des Teilchens durch einen prolates Sphäroiden beschrieben werden kann. Ein prolates Sphäroid ist ein spezielles Ellipsoid, für dessen Hauptachsen a, b, c die Ungleichung $a > b = c$ erfüllt ist. Die Abbildung 1.6 zeigt zwei mögliche Magnetisierungszustände eines solchen Teilchens. Offenkundig hängen die Verteilung der Oberflächenladungen, das Streufeld $\underline{\mathbf{H}}_S$ und damit seine Energiedichte ϵ_S vom Winkel ψ zwischen Magnetisierung und polarer Achse a ab. Wie in Abschnitt 1.2 erklärt wurde, kann die Streufeldenergie auch mithilfe des entmagnetisierenden Feldes $\underline{\mathbf{H}}_D$ berechnet werden. Weil es in einem Ellipsoid homogen und die zugehörige Energiedichte ϵ_D konstant sind, ist die Energie E_D mit Hilfe der *Entmagnetisierungsfaktoren* N_a und N_b für jeden Winkel ψ durch folgende einfache Gleichung gegeben:

$$E_D = \frac{\mu_0}{2} M^2 V (N_a \cos^2 \psi + N_b \sin^2 \psi) \quad (1.25)$$

Dabei sind N_a und N_b durch das Verhältnis der Achsen $\frac{a}{b}$ bestimmt [58]. V ist das Teilchenvolumen.

Da für einen prolates Sphäroid $N_a < N_b$ gültig ist, ist E_D minimal, wenn

die Magnetisierung parallel oder antiparallel zur polaren Achse liegt (Abb. 1.6(a)). Analog zur Kristallanisotropie spricht man deshalb auch hier von einer leichten Richtung. Mit der Magnetisierung senkrecht zu a wird E_D maximal (Abb. 1.6(b)). Die durch die äquatorialen Achsen b und c aufgespannte Ebene ist also eine schwere Ebene, denn die Differenz in E_D muss aufgebracht werden, um die Magnetisierung aus der leichten Richtung in diese Ebene zu bringen. Das dazu benötigte externe Magnetfeld definiert das *Anisotropiefeld* H_K . Leichte und schwere Richtungen sind hier durch die Form des Teilchens ausgezeichnet. Diese Erscheinung wird daher auch uniaxiale *Formanisotropie* genannt.

Befindet sich das Teilchen nun in einem externen Magnetfeld \underline{H}_{ex} , so trägt auch die Zeemanenergie E_Z zur magnetischen Gesamtenergie E bei. Dabei müssen Magnetfeldrichtung und polare Achse nicht zusammenfallen. Mit den Bezeichnungen aus dem Bild 1.6(c) ergibt sich:

$$E = E_D + E_Z = \frac{\mu_0}{2} M^2 V (N_a \cos^2(\varphi - \theta) + N_b \sin^2(\varphi - \theta)) - \mu_0 M H_{ex} \cos \varphi \quad (1.26)$$

Unter Verwendung der Additionstheoreme für die trigonometrischen Funktionen lässt sich die obige Gleichung überführen in:

$$E = \frac{1}{4} (N_b + N_a) M^2 V - \frac{1}{4} (N_b - N_a) M^2 V \cos 2(\varphi - \theta) - \mu_0 M H_{ex} \cos \varphi \quad (1.27)$$

Der erste Term ist konstant und kann deshalb weggelassen werden. Mit den weit verbreiteten, *reduzierten* Größen erhält man folgende kompakte Form für die reduzierte Energie η [93]:

$$\eta = \frac{E}{\mu_0 (N_b - N_a) M^2} = -\frac{1}{4} \cos 2(\varphi - \theta) - h \cos \varphi \quad (1.28)$$

$$\text{mit } h = \frac{H_{ex}}{(N_b - N_a) M}$$

Für beliebig gewählte, aber dann feste Werte von θ und h stellt sich der Winkel φ zwischen Magnetisierung und externem Feld so ein, dass dadurch η minimiert wird. Dies führt zu den Bedingungen:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \varphi} = \frac{1}{2} \sin 2(\varphi - \theta) + h \sin \varphi = 0 \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \varphi^2} = \cos 2(\varphi - \theta) + h \cos \varphi \geq 0 \quad (1.30)$$

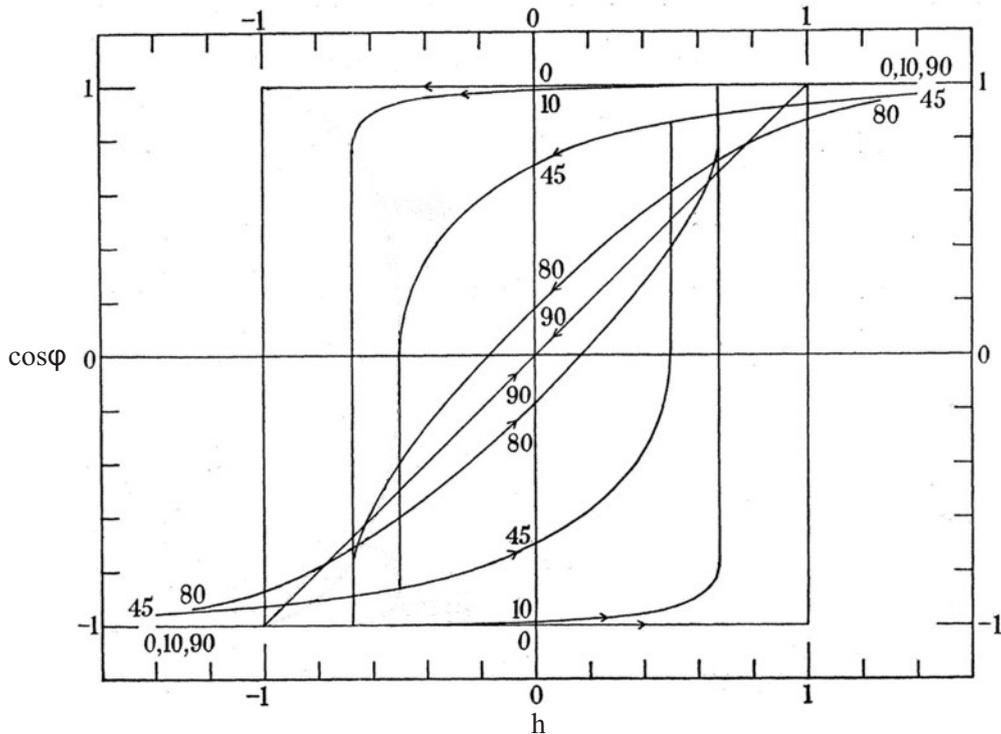


Abbildung 1.7: Magnetisierungskurven $\cos \varphi(h)$ eines prolates Spärroids für $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 45^\circ, 80^\circ$ und 90° nach [93]. Die Pfeile deuten in die Durchlaufrichtung. Näheres siehe Text.

Stoner und Wohlfarth nutzten die Gleichung 1.29 zur Berechnung von $h(\varphi)$ und durch inverse Interpolation konnten sie auch $\varphi(h)$ bzw. die Projektion der Magnetisierung auf das externe Feld $\cos \varphi(h) = \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} / Mh$ bestimmen. Die Ergebnisse sind für verschiedene θ in der Darstellung 1.7 zusammengefasst. Für den Fall $\theta = 0^\circ$ resultiert eine rechteckige Hysterese. Die Magnetisierung ist für alle h kollinear zur polaren Achse und die Remanenz ist maximal ($\cos \varphi(h = 0) = 1$). Die Magnetisierungskonfiguration wird immer erst dann instabil und wechselt ihre Orientierung, wenn einerseits Magnetfeld und Magnetisierung antiparallel sind und ferner $h = \pm 1$ ist. Letzteres ist äquivalent zu $H_{ex} = \pm H_K$.

Gänzlich anders erscheint das Ummagnetisierungsverhalten des Sphärroids für $\theta = 90^\circ$. Bei ausgeschaltetem Magnetfeld liegt die Magnetisierung aufgrund der Formanisotropie in der leichten Richtung. Wird H_{ex} angeschaltet, so wirkt wegen der Zeemanwechselwirkung ein Drehmoment und die Magnetisierung dreht reversibel in Feldrichtung und ändert sich kontinuierlich mit h . Wie-

derum mit $h = \pm 1$ sind $\underline{\mathbf{M}}$ und $\underline{\mathbf{H}}_{ex}$ parallel. Aufgrund der Reversibilität des Drehprozesses ist keine Remanenz vorhanden.

Während die $\cos \varphi(h)$ -Kurven für die Winkel $\theta = 0^\circ$ und 90° idealtypisch sind für Magnetisierungskurven mit externem Magnetfeld parallel und senkrecht zu einer uniaxialen Anisotropie, stellen die übrigen Beispiele Übergangsformen zwischen diesen beiden Extrema dar. Sie seien stellvertretend am Beispiel mit $\theta = 45^\circ$ beschrieben. Fast im gesamten Feldbereich wird die Magnetisierung auch hier reversibel rotiert. Allerdings zeigt $\cos \varphi(h)$ eine Diskontinuität beim Erreichen eines kritischen Feldes $h_{crit} = \pm 0.5$. Die Funktion $\cos \varphi(h)$ macht einen Sprung und wechselt das Vorzeichen. Daher identifiziert man h_{crit} auch mit dem *Schaltfeld* h_S .

Das Schaltfeld ist offensichtlich vom Winkel θ abhängig. Wegen der Instabilität sind für h_S sowohl Gleichung 1.29 als auch 1.30 identisch erfüllt, d. h.:

$$\frac{\partial \eta(\varphi, \theta, h_S)}{\partial \varphi} = \frac{\partial^2 \eta(\varphi, \theta, h_S)}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (1.31)$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems ergibt die viel zitierte *Stoner-Wohlfarth-Asteriode* [93]:

$$h_S = -\frac{(1 - t^2 + t^4)^{\frac{1}{2}}}{1 + t^2}, \quad \text{wobei } t = \tan^{\frac{1}{3}} \theta. \quad (1.32)$$

Sie ist in der Grafik 1.8 dargestellt. Die externen Magnetfelder, die für ein gegebenes θ zur Ummagnetisierung des Teilchens genügen, sind außerhalb der geschlossenen Kurve für $h_S(\theta)$ gelegen. Mit Gleichung 1.32 können auch die Komponenten des Schaltfeldes bezüglich eines durch die Sphäroidachsen a und b aufgespannten Koordinatensystems miteinander in Beziehung gesetzt werden. Nach Transformation in nicht reduzierte Größen findet man:

$$H_{S_a}^{\frac{2}{3}} + H_{S_b}^{\frac{2}{3}} = [(N_b - N_a)M]^{\frac{2}{3}} \quad (1.33)$$

Schon Stoner und Wohlfarth erkannten, dass durch eine Ergänzung der Gleichung 1.26 mit weiteren Termen auch Probleme mit uniaxialer Kristall- oder Verspannunganisotropie behandelt werden können [93]. In der Folge ist ihr Modell zudem für kubische und andere multiaxiale Anisotropien erfolgreich erweitert worden [95, 96]. Dennoch ist die Anwendbarkeit des Modells durch die Annahme einer allzeit homogenen Magnetisierung begrenzt. Insbesondere für Magnetfelder in der Nähe des kritischen Feldes sind in Abhängigkeit von der Strukturgröße inhomogene Magnetisierungskonfigurationen zu erwarten [52, 97]. In Abschnitt 1.4.4 wird gezeigt, wie diese Problematik mittels *mikromagnetischer* Simulationen beherrscht werden kann. Ferner wird eine Abschätzung für den kritischen Radius eines sphärischen Partikels gegeben,

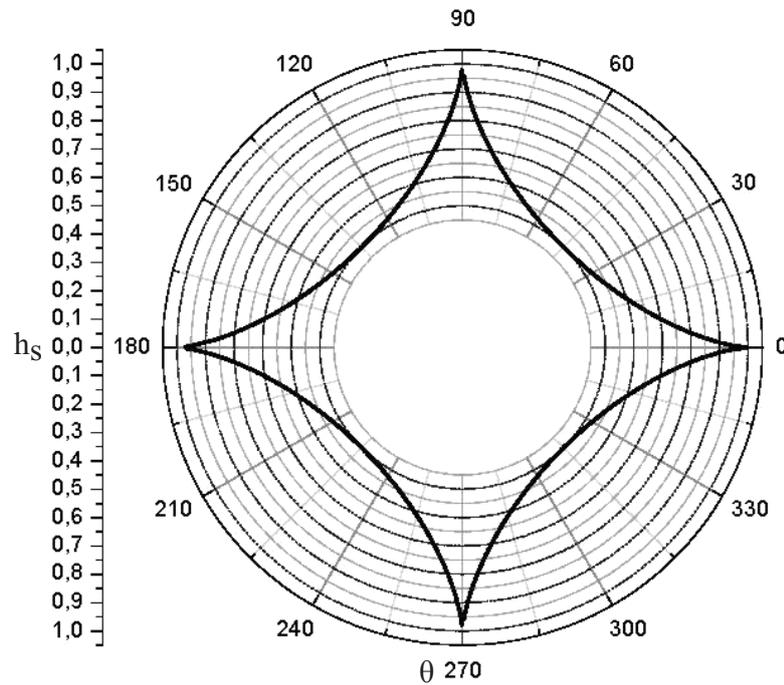


Abbildung 1.8: Stoner-Wohlfarth-Asteroide für einen prolaten Sphäroid. Die durchgezogene Kurve zeigt den Zusammenhang zwischen dem Schaltfeld h_S und dem von externem Magnetfeld und polarer Achse eingeschlossenen Winkel θ (s. Abb. 1.6), aus [94].

unterhalb dessen ein Eindomänenteilchen angenommen werden darf (Abs. 1.4.3).

Nichtsdestoweniger ist der Vergleich der Stoner-Wohlfarth-Asteroide mit den in dieser Arbeit experimentell gefundenen Asteroiden ein probates Mittel [94], um Aufschluss über das magnetische Schaltverhalten und magnetische Kopplungsphänomene in sub- μm Tunnelementen zu erhalten. Eine Abweichung im Schaltverhalten der programmierbaren Elektrode ist, u.a. aufgrund der Anwesenheit der hartmagnetischen Referenzelektrode zu erwarten (vgl. Abs. 1.3.1 und 1.4.2).

1.4.2 Streufeldkopplung

Im vorherigen Kapitel wurde am Beispiel eines Sphäroids demonstriert, dass das am Rand entstehende Streufeld in bedeutender Weise Einfluss auf das Schaltverhalten nimmt. Hier wird nun gezeigt, dass \underline{H}_S in Strukturen mit mehreren magnetischen Schichten außerdem zu einer weiteren Kopplung zwi-

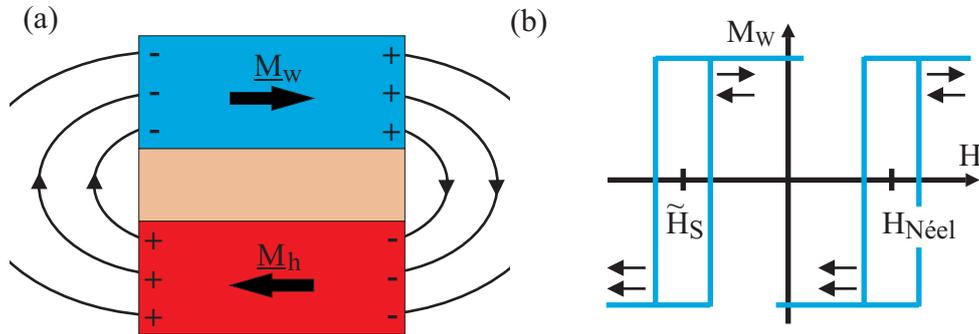


Abbildung 1.9: Schema der Streufeldkopplung: (a) Der Fluss des durch Oberflächenladungen (+/-) generierten Streufeldes wird bei antiparalleler Elektrodenmagnetisierung geschlossen. (b) Néel- und Streufeldkopplung sind in ihrer Wirkung auf die Hysterese der programmierbaren Elektrode entgegengesetzt.

schen ihnen führt. Zieht man nämlich die durch die Skalierung der TMR-Elemente erzeugten Ränder in Betracht, so ergibt sich die in der Darstellung 1.9(a) illustrierte Situation. Oberflächenladungen an den lateralen Grenzen der Elemente erzeugen gemäß der Gleichung 1.14 ein Streufeld, dessen Fluss bei antiparalleler Magnetisierung in den Elektroden geschlossen wird. Die Streufeldenergie wird so verkleinert. Ist nun wie in den hier besprochenen Elementen eine der Elektroden durch Exchange Bias in einem großen Feldbereich magnetisch stabil, so äußert sich die energetische Begünstigung der antiparallelen Magnetisierungskonfiguration in der Hysterese der weichmagnetischen Elektrode durch eine effektive Verschiebung $\tilde{\mathbf{H}}_S$, und zwar entgegengesetzt zu $\mathbf{H}_{Néel}$ (s. Abb. 1.9(b)). Die antiferromagnetische Streufeldkopplung ist damit Gegenspieler zur Néelkopplung. Welche Kopplungsform das Schaltverhalten der programmierbaren Elektrode dominiert, hängt nach den Gleichungen 1.19 und 1.14 von der Rauigkeit des Schichtsystems, der lateralen Ausdehnung und der Gestalt der Elemente ab (s. auch [98, 99, 100, 101]). Die Nettokopplung macht sich in der Asteroide durch eine Verlagerung des Asteroideanzentrums bemerkbar.

Aus technologischer Sicht ist eine Kompensation beider Kopplungsformen erstrebenswert, da dann zwei remanente Zustände in einer TMR-Speicherzelle möglich sind (vgl. Kap. 4). Zur exakten Berechnung von $\tilde{\mathbf{H}}_S$ in realen Strukturen sind mikromagnetische Rechnungen nötig. Das liegt u.a. an der komplexen Randstruktur und daran, dass das von der Referenzelektrode erzeugte Feld $\mathbf{H}_S(\mathbf{r})$ im Bereich der programmierbaren Elektrode nicht homogen ist [94]. Für spezielle Geometrien kann man aber eine Abschätzung machen. Ku-

bota *et al.* finden für rechteckige TMR-Strukturen, die entlang der Länge L homogen magnetisiert sind und die Breite B besitzen [98]:

$$\tilde{H}_S = \frac{2M_S t B}{\pi (L^2 + 4x^2) \sqrt{1 + \frac{B^2 + 4x^2}{L^2}}} \quad (1.34)$$

Hierbei sind M_S die Sättigungsmagnetisierung und t die Dicke der Referenzelektrode. x benennt den Abstand der Elektrodenzentren (Barrierendicke plus jeweils halbe Elektrodendicke). Für den Fall $L \approx B$ und $x \ll L^*$ vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\tilde{H}_S = \frac{\sqrt{2}M_S t}{L} \propto \frac{1}{L} \quad (1.35)$$

Die Versetzung der Hysterese rechteckiger Strukturen wird demnach mit kleiner werdender Elementausdehnung stark ansteigen. Dies wurde im Experiment bereits bestätigt [102] und bietet eine Möglichkeit, Néel- und Streufeldkopplung durch geeignete Dimensionierung der Elemente in Ausgleich zu bringen, zumal \tilde{H}_S auch über die Dicke t manipuliert werden kann.

Die Gleichungen 1.34 und 1.35 sind allerdings nur dann gute Näherungen, falls die Magnetisierung in den Elektroden als homogen angesehen werden kann. Tatsächlich ist diese Voraussetzung in realen TMR-Elementen häufig nicht erfüllt [103, 104]. Die mit dem Streufeld verknüpfte Energie E_S wird nämlich verringert, wenn ausgedehnte Oberflächen mit gleichnamigen Ladungen vermieden werden. In magnetischen Strukturen gibt es daher eine Tendenz zur Ausbildung *magnetischer Domänen*, mithin zur Ausprägung inhomogen magnetisierter Bereiche. Obgleich die Austauschwechselwirkung in einem Ferromagneten dieser Tendenz entgegenwirkt, muss eine korrekte Beschreibung magnetischer Phänomene diesen Effekt beinhalten. Dies ist Thema des anschließenden Kapitels.

1.4.3 Magnetische Domänen

Magnetische Domänen in ferromagnetischen Materialien wurden zuerst von P. Weiss im Jahr 1907 postuliert [105], weshalb sie auch den Namen *Weiss'sche Bezirke* haben. In ihnen ist die Magnetisierung zwar homogen und liegt eine Kristallanisotropie vor, so richtet sich die Magnetisierung bevorzugt entlang einer der leichten Richtungen aus. Von Bezirk zu Bezirk kann die Magnetisierung aber verschieden sein. Die Bereiche zwischen den Domänen, in denen die Magnetisierung von einer Richtung in die der benachbarten Domäne

*Letztere Bedingung bedeutet, dass die Barrierendicke gegenüber den lateralen Elektrodendimensionen zu vernachlässigen ist, was in TMR-Elementen immer gegeben ist.

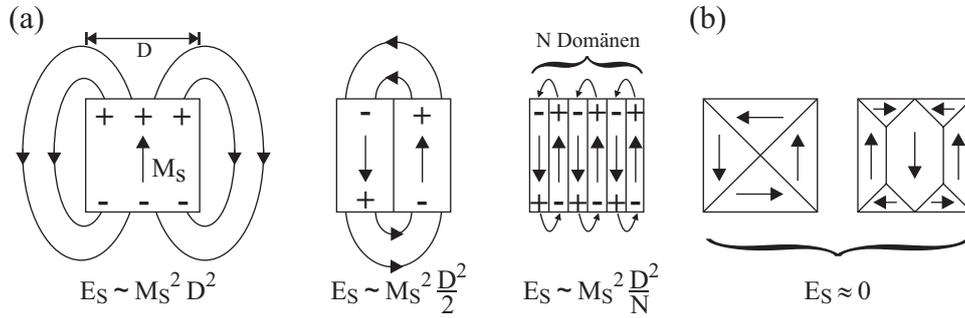


Abbildung 1.10: (a,b) Schematischer Feldverlauf und Streufeldenergie für verschiedene Domänenkonfigurationen in einem kubischen Magneten.

übergeht, heißen *Domänenwände*. Innerhalb der Domänenwände ist die Magnetisierung folglich inhomogen, was mit einer Erhöhung der Austausch- und der Kristallanisotropieenergie einher geht [106]. Wegen dieser Erhöhung, die unter dem Begriff der *Wandenergie* subsummiert wird, ist die Domänenwandbreite klein gegenüber der Ausdehnung der Domänen selbst. Man kann daher den Magnetisierungszustand eines in Domänen zerfallenen Teilchens schematisch wie in der Abbildung 1.10 zeichnen. In der Darstellung 1.10(a) ist schematisch gezeigt, wie sich das Streufeld des Teilchens mit steigender Zahl N antiparalleler Domänen verändert und die Streufeldenergie sinkt. Für einen Quader mit der Breite D und Tiefe C fand Kittel [107]:

$$E_S \approx 1.7 M_S^2 C \frac{D^2}{N} \quad (1.36)$$

Da aber mit jeder neuen Wand die in den Wänden enthaltene Energie ansteigt, ist N für energetisch günstige und damit wahrscheinliche Konfigurationen begrenzt.

Im Fall schwacher oder kubischer Kristallanisotropie wird häufig die Ausprägung von Randdomänen beobachtet [108, 109, 110]. In der Ansicht 1.10(b) sieht man zwei Beispiele für rechteckige Strukturen. Solche magnetischen Zustände, bei denen der Fluss innerhalb des Partikels geschlossen bleibt, werden nach ihren Entdeckern [111] *Landau-Lifshitz-Konfigurationen* genannt.

Es gibt verschiedene Klassen von Domänenwänden wie *Bloch-*, *Néel-* oder *Stacheldrahtwände* [61, 52, 112], die nach der Art des Magnetisierungsübergangs und nach dem Winkel zwischen den Domänen eingeteilt werden. In dünnen Filmen sind Néelwände energetisch am günstigsten, weil sich bei diesen die Magnetisierung im Unterschied zu den anderen Wänden ausschließlich in der Schichtebene dreht und Streufelder vermieden werden [113]. Für die

Wandenergiedichte σ einer 180° -Néelwand kann bei Anwesenheit einer uniaxialen Anisotropie aber unter Vernachlässigung magnetoelastischer Effekte folgender Zusammenhang mit der Wandbreite δ abgeleitet werden [58]:

$$\sigma = A \frac{\pi^2}{\delta} + K_u \frac{\delta}{2} + \frac{2\mu_0 M_S^2}{\pi} \delta \arctan\left(\frac{t}{\delta}\right) \quad (1.37)$$

t bezeichnet wiederum die Filmdicke und K_u ist die uniaxiale Anisotropiekonstante erster Ordnung des betreffenden Materials (s. Abs. 1.2). Der erste Term beschreibt den Anteil der Austauschwechselwirkung, der zweite den der Anisotropie und der letzte den des entmagnetisierenden Feldes aufgrund magnetisch geladener Flächen im Bereich der Domänenwand. Minimiert man die Energiedichte nach Gleichung 1.37 als Funktion der Wandbreite, so ergibt sich für den in dieser Arbeit vorliegenden Fall $t \ll \delta$

$$\delta \approx \pi \left(\frac{2A}{K_u}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad \sigma \approx \pi t M_S^2 \quad (1.38)$$

Die programmierbaren Elektroden in den TMR-Elementen werden u.a. mit einer NiFe-Legierung realisiert. Mit den Werten für dieses Material ($A = 1.3 \cdot 10^{-11} \frac{J}{m}$ und $K_u = 270 \frac{J}{m^3}$ [97]) ist $\delta_{NiFe} \approx 975nm$. Die Annahme liegt nahe, dass ein Partikel dann eindomänig ist, wenn seine maximale laterale Ausdehnung unterhalb der Wandbreite bleibt. Ein eindomäniger Zustand in den kleinsten hier besprochenen Strukturen wäre demnach durchaus zu erwarten. Es sei an dieser Stelle auch bemerkt, dass Eindomänigkeit für technische Anwendungen wie Logikgatter unbedingt erforderlich ist, da nur dann die volle TMR-Amplitude erzielt werden kann. Ferner zeigen mehrdomänige Elemente kein reproduzierbares Schaltverhalten [104, 114] und Domänenwände in den Elektroden können zur Entmagnetisierung der Referenzelektrode führen, wie es von L. Thomas *et al.* [115] nach wiederholtem Schalten der programmierbaren Elektrode beobachtet wurde.

Allerdings liefert Gleichung 1.38 nur eine grobe Abschätzung für die kritische laterale Ausdehnung δ^{krit} eines Partikels, unterhalb derer Eindomänigkeit vorliegt. Diffizilere Betrachtungen vergleichen die Wandenergie mit dem Gewinn, der aus der Verminderung der Streufeldenergie durch Domänenbildung herrührt. Die so gefundenen Werte sind von der Teilchenform abhängig und erheblich geringer, z.B. finden Stoner *et al.* $\delta_{Ni}^{krit} \approx 250nm$ und $\delta_{Fe}^{krit} \approx 61nm$ für prolate Sphäroiden [93], während W. Brown den kritischen Durchmesser sphärischer Partikel zu $\delta_{Ni}^{krit} \approx 76nm$ und $\delta_{Fe}^{krit} \approx 33nm$ bestimmt [116].

Dennoch sind auch diese Ergebnisse nicht ohne Vorbehalt zu betrachten, da sie die falsche Vorstellung eines abrupten Übergangs zwischen Ein- und

Mehrdomanigkeit beinhalten. Mikromagnetische Simulationen [117, 118] zeigen, dass es vielmehr einen stetigen Wandel mit Übergangsformen und *quasi-eindomänigen* Konfigurationen gibt. In diesen Größenbereich fallen auch die kleineren hier präsentierten TMR-Strukturen, wie anhand des Schaltverhaltens weiter unten demonstriert werden wird.

1.4.4 Mikromagnetismus

Wie bereits dargelegt, kann das magnetische Verhalten von TMR-Strukturen je nach lateraler Ausdehnung erheblich von dem eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens abweichen. Es ist zweckdienlich, die Theorie des *Mikromagnetismus* zu bemuhlen, um eine Erklärung für diese Diskrepanz zu erhalten, obschon die Grundlage aller magnetischen Phänomene gemäß dem Bohr-van-Leeuwen-Theorem [50, 119, 120] die Quantenphysik ist. Sie kann aber aufgrund der immensen Zahl beteiligter Atome und der daraus erwachsenden Komplexität zur Beschreibung des Magnetismus in räumlich ausgedehnten Körpern i.allg. nicht herangezogen werden. Hier erwächst die zentrale Aufgabe des Mikromagnetismus, eine Verbindung zwischen der quantenphysikalischen Grundlage und den magnetischen Erscheinungen im Mikrometergroenbereich herzustellen.

Nach W. Brown ist der Mikromagnetismus die „Kontinuumstheorie magnetisch geordneter Materialien“ [121]. Damit ist gemeint, dass man einen magnetischen Körper zwecks Modellierung zunächst in Zellen unterteilt und anschließend die in diesen Zellen vorkommenden magnetischen Momente zu jeweils einem mittleren Momentvektor zusammenfasst. Die Zellgröße muss dabei groß genug gewählt werden, damit die zugehörigen Drehimpulsquantenzahlen durch die Summation über ein Zellvolumen ebenfalls groß werden. Bei Richtungsänderungen der Momentvektoren kommt dann eine Quantelung nicht mehr zum Tragen. Das resultierende Vektorfeld dieser mittleren Momentvektoren kann also klassisch behandelt werden. Dividiert man durch das Zellvolumen, erhält man das Vektorfeld der Magnetisierungsrichtungen. Die grundlegende mikromagnetische Gleichung haben Landau und Lifshitz [111] und auch Döring [51] von einem Variationsprinzip aus der Thermodynamik abgeleitet. Eine Variante dieser Gleichung mit Dämpfungsterm ist die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Differentialgleichung* (LLG-DGL) [111], die die zeitliche Änderung der Magnetisierung formuliert:

$$\frac{d}{dt} \underline{\mathbf{M}} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha_G^2} \underline{\mathbf{M}} \times \underline{\mathbf{H}}_{eff} + \frac{\gamma \alpha_G}{M_S (1 + \alpha_G^2)} \underline{\mathbf{M}} \times (\underline{\mathbf{M}} \times \underline{\mathbf{H}}_{eff}) \quad (1.39)$$

Hierbei sind γ das *gyromagnetische Verhältnis* und α_G der empirisch zu bestimmende *Gilbert-Dämpfungsfaktor*. Das effektive Feld $\underline{\mathbf{H}}_{eff}$ folgt aus dem

Gradienten der freien Energie (s. Abs. 1.2) nach den Komponenten der Magnetisierung:

$$\underline{\mathbf{H}}_{eff} = \nabla_{\underline{\mathbf{M}}} E_F \quad (1.40)$$

Für $\alpha_G = 0$ ist die Lösung der LLG-DGL eine simple Präzessionsbewegung um die Richtung des effektiven Feldes. Während dieser Präzession ändert sich der Winkel zwischen $\underline{\mathbf{M}}$ und $\underline{\mathbf{H}}_{eff}$ nicht. Für $\alpha_G \neq 0$ wird auch der Dämpfungsterm (der zweite Term in 1.39) wirksam, der eine zum Beispiel durch Spinwellenstreuung oder Gitterrelaxation hervorgerufene Energiedissipation beschreibt [54]. Die dynamische Lösung kann dann gegen eine statische konvergieren. Obgleich die LLG-DGL i.allg. nicht analytisch lösbar ist*, stellt sie dennoch ein effektives Instrument zur näherungsweise Bestimmung der Lösung $\underline{\mathbf{M}}_L$ mit minimaler freier Energie. Bei einem gegebenen Problem startet man mit einer beliebigen Magnetisierung $\underline{\mathbf{M}}$. Diese kann z.B. statistisch verteilt oder auch homogen sein. Dann berechnet man die rechte Seite der Gleichung 1.39 numerisch und bekommt so eine Abschätzung für die Änderung der Magnetisierung mit der Zeit. Durch lineare Approximation kann dann die neue Magnetisierungskonfiguration zu einem späteren Zeitpunkt berechnet werden:

$$\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t + \Delta t) = \underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t) + \frac{d}{dt} \underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t) \Delta t \quad (1.41)$$

Mit $\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t + \Delta t)$ wird erneut die Änderung $\frac{d}{dt} \underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t + \Delta t)$ ermittelt usw.. Wegen des Dämpfungsterms konvergiert $\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t)$ für große t gegen die statische Lösung $\underline{\mathbf{M}}_L$ mit verschwindendem Drehmoment. Um mit diesem Verfahren physikalisch sinnvolle Näherungen für die Magnetisierung mit minimaler Energie zu erhalten, sind verschiedene Kontrollmechanismen entwickelt worden [122]. Insbesondere wird ein Rechenschritt von $\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t)$ zu $\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t + \Delta t)$ nur dann ausgeführt, wenn

$$E_F(\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t + \Delta t)) < E_F(\underline{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t)) \quad (1.42)$$

gilt. Andernfalls wird die Berechnung mit $\Delta t' < \Delta t$ wiederholt.

Mit dieser Methode konnte u.a. bereits gezeigt werden, dass sich die Magnetisierung in realen TMR-Strukturen im Submikrometerbereich häufig entlang des Randes ausrichtet und der Idealzustand homogener Magnetisierung zumindest in Remanenz nie zur Gänze eingenommen wird [94]. Ein weiteres Ergebnis ist, dass die nanostrukturellen Details des Randes wie einige Nanometer tiefe Einkerbungen durch *Pinning* von Domänenwänden signifikanten Einfluss auf das Schaltverhalten von TMR-Elementen haben [97]. In

*Denn mit E_F aus Gleichung 1.16 wird sie zu einer nicht-linearen, nicht-lokalen, gekoppelten, partiellen Differentialgleichung 2.Ordnung.

der vorliegenden Arbeit werden mikromagnetische Simulationen angestrengt, um spezielle Merkmale der experimentell gefundenen Asteroiden zu erklären (s. Abs 4.2.2), die mit dem Stoner-Wohlfarth-Modell nicht fassbar sind. Dabei wurde wie in den beiden zuletzt referenzierten Arbeiten auf das Simulationsprogramm *Object Oriented Micromagnetic Framework* zurückgegriffen. Es ist von Mitarbeitern des *National Institute of Standards and Technology* entwickelt worden und frei erhältlich [123]. Es hat den Vorzug, dass Bitmap-Dateien als Maske für das magnetische Teilchen eingelesen werden können. Dies macht die Simulation von experimentell charakterisierten Strukturen möglich, die z.B. mit einem Kraftmikroskop oder einem Rasterelektronenmikroskop (*engl. scanning electron microscope, SEM*) lateral vermessen wurden.

1.5 Spinlogik

Die in den vorangehenden Abschnitten erläuterten, physikalischen Phänomene werden in dieser Arbeit zur Realisation einer speziellen magnetischen Logikschaltung genutzt, der *Spinlogik*. Aufgrund der sehr ähnlichen Architektur gilt die Spinlogik als das Logik-Pendant zum magnetischen Schreib-/Lesespeicher (*engl. magnetic random access memory, MRAM* [124]), der bereits in Musterstückzahlen als 4-MBit-Chip von *Freescale* vertrieben wird. In beiden Bauteilen sind magnetische Tunnелеlemente von zentraler Bedeutung und der diskrete Charakter der Tunnelwiderstände ist wesentlich für ihre Funktion. Das Konzept der Spinlogik wurde 1997 von Hassoun *et al.* [11] eingeführt.

Die Spinlogik hat gegenüber Schaltungen in CMOS-Technik*, einige signifikante Vorzüge, die auch anderen magnetischen Logikkonzepten wie der *Magnetic Bubble Logic* [13], der *Domain Tip Propagation Logic* [12] oder dem von Cowburn und Welland [14, 15] demonstrierten *Magnetic Quantum Cellular Automaten* zugesprochen werden. Zu den wichtigsten Aspekten gehören die Nichtflüchtigkeit gespeicherter Information und informationserhaltendes Auslesen [125]. Beides zusammen kann zu einer Senkung des Stromverbrauchs einer Schaltung führen. Dies ist von Bedeutung für die technische Anwendung, da schon bei heutigen Hochleistungschips eine Erwärmung infolge ohmscher Verluste ein limitierender Faktor für die erreichbare Integrationsdichte ist [126]. Ferner sei erwähnt, dass magnetische Logikschaltungen aufgrund ihrer Robustheit gegenüber Strahlungsschäden [15] besser für den Einsatz beispielsweise in der Raumfahrt geeignet sind. Experimente mit gepulsten Mag-

*CMOS: *engl. complementary metal oxide semiconductor*. In der CMOS-Technik werden Halbleiterkreise sowohl mit N-Kanal- als auch mit P-Kanal-Feldeffekttransistoren aufgebaut. Sie ist in der aktuellen Prozessorfertigung die mit Abstand verbreitetste Technik.

netfeldern zeigen, dass auch bezüglich der Operationsgeschwindigkeit keine Verschlechterung gegenüber CMOS-Kreisen zu erwarten ist. So gelang Gerrits *et al.* [127] eine Ummagnetisierung magnetischer Partikel, was integriert in eine magnetische Logik dem Programmierungsschritt gleichkäme, innerhalb von nur 200ps.

Schlagendes Argument für die Spinlogik ist aber die oben erwähnte Kompatibilität zum MRAM. In der Tat können beide Baugruppen so gefertigt werden, dass sie in ihrer Struktur identisch sind. Das vereinfacht nicht nur den Herstellungsprozess komplexer Bauteile, sondern eröffnet den Weg zu einer neuartigen Betriebsart von Rechnern, dem *Reconfigurable Computing* [17, 128]. Je nach den Erfordernissen eines Computerprogramms könnten bestimmte Teile eines Chips als Speicher oder als Logik fungieren, was anders als bei derzeitigen Rechnern immer eine optimale Konfiguration des rechnenden Systems ermöglichen würde [129]. So ist bereits gezeigt worden, dass Reconfigurable Computing zu einer entscheidenden Beschleunigung verschiedenster Anwendungen wie der Datenverschlüsselung [130], der automatischen Zielerkennung [131] und der Datenkomprimierung [132] führt.

Die bereits realisierten, rekonfigurierbaren Prozessoren können die Vorteile des Reconfigurable Computings bislang nicht voll ausschöpfen, da sie nicht während des normalen Betriebs rekonfigurierbar sind. Zu diesen Prozessoren gehören FPGAs (*engl. field programmable gate arrays*), die aus einer Matrix logischer Module aufgebaut sind [18]. Diese Module, welche selbst nicht rekonfigurierbar sind, können aus Logikschaltungen in CMOS-Technik oder auch aus Look-Up-Tables* bestehen. Die Rekonfigurierbarkeit der FPGAs wird erst durch eine programmierbare *Verdrahtung* der Module erreicht.

Ein weiterer Vorteil ist nun die im Konzept der Spinlogik enthaltene Programmierbarkeit (s. Abschnitt 1.5.3), d. h. dieselbe Schaltung kann verschiedene logische Verknüpfungen darstellen. Dies führt zu einer weiteren Flexibilisierung spinlogischer Bausteine, die, eingesetzt als logische Module, beispielsweise *on the fly* rekonfigurierbare FPGAs möglich machen [133, 101].

1.5.1 Logische Funktionen

Der Aufbau komplexer, digitaler Anlagen beruht auf dem einfachen Konzept der wiederholten Anwendung *logischer Grundfunktionen* (s.u.) [134]. Wie nun bei einer gegebenen Aufgabenstellung jene Grundfunktionen zu verknüpfen sind, folgt aus der *Booleschen Algebra*, die von dem englischen Mathematiker

*In der Informatik ist eine Look-Up-Table eine Datenstruktur, meist ein Array, das komplizierte Laufzeitberechnungen durch einen einfachen Zugriff auf die Datenstruktur ersetzt. Dies führt zu einem signifikanten Geschwindigkeitsgewinn, sofern die benötigten Speicherzugriffe schneller sind als die normale Berechnung.

(a)

Eingangsvariablen		$y = x_1 \text{ OR } x_2$	$y = x_1 \text{ AND } x_2$	$y = x_1 \text{ NOR } x_2$	$y = x_1 \text{ NAND } x_2$	$y = x_1 \text{ EXOR } x_2$	$y = \text{NOT } x_1$
x_1	x_2						
0	0	0	0	1	1	0	1
0	1	1	0	0	1	1	1
1	0	1	0	0	1	1	0
1	1	1	1	0	0	0	0
		$x_1, x_2 \rightarrow \boxed{\geq 1} \rightarrow y$	$x_1, x_2 \rightarrow \boxed{\&} \rightarrow y$	$x_1, x_2 \rightarrow \boxed{\geq 1} \rightarrow y$	$x_1, x_2 \rightarrow \boxed{\&} \rightarrow y$	$x_1, x_2 \rightarrow \boxed{=1} \rightarrow y$	$x_1 \rightarrow \boxed{1} \rightarrow y$

(b)

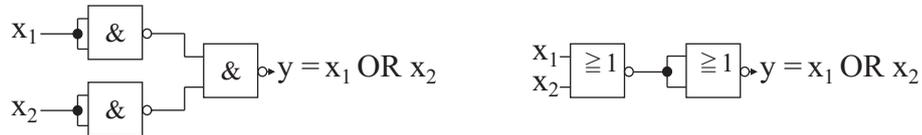


Abbildung 1.11: (a) Logische Grundfunktionen mit Wahrheitstafeln und Schaltsymbolen nach Din 40900. (b) OR-Gatter in NAND- und NOR-Technik; jeweils 2 Gatterstufen sind zur Darstellung der OR-Funktion erforderlich.

G. Boole im Jahre 1854 begründet wurde [135]. Ihre Anwendung auf logische Schaltkreise wird *Schaltalgebra* genannt und wurde vom Informationstheoretiker C. Shannon etabliert [136].

Im Unterschied zur gewöhnlichen Zahlenalgebra sind die *logischen Variablen* der Schaltalgebra binär. Sie können also nur zwei diskrete Werte annehmen, die i.allg. mit *logisch Null* („0“) und *logisch Eins* („1“) bezeichnet werden. Weiter ist eine *logische Funktion* F definiert als eine Vorschrift $F(x_1, \dots, x_n) = y$, die n Variablen eine neue logische Variable y zuordnet. Da es für eine endliche Anzahl n unabhängiger, binärer Variablen nur 2^n verschiedene Wertekombinationen gibt, ist F immer in tabellarischer Form durch ihre *Wahrheitstafel* definierbar. Auch die Zahl z unterschiedlicher Funktionen ist begrenzt. Es gilt [137]:

$$z = 2^x \quad , \quad \text{mit} \quad x = 2^n \quad (1.43)$$

Für $n = 2$ gibt es demnach 16 Funktionen. Die korrespondierenden elektronischen Schaltungen werden auch *Gatter* genannt und man spricht anstelle von Variablen von Eingangs- und Ausgangssignalen oder logischem Input und

Output. Allerdings werden in der Praxis nur einige von ihnen, die Grundfunktionen, genutzt. Ihre Wahrheitstafeln sind zusammen mit den Schaltsymbolen nach DIN 40900 in der Abbildung 1.11(a) aufgelistet.

Mit Hilfe der Axiome der Schaltalgebra kann man zeigen, dass jede beliebige Funktion allein durch NAND- oder NOR-Gatter darstellbar ist [137]. Weil zudem der technische Aufwand für AND- und OR-Gatter in CMOS-Technik größer ist [138], werden in aktuellen Chips oft ausschließlich NAND- oder NOR-Gatter verwendet. Man nimmt dabei in Kauf, dass die Gatterzahl und die Verknüpfungstiefe, d. i. die Anzahl der Gatterstufen, für eine bestimmte logische Funktion erheblich steigen kann. In der Grafik 1.11(b) ist dies am Beispiel eines OR-Gatters in NAND- und NOR-Technik demonstriert. Durch ein flexibel programmierbares Gatter wie das der Spinlogik, welches mehrere Grundfunktionen darstellen kann, könnten offensichtlich Gatter eingespart und Signallaufzeiten verringert werden.

1.5.2 Aufbau

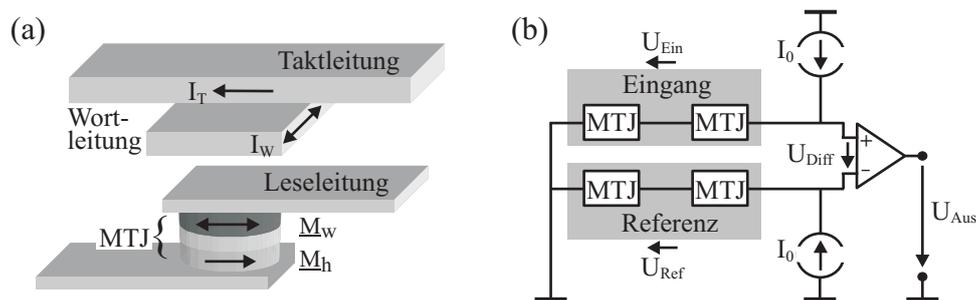


Abbildung 1.12: (a) Basisgatter. (b) Schematischer Aufbau eines Spinlogikgatters mit Ausleselektronik und Spannungsdefinitionen. Die Schaltleitungen sind nur in (a) gezeigt.

In der Grafik 1.12(a) ist die Basiszelle eines Spinlogikgatters präsentiert. Es besteht aus einem elliptisch strukturierten TMR-Element, dessen Tunnelwiderstand über die Ausleseleitung bestimmt werden kann. Die verschiedenen, hier realisierten Schichtsysteme des Elementes werden im Unterkapitel 2.1.4 im Details besprochen. Oberhalb der Tunnelstruktur befinden sich zwei elektrisch isolierte und sich senkrecht kreuzende Leiterbahnen, die *Wort-* und die *Taktleitung*. In dem TMR-Element ist mittels seiner Formanisotropie eine magnetisch leichte Achse ausgezeichnet (s. Abschnitt 1.4.1), entlang derer sich die Elektrodenmagnetisierung in Remanenz ausrichtet. Ferner wird die

Wortleitung so strukturiert, dass das durch sie erzeugte Magnetfeld ebenfalls in dieser Anisotropierichtung liegt. Fließen dann in beiden Leiterbahnen Ströme passend gewählter Amplitude (s. Abs. 1.5.3), so werden Magnetfelder generiert, die geeignet sind, die Magnetisierung der weichmagnetischen TMR-Elektrode parallel oder antiparallel zur Magnetisierung in der hartmagnetischen Elektrode einzustellen. Da letztere unbeeinflusst bleibt, kann auf diese Weise der Tunnelwiderstand des Elementes zwischen zwei Niveaus wechseln.

Der Aufbau eines kompletten Spinlogikgatters für zwei logische Eingangssignale ist mitsamt der Ausleseelektronik schematisch in der Abbildung 1.12(b) zu sehen. Er setzt sich aus vier magnetischen Tunnelementen zusammen, von denen jeweils zwei elektrisch leitend in Reihe geschaltet sind. Man unterscheidet zwischen *Eingangs-* und *Referenzelementen*. Gemeinhin gilt für das hier genutzte Logikdesign, dass für ein Gatter mit n Eingängen $2n$ TMR-Strukturen benötigt werden.

Sowohl die Eingangs- wie auch die Referenzelemente werden im Betrieb mit einem konstanten Strom I_0 getrieben. Je nach Widerstand der Reihenschaltungen sind dazu unterschiedliche Spannungen U_{Ein} und U_{Ref} nötig. Ihre Differenz $U_{Diff} = U_{Ref} - U_{Ein}$ legt das logische Ausgangssignal fest, welches noch zu U_{Aus} verstärkt werden muss, um wiederum als Eingangssignal einer folgenden Gatterstufe dienen zu können.

Es gibt Konzepte magnetoresistiver Logik, die mit einem TMR-Element pro logischem Gatter auskommen [139, 140, 141]. Nachteilig an diesen Konzepten ist aber, dass sie entweder nur vom Hersteller während der Fertigung programmiert werden können (*engl. mask programmable logic*) oder zusätzliche *Resetzyklen* erfordern, die das Gatter in einen wohldefinierten Ausgangszustand bringen, bevor die eigentliche logische Operation durchgeführt wird. Einen Überblick über diese Logikschaltungen hat R. Richter in seiner Dissertation [19] gegeben.

1.5.3 Funktionsprinzip

Ein rekonfigurierbares, d. h. ein flexibel programmierbares Logikgatter muss die folgenden Gatteroperationen bereitstellen.:

1. Das Schreiben von Informationen gemäß den logischen Inputs und der Gatterkonfiguration.
2. Die Speicherung jener Informationen.
3. Die Berechnung einer logischen Ausgangsvariablen durch geeignete Verknüpfung der Eingangsvariablen und die Generation des entsprechenden Ausgangssignals.

Das Konzept der Spinlogik, auf welches sich die vorliegende Arbeit konzentriert, stellt die oben genannten Operationen auf folgende Weise zur Verfügung.:

Zu 1. Der Schreibvorgang:

In der Spinlogik ist das Schreiben binär kodierter Information gleichbedeutend mit der Ausrichtung magnetischer Elektroden in TMR-Elementen. Dies geschieht, wie bereits in der Darstellung des Basisgatters 1.12(a) angedeutet, durch elektrische Schreibströme in der Wortleitung. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sollen hier Schreibstimpulse der Amplitude $+I_W$, die die Magnetisierung $\underline{\mathbf{M}}_w$ der programmierbaren Elektrode antiparallel zur Magnetisierung $\underline{\mathbf{M}}_h$ der hartmagnetischen Elektrode einstellen, mit dem logischen Eingangssignal „1“ identifiziert werden. Entsprechend wird der logische Input „0“ durch $-I_W$ representiert, der eine parallele Magnetisierungskonfiguration herbeiführt. Dabei ist zunächst vorausgesetzt, dass die Magnetisierung der Referenzelektrode aufgrund ihres hohen Koerzitivfeldes nicht durch die Magnetfelder beeinflusst werden kann, die von den Strömen in der Wortbahn erzeugt werden.* Nun ist bei vielen Rechnerarchitekturen die Taktung der Gatteroperation eine weitere Voraussetzung für die erfolgreiche Integration des Logikgatters. Diese Taktung wird durch einen zweiten Puls erzielt, der durch die Taktleitung geführt wird (vgl. Abb. 1.12(a)).

Das Prinzip der Taktung kann anhand der Asteroide in der Grafik 1.13 erklärt werden. Zur vereinfachten Illustration wird also davon ausgegangen, dass das Schaltverhalten der TMR-Elektrode dem eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens mit uniaxialer Formanisotropie (Abs. 1.4.1) gleicht. Wie noch gezeigt werden wird, ist das Prinzip auch auf reale Elemente mit abweichenden Asteroiden übertragbar (s. Kapitel 4). Ferner sei in diesem Beispiel das zu programmierende TMR-Element anfangs im logischen Zustand „1“ mit antiparalleler Magnetisierungskonfiguration. Und diese Information soll während des nächsten Arbeitstaktes durch „0“ ersetzt werden. Weil Takt- und Wortbahn senkrecht zueinander ausgerichtet sind, gilt dies auch für ihre Magnetfelder. Zudem wird vorausgesetzt, dass die magnetisch leichte Richtung des Elementes durch geeignete Strukturierung kollinear mit $\underline{\mathbf{M}}_h$ und $\underline{\mathbf{H}}_W$ ist. Abszisse und Ordinate können deshalb mit den Feldachsen H_W und H_T identifiziert werden. Die Feldkombinationen, die zur Überführung in den parallelen Magnetisierungszustand genügen, liegen in dem grau unterlegten Bereich außerhalb der Asteroide.

Die Amplitude I_W wird nun so gewählt, dass der Strompuls durch die Wort-

*Dies ist bei allen hier realisierten Logikgattern der Fall. Dennoch soll erwähnt sein, dass es auch Versuche gibt, schaltbare Referenzelektroden einzusetzen [19], da so die Anzahl der Funktionen, die mit einem Gatter darstellbar sind, steigt. Siehe auch Abschnitt 1.5.4

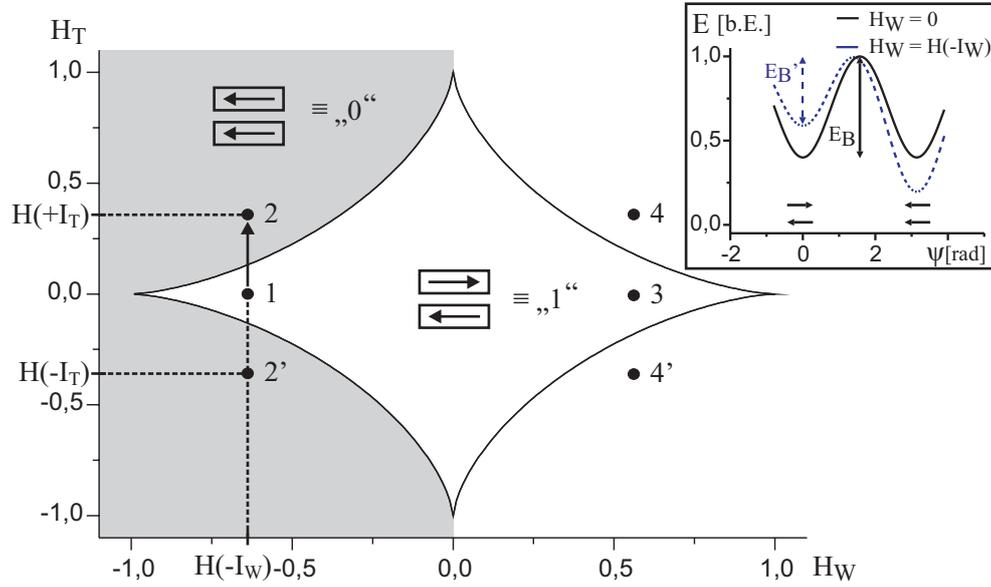


Abbildung 1.13: Beispiel für die Umprogrammierung eines TMR-Elementes von logisch „1“ zu „0“. Die Pulsamplituden $-I_W$ und I_T sind so gewählt, dass die programmierbare Elektrode nur bei gleichzeitiger Präsenz der Ströme geschaltet wird (z.B. bei Punkt 2 oder 2' außerhalb der Asteroide, nicht aber bei Punkt 1). Dadurch wird eine Taktung der Gatteroperation durch den Taktimpuls ermöglicht. Kasten: Summe von Anisotropie- und Zeemanenergie gegen den Winkel ψ zwischen \underline{M}_w und magnetisch leichter Richtung. Die beiden remanenten Magnetisierungskonfigurationen des Elementes (durch Pfeile angedeutet) sind durch eine Barriere E_B bzw. E_B' getrennt.

bahn allein nicht ausreicht, um eine Ummagnetisierung der Elektrode herbeizuführen. Das zugehörige Magnetfeld $H_W = H(-I_W)$ liegt innerhalb der Asteroide (Punkt 1 in der Zeichnung). Erst bei gleichzeitiger Präsenz des Taktfeldes, welches in diesem Zusammenhang auch mit *Biasfeld* bezeichnet wird, findet eine Umprogrammierung statt. Aufgrund der Symmetrie der Asteroide ist dabei die Polarität des Taktimpulses frei wählbar (Punkt 2 oder 2'). Zur weiteren Erläuterung des Taktungsprinzips ist die magnetische Anisotropieenergie zu betrachten, deren Gang mit dem Winkel ψ der Magnetisierung zur leichten Achse schematisch im Einsatz der Abbildung 1.13 zu sehen ist. Die beiden remanenten Magnetisierungszustände, durch Pfeile in dem Grafen angedeutet, werden aufgrund der Formanisotropie durch eine Energiebarriere E_B voneinander separiert. Bei Anwesenheit des Wortpulses werden die lokalen Energieminima wegen der Zeeman-Wechselwirkung (Gl. 1.11) mit \underline{H}_W

gegeneinander verschoben (entspricht Punkt 1 in der Hauptgrafik). Dies wird anhand der Strichlinie ersichtlich, die sich aus der Summe von Anisotropie- und Zeemanenergie ergibt. Folgerichtig wird derjenige Zustand energetisch ungünstiger, in dem die Magnetisierung \underline{M}_w antiparallel zum Wortpulsfeld eingestellt ist. Es verbleibt eine von der Amplitude des Wortpulses abhängige Energiebarriere $E_B' < E_B$, die erst durch die Zeemanwechselwirkung mit dem hinzukommenden Taktfeld (Punkt 2) überwunden wird.

Wird der Taktpuls durch äußere Beschaltung z.B. von einer CPU (*engl. central processing unit*) in einem Rechner vorgegeben, so ist jetzt eine getaktete Gatteroperation sichergestellt, auch wenn das durch den Wortpuls repräsentierte Inputsignal asynchron oder dauerhaft vorliegt.

Ein Austausch der gespeicherten Information von „0“ mit „1“ verläuft analog. Nur der Wortpuls wechselt seine Polarität zu $+I_W$ (Punkt 3 und 4 respektive 4').

Auf diese Weise werden im kompletten Spinlogikgatter die Werte der Eingangsvariablen in den Eingangselementen (auch *Input-MTJs*) abgelegt. Die Information über die logische Funktion, die das Gatter ausführen soll, wird in die Referenzelemente (auch *Reference-MTJs*) geschrieben (s.u.).

Ein Nachteil dieses Konzeptes ist, dass bipolare Wortpulse benötigt werden. Denn bipolare Stromquellen erfordern gegenüber unipolaren einen signifikanten Mehraufwand an Ansteuerungselektronik. Deshalb sei an dieser Stelle ein weiteres Konzept des Informationsübertrags in ein TMR-Element genannt, welches unter den Bezeichnungen *Savtchenko* - [10] oder *Spin Flop Switching* [142] bekannt ist und mit unipolaren Pulsen funktioniert. Es kann zwar nicht auf Tunnelelemente angewandt werden, deren programmierbare Elektrode wie hier aus einer einfachen magnetischen Schicht besteht. Aber das Schichtsystem der Spinlogikelemente kann angepasst werden. Dazu muss die herkömmliche Elektrode durch zwei ferromagnetischen Schichten ersetzt werden, die mittels der Zwischenschichtaustauschkopplung (Abschnitt 1.3.3) über eine dünne Zwischenschicht hinweg antiferromagnetisch gekoppelt sind. Ähnlich wie in den hier vorgestellten Gattern wird dann die Ummagnetisierung durch eine definierte Folge von Strompulsen in gekreuzten Leiterbahnen erlangt. Allerdings bildet die magnetisch leichte Richtung des Elementes mit den Schaltbahnen einen 45° -Winkel. Aufgrund des Zusammenspiels von Magnetfeldpulsen und der ZAK werden während des Schaltvorgangs *gescherte* Magnetisierungskonfigurationen in der Elektrode generiert, die letztlich die reversible Magnetisierungsumkehr ermöglichen. Eine detaillierte Erläuterung liefern die Artikel [143, 142, 141]. Ein Nachteil dieses Schaltschemas ist, dass die weichmagnetische Elektrode in jedem Fall umgeschaltet wird. Um einen bestimmten Elementzustand zu erzielen, ist daher ein Auslesen desselben vor dem Schaltvorgang nötig.

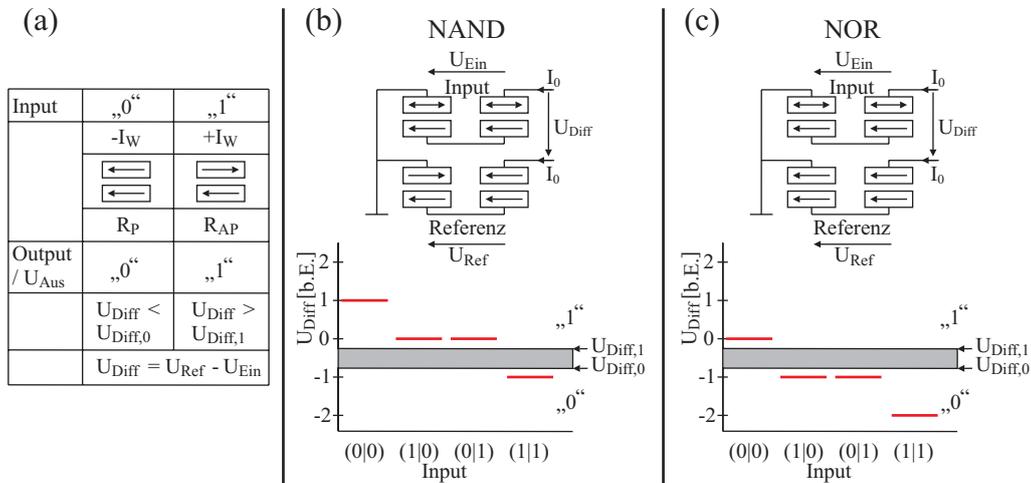


Abbildung 1.14: (a) Definitionen logischer Inputs und Outputs eines Spinlogikgatters. (b) Konfiguration der Referenzelemente und U_{Diff} -Pegel für die NAND-Verknüpfung. Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet das Spannungsintervall U_{gap} zwischen den Ausgangssignalen „1“ und „0“. (c) Konfiguration der Referenzelemente und U_{Diff} -Pegel für die NOR-Verknüpfung.

Zu 2. Die Speicherung:

Da die binär kodierten Informationseinheiten in Zustände mit paralleler und antiparalleler Magnetisierungskonfiguration übertragen werden, gelingt die Speicherung, wenn die weichmagnetische Elektrode die zwei entsprechenden, remanenten Magnetisierungen haben kann und diese stabil gegen Störfelder in der Umgebung und thermisch aktiviertes Schalten sind (s. folgenden Abschnitt 1.5.4). Sowohl logischer Input wie auch Output sind dann nicht flüchtig und können wiederholt abgerufen werden.

Zu 3. Die Berechnung:

Die Gatterprogrammierung und Berechnung des logischen Ausgangssignals lässt sich am besten an den in der Darstellung 1.14 gegebenen Beispielen demonstrieren. Dabei wird idealisierend unterstellt, dass die im Gatter verwendeten TMR-Strukturen eine totale Übereinstimmung in ihren elektronischen Eigenschaften wie der Effektamplitude etc. besitzen.

Wie bereits erwähnt, liegt das Ausgangssignal zunächst in Form einer Differenzspannung U_{Diff} vor. Sie ist über den TMR-Effekt (Abs. 1.1.1) mit der in den Elementen gespeicherten Information verknüpft. Gemäß der un-

ter Punkt 1 gegebenen Definition der Wortpulse besitzt nämlich ein TMR-Element nach logischem Input „0“ einen niedrigen Tunnelwiderstand R_P , nach Input „1“ aber einen hohen Widerstand R_{AP} (s. auch Abb. 1.14(a)). Folgerichtig hängen auch die Gesamtwiderstände der jeweils hintereinander geschalteten Eingangs- und Referenzelemente von der gespeicherten Information ab. Da beide Elementpaare mit dem gleichgroßen Strom I_0 gespeist werden (Abb. 1.14(b,c)), entsteht die Potenzialdifferenz $U_{Diff} = U_{Ref} - U_{Ein}$, die durch einen verstärkenden Diskriminator in das Ausgangssignal U_{Aus} transformiert wird. Der Diskriminator unterscheidet zwischen Spannungsbereichen, die durch ein endliches Spannungsintervall U_{gap} getrennt sind.* Im Beispiel der Abbildung 1.14 gibt er für $U_{Diff} < U_{Diff,0}$ das Ausgangssignal logisch „0“ aus, für $U_{Diff} > U_{Diff,1}$ entsprechend logisch „1“, und es gilt: $U_{Diff,0} < U_{Diff,1} < 0$. Die Verstärkung des Outputs bewirkt, dass der durch U_{Aus} erzeugte Strom wiederum als Input einer folgenden Gatterstufe dienen kann.

In einem ersten Schritt werden die Referenzelemente gemäß der darzustellenden Funktion programmiert. Im Fall der NAND-Funktion (Abb. 1.14(b)) bedeutet dies, das ein Referenzelement in den Zustand mit paralleler Magnetisierungskonfiguration gebracht wird, das andere in den mit antiparalleler Elektrodenmagnetisierung. Alsdann ist das Gatter fertig konfiguriert und kann z.B. durch die entsprechenden Pulse $-I_W$ in den Wortbahnen der Eingangselemente den Input (0|0) erhalten. In der Folge ist der Widerstand der Eingangselemente kleiner als der der Referenzelemente. Gemäß ihrer Definition ist $U_{Diff} > 0$ und der logische Output gleich „1“ (Abb. 1.14(a,b)). Bei den Inputkombinationen (1|0) und (0|1) bleibt der Output unverändert, weil U_{Diff} verschwindet. Nur wenn beide Eingangselemente logisch „1“ speichern, fällt U_{Diff} unter $U_{Diff,0}$ und der Ausgang des Gatters wechselt auf „0“. Der Vergleich mit den Wahrheitstafeln in der Tabelle 1.11 beweist, dass das Gatter die NAND-Verknüpfung richtig nachbildet.

Im Programmierbeispiel 1.14(c) sind beide Referenzelemente niederohmig. Mit Ausnahme des Inputs (0|0) haben jetzt immer die Eingangselemente einen höheren Widerstand. Die resultierende Wahrheitstafel definiert die NOR-Funktion. Das Spinlogikgatter kann folglich durch die Umprogrammierung eines einzelnen Referenzelementes zwischen NAND- und NOR-Gatter wechseln.

Weil dieser Funktionswechsel zumindest zwischen NAND und NOR in seiner Ausführung mit der Operation der Inputspeicherung übereinstimmt, von der Wahl der verschiedenen Elemente abgesehen, geht er auch gleich schnell

*Aktuell eingesetzte, integrierte Diskriminatoren benötigen ein U_{gap} von wenigen 10mV [144, 9], um sicher zwischen den Bereichen differenzieren zu können.

vonstatten und ist in seiner Wiederholung genauso wenig limitiert. Dies prädestiniert das Spinlogikgatter neben der Kompatibilität zum MRAM für das Reconfigurable Computing, wo sich oft Speicher- und Logikfunktion, aber auch verschiedene Logikfunktionen ablösen. Die einfache und schnelle Umprogrammierung zeichnet die Spinlogik auch vor den bereits auf Seite 36 angeführten Konzepten von Ney *et al.* [140, 141] aus, die nur ein magnetoresistives Element verwenden. Dort werden die vier verschiedenen Magnetisierungszustände eines Elementes zur Definition der Gatterfunktion herangezogen, so dass vor jeder logischen Operation zwei Set-Schritte (Schreibzyklen) notwendig sind. Bei der hier präsentierten Spinlogik ist nur bei einem Wechsel zwischen zwei logischen Funktionen eine Neukonfiguration nötig.

Da jede logische Funktion aus NAND- und/oder NOR-Gattern zusammengesetzt werden kann (s. Abschnitt 1.5.1), ist mit der Demonstration in Abbildung 1.14 belegt, dass jede Funktion mit einer Kombination aus Spinlogikgattern aufgebaut werden kann. Ferner kann immer die mit weniger Gatteraufwand verbundene NAND- oder NOR-Darstellung gewählt werden (vgl. Abb. 1.11(b)). Dies gilt auch für die EXOR-Funktion, die einzige Funktion aus Tabelle 1.11(a), die selbst bei Nutzung von TMR-Elementen mit programmierbaren Referenzelektroden nicht durch ein einzelnes Spinlogikgatter abgebildet werden kann [20].

Ein anderes Beispiel ist das NOT-Gatter, welches durch eine NAND-Schaltung realisiert werden kann. Dazu wird ein Eingang dauerhaft auf „1“ gesetzt, an den anderen wird der Wert der zu invertierenden Variablen übergeben. Bezogen auf die Spinlogik bedeutet das, dass vor der logischen Operation die Referenzelemente wie in der Ansicht 1.14(b) gesetzt werden und ein Eingangsmtj in den Zustand mit antiparalleler Elektrodenmagnetisierung gebracht wird.

Die letzte noch nicht besprochene Zustandskombination der Referenzelemente ist die, bei der beide eine antiparallele Magnetisierungskonfiguration besitzen. Der Widerstand der Eingangselemente ist somit immer kleiner oder gleich dem der Referenz und das Gatter gibt für jeden Input am Ausgang logisch „1“ aus, wie sich leicht nachprüfen lässt.

Dennoch gibt es für die Realisation der ebenfalls wichtigen Grundfunktionen AND und OR mehrere Möglichkeiten. Dies liegt an den eingangs frei gewählten, aber notwendigen Vereinbarungen bezüglich der Interpretation von logischem Input und Output (Abb. 1.14(a)). So erhält man anstelle eines NAND(NOR)-Gatters eine AND(OR)-Verknüpfung, wenn man nur die Definition von U_{Diff} und damit den Gatterausgang invertiert. Entsprechend können auch die Definitionen der Wortpulse invertiert werden. Aus einem NAND(NOR)- wird dann ein OR(AND)-Gatter. Diese Neudefinitionen können elektronisch auf einem Chip passieren, so dass mit einem einzelnen Spin-

logikgatter alle vier Grundfunktionen erhalten werden können. Jedoch muss dann die Ausleseelektronik mit einem invertierbaren Diskriminator oder die Wortpulsansteuerung aufwendiger gestaltet werden. Will man auf diese zusätzliche Elektronik verzichten, so können mit den Definitionen aus obiger Ansicht 1.14(a) AND und OR nur durch zwei hintereinander geschaltete Spinlogikgatter nachgebildet werden. Zum Beispiel ergibt ein NAND mit nachgeschaltetem NOT die AND-Verknüpfung.

Dieser Nachteil der Spinlogik gegenüber anderen Logikgattern würde durch eine programmierbare Referenzelektrode beseitigt werden, da die Inputinversion dann während eines Konfigurationsschrittes durch die Ummagnetisierung der Referenzelektrode der Eingangselemente erreicht werden könnte. Allerdings ist es bislang nicht gelungen, das Dilemma zwischen schneller Programmierbarkeit und magnetischer Stabilität zu lösen [30, 145, 115, 146, 19]. Jüngst konnte an Tunnelstrukturen, in denen eine ferromagnetische Elektrode durch eine Co_2MnSi -Heuslerlegierung ersetzt wurde, eine von der Biasspannung abhängige Inversion des TMR-Effektes nachgewiesen werden [147], Diese Inversion kann auf Besonderheiten in der Bandstruktur der Heuslerlegierung zurückgeführt werden. Im Ausblick dieser Arbeit wird ein Konzept magnetischer Spinlogik vorgestellt, was unter Ausnutzung dieses Effektes die vier Grundfunktionen NAND, NOR, AND und OR mit nur zwei TMR-Elementen abbildet.

Zu den Betriebsparametern eines Spinlogikgatters, bei denen zwischen mehreren Einstellungen gewählt werden kann, gehört auch die Lage des Spannungsgaps, welches sich ebenso zwischen den anderen U_{Diff} -Pegeln aus der Abb. 1.14 befinden kann. Allein durch eine Variation der Gap-Lage, erreichbar durch einen Spannungsoffset am Diskriminator, ergeben sich jedoch keine neuen logischen Verknüpfungen. Im Gegenteil, die Zahl darstellbarer Funktionen wird reduziert, wenn man das Intervall U_{gap} zwischen die Pegel $U_{Diff} = +1$ und $U_{Diff} = +2$ oder $U_{Diff} = -1$ und $U_{Diff} = -2$ legt.

Es sei noch erwähnt, dass zum Betrieb eines Spinlogikgatters anstelle der Konstantstromquellen auch eine Konstantspannungsquelle verwendet werden kann. In der Abbildung 1.12(b) müsste sie auf der linken Seite des Gatters eingebaut werden. Am Ausgang der Schaltung ist dann die Differenz in den Strömen anstatt der Spannung U_{Diff} in den logischen Output zu transformieren. Diese zweite Gattervariante ist ebenfalls von Hassoun *et al.* [11] vorgeschlagen worden. Gleichwohl spielt sie in der aktuellen Diskussion eine untergeordnete Rolle (s. [133, 20, 148]). Folgerichtig sind in der Literatur keine Angaben zur Größe einer minimalen Stromdifferenz I_{gap} , dem Pendant zum Spannungsgap, zu finden. Trotzdem wird die Verwendung von Konstantspannungsquellen bei den hier präsentierten Experimenten bevorzugt, da Spannungsspitzen, die einen dielektrischen Durchbruch in den dünnen Tunnelbarrieren der TMR-

Elemente hervorrufen können, dann vermieden werden.*

Des Weiteren sei betont, dass die Anzahl logischer Eingangssignale prinzipiell nicht auf zwei begrenzt ist (vgl. Abschnitt 1.5.2). Mit wachsender Zahl logisch zu verknüpfender Variablen steigt aber auch die Anforderung an die TMR-Elemente bezüglich ihrer Parität in ihren elektrischen und magnetischen Eigenschaften. Dies führt zu den Betrachtungen des nächsten Abschnitts.

1.5.4 Vorbedingungen

Aus dem Funktionsprinzip der Spinlogik lassen sich Bedingungen für ein funktionierendes Gatter ableiten, die hier separat für jede Gatteroperation angeführt werden. Was diese Bedingungen mit Blick auf das Layout und den Herstellungsprozess der Logikschaltungen bedeuten, wird im Detail im Kapitel 2 beleuchtet, in dem mögliche Ursachen für eine Nichterfüllung untersucht und quantifiziert werden. Aufgrund der strukturellen Ähnlichkeit zum MRAM sind einige Voraussetzungen bereits aus der MRAM-Technologie bekannt [149, 150, 151, 45].

Zu 1. Der Schreibvorgang:

Notwendige Bedingung für den Informationsübertrag in ein TMR-Element ist, dass die stromdurchflossenen Leiterbahnen genügend starke Magnetfelder zur Ummagnetisierung der programmierbaren Elektrode liefern. Ferner muss ein Arbeitspunkt für Wort- und Taktimpuls (Punkt 2 oder 4 in der Abb. 1.13) gewählt werden können, der für alle Basisgatter eines integrierten Schaltkreises gültig ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der hohen Integrationsdichte in der Anwendung geringe Pulsamplituden von wenigen Milliampere erforderlich sind [152, 9]. Dies setzt eine obere Schranke für das Maximum der Energiebarrieren aller Elemente $E_{B,max}$ und somit für die Schaltfelder derselben. Eine Abstimmung zwischen Schaltbahngeometrie und maximalem Elektrodenschaltfeld ist somit zwingend. Es werden daher Simulationen vorgenommen (Abs. 2.2.5), mit denen für verschiedene Schaltbahnquerschnitte und Stromdichten die Magnetfelder am Ort eines TMR-Elementes berechnet werden können.

Wie jede Gatteroperation muss der Schreibvorgang reproduzierbar sein. Das bedeutet, dass die Tunnelemente ein reproduzierbares Schaltverhalten besitzen müssen. Eine Taktung gelingt, wenn das Verhalten darüber hinaus dem eines eindomänen Stoner-Wohlfarth-Teilchens nahe kommt (vgl. Abb. 1.13).

Die Programmierung der Speicherzellen muss adressierbar sein. Übertragen

*Diese Spannungsspitzen treten bei Gebrauch von Konstantstromquellen z.B. dann auf, wenn der Zuleitungswiderstand infolge schwankender Übergangswiderstände zwischen Messleitung und On-Cip-Leiterbahn abrupt variiert.

auf die Spinlogik besagt das, dass nur die Tunnelemente geschaltet werden, bei denen Takt- und Wortpuls gleichzeitig vorliegen. Je nach Sensitivität gespeicherter Information gegen magnetische Streufelder (s. Punkt 2) muss ein Mindestabstand zwischen den Elementen und benachbarten, nicht zugehörigen Schaltbahnen eingehalten werden. Auch dies wird unter Zuhilfenahme der Magnetfeldsimulationen untersucht werden (Abs. 4.2.5).

Zu 2. Die Speicherung:

Das Speicherprinzip der Spinlogik setzt die Existenz zweier stabiler, remanenter Magnetisierungszustände ($\underline{\mathbf{M}}_{\mathbf{w}}$ parallel und antiparallel zu $\underline{\mathbf{M}}_{\mathbf{h}}$) voraus. Wie gezeigt werden wird, ist dies nur bei nahezu kompensierter magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Elementelektroden gegeben. Außerdem muss die Energiebarriere E_B , die beide Zustände voneinander trennt, so hoch sein, dass thermisch aktiviertes Schalten und Zerstörung der gespeicherten Information auch durch Streufelder in der Umgebung ausgeschlossen werden können. Ein Speicher gilt als nicht flüchtig, wenn für die charakteristische Zerfallszeit $\tau \gg 10$ Jahre gilt [153].* Rizzo *et al.* [153] zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit für thermisch aktiviertes Schalten von submikrometer TMR-Elementen durch die Arrhenius-Néel-Theorie [154, 155] vorhergesagt werden kann. Für τ finden sie folgenden von der Temperatur T abhängigen Ausdruck:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_B}{k_B T}\right) \quad (1.44)$$

k_B ist die *Boltzmannkonstante* und τ_0 bezeichnet die Zeitspanne eines thermisch aktivierten Ummagnetisierungsprozesses der weichmagnetischen Elektrode, die in der Größenordnung einer Nanosekunde liegt [153]. Dieser Zusammenhang erlaubt, das oben genannte Kriterium für Nichtflüchtigkeit ($\tau \gg 10$ Jahre) auch durch $\alpha = \frac{E_B}{k_B T} > 50$ auszudrücken.

Im Rahmen der Stoner-Wohlfarth-Theorie ist die Energiebarriere durch das Schaltfeld H (ohne Biasfeld) gegeben [153]:

$$E_B = \frac{\mu_0}{2} M_S V H \quad (1.45)$$

Hierbei ist V das von der Ummagnetisierung betroffene Volumen. Für die kleinsten, elliptischen TMR-Strukturen dieser Arbeit mit etwa $200nm$ und $100nm$ Hauptachsen und einer Elektrodendicke von $5nm$ und für eine Chipbetriebsstemperatur von $125^\circ C$ ergibt sich $\alpha > 100$. Ein thermisch aktivierter Datenverlust dieser Gatter kann demnach ausgeschlossen werden, was

*Nach einer Zeitspanne $t = \tau$ haben etwa 36.79% (ein e -tel) aller Zellen eines Speichers ihre Information verloren.

im Gegensatz zu früheren Abschätzungen von Beech *et al.* [156] steht. Diese Differenz ist in den unterschiedlichen Elektrodenmaterialien und Elektroden-dicken begründet, aber auch darin, dass Beech die intrinsische Vergrößerung des Schaltfeldes H mit fortschreitender Miniaturisierung unterschätzt hat.

Zu 3. Die Berechnung:

Eine zuverlässige Berechnung der Ausgangsvariablen verlangt eine geringe Varianz der verwendeten TMR-Strukturen in den Widerständen beider remanenter Magnetisierungskonfigurationen R_P und R_{AP} und in der TMR-Effektamplitude. Positiv formuliert ist dies eine Forderung nach hoher Zell-paarigkeit der Tunnелеlemente.

Im Beispiel der Abbildung 1.15 für die NAND-Verknüpfung stimmen drei der TMR-Elemente in ihren Eigenschaften überein. Nur das zweite Input-MTJ soll infolge einer missglückten Strukturierung einen um 20% vergrößerten Flächeninhalt besitzen. Dementsprechend ist sein Tunnelwiderstand verkleinert (Abb. 1.15(a)) und alle U_{Diff} -Pegel sind gegenüber denen für vier identische Elemente versetzt (Abb. 1.15(b)). Es kommt zu einer Aufspaltung der Pegel für die logisch äquivalenten Inputs (1|0) und (0|1). Zudem verschiebt sich U_{Diff} für (1|1) in Richtung 0V. Das Gatter liefert den gewünschten Output „0“ nur, wenn das Spannungsgap, welches die beiden Ausgangssignalbereiche voneinander trennt, vom grau unterlegten auf den rot schraffierten Bereich reduziert werden kann. Dabei muss das verbleibende Gap eine Breite von 10mV bis 20mV aufweisen, damit heute gebräuchliche, integrierte Diskriminatoren sicher arbeiten (s. Fußnote S. 41). Befinden sich mehrere Gatter auf einem Chip, so kann das Spannungsgap nicht kurzerhand in den positiven U_{Diff} -Bereich erweitert werden, da es für alle Gatter identisch sein muss und die übrigen Gatter möglicherweise keine oder eine andere Versetzung der Spannungspegel zeigen. Bei nicht *global* definiertem Gap wäre an jedem Diskriminator ein Gatter spezifisch justierbarer Spannungsoffset erforderlich, was einen erheblichen Mehraufwand an Auswerteelektronik bedeutete und die erreichbare Integrationsdichte verminderte.

Genauso ist die Streuung der Eigenschaften aller Elemente eines elektronischen Bauteils einzuberechnen, wenn man abschätzen will, wie groß der Anteil funktionierender Gatter bei gegebener Verteilung der Elementeeigenschaften ist. Es ist zweckmäßig, die Schwankungen in den Widerständen und der Effektamplitude als normalverteilt anzunehmen. Für die Wahrscheinlichkeit P_{R_P} , bei der Zusammensetzung eines Gatters zufällig ein Element mit dem Tunnelwiderstand R_P herauszugreifen, gelte also [157, 148]:

$$P_{R_P} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_R} \exp\left(-\frac{(R_P - \mu_R)^2}{2\sigma_R^2}\right) \quad (1.46)$$

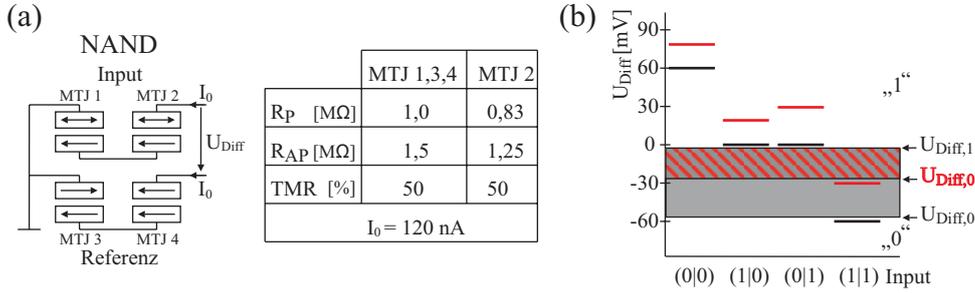


Abbildung 1.15: (a) 2-Bit-NAND-Gatter, MTJ 2 habe infolge einer um 20% vergrößerten Fläche entsprechend verringerte Widerstände (s. Tab.). Die TMR-Effektamplitude sei unverändert. (b) Folgerichtig verschieben sich die U_{Diff} -Level des Gatters (rot) gegenüber den Pegeln für vier identische Elemente (schwarz) und eine Neudefinition des Spannungsgaps ist notwendig (Darstellung für $I_0 = 120 \text{ nA}$). Der rot schraffierte (grau unterlegte) Bereich kennzeichnet das jeweils größtmögliche Spannungsgap zwischen den logischen Ausgangssignalen „0“ und „1“.

Dabei bezeichnen σ_R die *Standardabweichung* und μ_R den Erwartungswert der Widerstandsverteilung. Ein gleicher Zusammenhang soll auch für die TMR-Amplitudenverteilung gelten. Allerdings wird hier zur Vereinfachung der Rechnung aber ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Differenz in den Widerständen $\Delta R = R_{AP} - R_P$ betrachtet. Es sei

$$P_{\Delta R} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\Delta R}} \exp\left(-\frac{(\Delta R - \mu_{\Delta R})^2}{2 \sigma_{\Delta R}^2}\right) \quad (1.47)$$

die entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung, wiederum mit $\sigma_{\Delta R}$ als Standardabweichung und $\mu_{\Delta R}$ als Erwartungswert.

Nun seien R_1 und R_2 die Widerstände der Inputgatter und R_3 und R_4 die der Referenzelemente, dann folgt gemäß der Darstellung 1.14:

$$\begin{aligned} U_{Ein} &= (R_1 + R_2)I_0 \\ U_{Ref} &= (R_3 + R_4)I_0 \quad \text{und} \\ U_{Diff} &= [(R_3 + R_4) - (R_1 + R_2)] I_0 \end{aligned} \quad (1.48)$$

Der kleinste Unterschied zweier logisch nicht äquivalenter U_{Diff} -Pegel tritt auf, wenn nur ein Element, z.B. ein Inputgatter, seinen Zustand wechselt. Zudem wirkt sich die Streuung der Elementeeigenschaften am stärksten aus,

wenn die übrigen drei Basisgatter hochohmig sind. Für diesen Fall erhält man für die beiden Spannungen U_{Diff} :

$$\begin{aligned} U_{Diff}(1|0) &= [(R_{P,3} + \Delta R_3 + R_{P,4} + \Delta R_4) - (R_{P,1} + \Delta R_1 + R_{P,2})] I_0 \\ U_{Diff}(1|1) &= [(R_{P,3} + \Delta R_3 + R_{P,4} + \Delta R_4) - (R_{P,1} + \Delta R_1 + R_{P,2} + \\ &\quad \Delta R_2)] I_0 \end{aligned} \tag{1.49}$$

Als Summen normalverteilter Größen sind auch diese Spannungspegel normalverteilt [158]. Mittels *Gaußscher Fehlerfortpflanzung* können ihre Standardabweichungen berechnet werden. Hierbei ist vorausgesetzt, dass die Abweichungen in den Elementeigenschaften voneinander unabhängig und hinreichend klein sind. Letzteres bedeutet, dass die aufgrund einer Schwankung resultierende U_{Diff} -Änderung linear approximiert werden kann. Man findet schnell [148]:

$$\begin{aligned} \sigma(U_{Diff}(1|0)) &= \sqrt{4\sigma_R^2 + 3\sigma_{\Delta R}^2} I_0 \\ \sigma(U_{Diff}(1|1)) &= \sqrt{4\sigma_R^2 + 4\sigma_{\Delta R}^2} I_0 \end{aligned} \tag{1.50}$$

Mit diesen Ausdrücken lässt sich nun ein Postulat dafür, dass alle Logikgatter funktionieren, formulieren. Denn der Erwartungswert für die Differenz in den beiden U_{Diff} -Pegeln muss deutlich größer als die Summe ihrer Standardabweichungen plus U_{gap} sein:

$$\mu(U_{Diff}(1|0) - (U_{Diff}(1|1))) \gg \left[\sqrt{4\sigma_R^2 + 3\sigma_{\Delta R}^2} + \sqrt{4\sigma_R^2 + 4\sigma_{\Delta R}^2} \right] I_0 + U_{gap} \tag{1.51}$$

In der Grafik 1.16(a) sind die U_{Diff} -Verteilungen für den Fall dargestellt, dass die Terme auf den beiden Seiten der Ungleichung identisch sind. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der $U_{Diff}(1|1)$ -Pegel eines beliebigen Gatters in das verbotene Spannungsintervall U_{gap} fällt, ist gleich dem Integral über die $U_{Diff}(1|1)$ -Verteilung in den Grenzen desselben (dunkelgrau schraffierter Bereich). Für die spezielle Wahl des Gaps ergibt sich, dass etwa jedes vierte Gatter diesen Defekt aufweist. Ebenso besitzen 25% aller Gatter einen $U_{Diff}(1|0)$ -Level innerhalb des Gaps (hellgrau schraffierte Fläche).

In der Halbleiterindustrie findet häufig das 4σ -Kriterium Anwendung. Demnach gelten zwei Signalpegel als hinreichend separiert, wenn die Differenz ihrer Erwartungswerte viermal größer ist als die Summe ihrer Standardabweichungen. Das 4σ -Kriterium lässt sich auf die Spinlogik übertragen, indem man in obiger Ungleichung 1.51 den ersten Summanden auf der rechten Seite

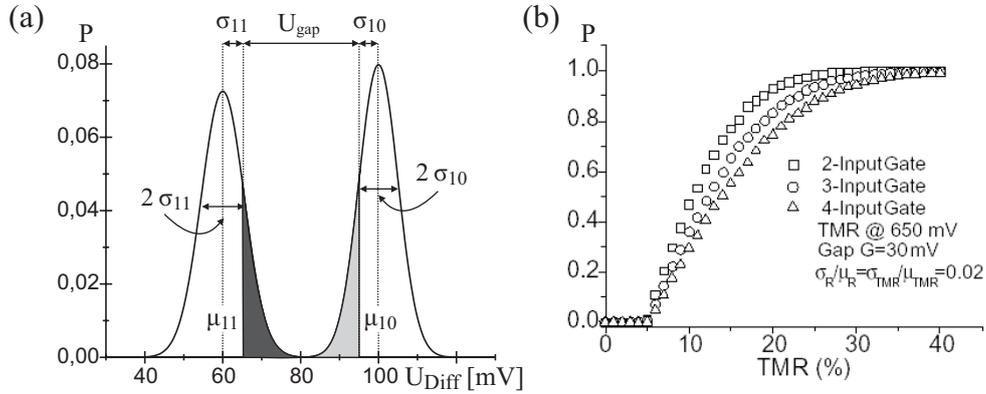


Abbildung 1.16: (a) Normalverteilungen der U_{Diff} -Pegel bei logischem Input (1|1) und (1|0) für den Fall, dass Gleichung 1.51 mit $U_{gap} = 30\text{mV}$ identisch erfüllt ist. Das Spannungsgap wurde so gelegt, dass die Intervallgrenzen mit den Punkten $\mu_{11} + \sigma_{11}$ und $\mu_{10} - \sigma_{10}$ auf der Abszisse zusammenfallen. Die dunkelgrau (hell-) schraffierte Fläche entspricht der Wahrscheinlichkeit, ein defektes Gatter mit $U_{Diff}(1|1)$ -Level ($U_{Diff}(1|0)$ -) innerhalb des Gaps zu erhalten. (b) aus [19]. Wahrscheinlichkeit P für ein nicht defektes Gatter mit zwei, drei oder vier Inputelementen in Abhängigkeit von der TMR-Amplitude. Für die Streuung der Elementeigenschaften gilt: $\frac{\sigma_R}{\mu_R} = \frac{\sigma_{\Delta R}}{2\mu_{\Delta R}} = 2\%$

mit vier multipliziert. Mit dieser Modifikation eröffnet sich ein Instrument, mit dem die experimentellen Ergebnisse bezüglich der Variation in den Elementeigenschaften (Kapitel 3) in Relation zu den Anforderungen gesetzt werden können, die an die TMR-Zellen in Spinlogikgattern gestellt sind. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die im Rahmen der Zellpaarigkeitsuntersuchungen angestellten Transportmessungen mit konstanter Biasspannung durchgeführt werden, während sich die an einzelnen Tunnelstrukturen anliegende Spannung im Betrieb der Spinlogik ändern kann. Dies gilt auch für die zweite Spielart der Spinlogik (s. S. 43), bei der nur die Spannung konstant gehalten wird, die an den beiden seriell verschalteten Input- respektive Referenzelementen insgesamt abfällt. Wegen der bekannten Abnahme der TMR-Effektamplitude mit wachsender Biasspannung [159, 160], sind obiges Kriterium und die im Kapitel 3 ermittelten Werte also nur für den Grenzfall kleiner Spannungen $U_{bias} \ll 500\text{mV}$ in Verbindung zu setzen.

Mit sinkender Fluktuation in den elektronischen Eigenschaften von TMR-Elementen, steigt die Wahrscheinlichkeit P , dass ein aus ihnen zusammengesetztes Logikgatter funktioniert. Wie R. Richter *et al.* ausgeführt haben

[161, 19], kann P auch durch *Monte-Carlo-Simulationen* berechnet werden. In der Grafik 1.16(b) ist der berechnete Verlauf von P mit steigender TMR-Amplitude gezeigt, und zwar für Gatter mit zwei, drei oder vier logischen Eingängen. Die normierten Standardabweichungen wurden in diesen Beispielen jeweils auf 2% gesetzt. Für alle Gattertypen ist ein stetiger Anstieg von P mit wachsender Effektamplitude charakteristisch, weil mit größerer TMR-Amplitude auch die Differenz in den U_{Diff} -Pegeln steigt. Offensichtlich sind aber Gatter mit drei und vier Eingängen empfindlicher gegenüber Schwankungen in den Elementeigenschaften, was sich in einem kleinerem P -Wert für alle TMR-Amplituden äußert.

Stellt man die Vorbedingungen der einzelnen Gatteroperationen gegenüber, findet man, dass einige von ihnen konträr sind. So muss ein Kompromiss zwischen hinreichend kleinen Schreibfeldern für den Informationsübertrag auf der einen Seite und magnetischer Stabilität für die Informationsspeicherung auf der anderen Seite gefunden werden. Inwieweit diese Bedingungen gleichzeitig durch Spinlogikgatter erfüllt werden können, die mit standardisierten Lithographieverfahren hergestellt werden, ist Gegenstand der folgenden Kapitel. Dabei wird den Untersuchungen bezüglich der Streuung in den Elementeigenschaften Tunnelwiderstand und TMR-Effektamplitude ein eigenes Kapitel gewidmet (Kapitel 3, *Zellpaarigkeit*). Zuvor wird im nächsten Kapitel der komplexe Herstellungsprozess beschrieben. Hierbei finden mögliche Ursachen einer Nichterfüllung einer Bedingung besondere Beachtung.

Kapitel 2

Herstellung

Der hier angewandte Herstellungsprozess von Spinlogikgattern besteht aus zwei wesentlichen Komponenten, der Schichtabscheidung auf ein Substrat durch *Magnetronspattern* [162] und der Strukturierung der Filme mittels der *Elektronenstrahlithografie* [163]. Nach dem vorangehenden Kapitel ist evident, dass die Präparation lateral homogener Schichtsysteme Prämisse für die Funktion der Logikgatter ist, weil die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Tunnelemente sowie deren Streuung maßgeblich durch das TMR-Schichtsystem bestimmt werden. Hinzu kommt die komplexe Strukturierung der Filme mit bis zu neun lithografischen Masken. Durch sie kann ebenfalls auf Elementeigenschaften wie die magnetischen Schaltfelder der programmierbaren Elektroden Einfluss genommen werden. Bei fortschreitender Miniaturisierung bis weit in den Submikrometerbereich kann fehlende Reproduzierbarkeit an den Grenzen des Strukturierungsprozesses, die sich beispielsweise in einer Schwankung der Strukturgrößen äußert, zur dominierenden Ursache für mangelnde Zellpaarigkeit werden.

Die Ausführungen beginnen mit der Fertigung der verschiedenen TMR-Systeme gefolgt vom Schema des Strukturübertrags. Hierbei wird auf eine detaillierte Beschreibung der Anlagenspezifikationen verzichtet. Dies gilt auch für die physikalischen Prinzipien, die den einzelnen Fertigungsschritten zugrunde liegen. Beides kann in den an entsprechender Stelle angeführten Referenzen nachgelesen werden.

Im Abschnitt 2.3 werden Aspekte des gesamten Prozesses erläutert, die besondere Relevanz im Hinblick auf die unter Abschnitt 1.5.4 genannten Vorbedingungen für einen erfolgreichen Gatterbetrieb haben.

2.1 Schichtpräparation

Bei der Präparation der TMR-Schichtsysteme konnte auf Arbeiten von A. Thomas [159], M. Justus [164] und J. Schmalhorst [165] zurückgegriffen werden, die im Rahmen ihrer Diplom- und Doktorarbeiten den folgend geschilderten Prozess für die Schichtpräparation an der Universität Bielefeld etablierten.

2.1.1 Schichtabscheidung

Als Grundlage für die magnetoresistiven Schichten dienen thermisch oxidierte 100mm-Siliziumwafer der Firma *CrysTec* [166]. Durch die etwa 100nm dicke SiO₂-Lage werden elektrische Leckströme während der Transportmessungen und dem Gatterbetrieb über das Substrat verhindert.

Die Schichtabscheidung passiert in einer UHV-Vakuumanlage *CLAB 600 Clustertool* von der *Leybold Vakuum GmbH* [167] durch *Magnetronspütern* (von engl. *to sputter*: [Kathoden] zerstäuben). Diese Technik ist eine spezielle Form der Kathodenzerstäubung, bei der durch ein Argon-Elektron-Plasma 1- bis 10-atomige Cluster des Kathodenmaterials (auch *Targetmaterial*) herausgelöst und am gegenüberliegenden Substrat abgeschieden werden (für Details s. [162]). Da das Clustertool mit sechs 4-Zoll-Quellen und einer 2-Zoll-Quelle bestückt ist, können bis zu sieben verschiedene Materialien ohne Vakuumbruch aufgewachsen werden. Zu den Prozessparametern, die das Schichtwachstum hinsichtlich Reinheit, Kristallinität und Rauigkeit beeinflussen, gehören der Argondruck p_{Ar} , die Plasmaversorgungsleistung L_P und der Basisdruck p_B . Ihre optimalen Werte wurden in den oben genannten Arbeiten zu $p_{Ar} = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$, $L_P = 115 \text{ W}$ und $p_B < 3 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ ermittelt. Zusätzlich standen zur Präparation der Zuleitungssysteme und Isolations-schichten, die sukzessive zwischen den einzelnen Strukturierungsschritten aufgetragen werden (s.u.), eine weitere Vakuumapparatur von Leybold (*LAB 560*, $p_B < 6 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$) mit vier 4-Zoll-Quellen und ein Eigenbau ($p_B < 4 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$) mit drei 1.2-Zoll-Quellen zur Verfügung. Für die Isolations-schichten wurde ein stöchiometrisches Quarzglas-target benutzt. Beim Sputtern dieses Isolators wird das Plasma durch einen Radiofrequenzgenerator der *Hüttinger Elektronik GmbH* [168] gespeist. Die abgeschiedenen SiO₂-Schichten zeigen beste Isolationseigenschaften, wenn zusätzlich zum Sputtergas Argon ($p_{Ar} = 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$) Sauerstoff mit einem Partialdruck $p_{O_2} = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ eingeleitet wird.

2.1.2 Oxidation

Die Fertigung der Tunnelbarriere gelingt durch Sauerstoffplasmaoxidation eines zuvor gesputterten Aluminiumfilms, dessen Dicke zwischen 0.95 nm und 1.4 nm variiert wurde. Dabei können zwei verschiedene Methoden angewendet werden, für die eigens zwei Vakuumkammern am Clustertool eingerichtet worden sind. Ein Vakuumbruch zwischen der Aluminiumabscheidung, der Oxidation und dem weiteren Schichtaufbau wird so vermieden. Eine Verunreinigung durch adsorbierte Fremdatome, die die Eigenschaften der Barriere signifikant aber in nicht zu kontrollierender Weise verändern kann (s. Abschnitte 1.1.2 und 1.1.3), ist dadurch weniger wahrscheinlich.

Eine Möglichkeit bestand in der Verwendung einer 2.46 GHz -Plasmaquelle von Roth & Rau [169], die auf dem Prinzip der Elektronzyklotronresonanz (engl. *electron cyclotron resonance*, ECR) beruht. Die Abhängigkeit wichtiger Barriereigenschaften wie Flächenwiderstand, Barrierenhöhe, Barrierendicke und Asymmetrie, die nach dem Modell von Brinkman [170] aus einem Fit der differenzierten Tunnelkennlinie gewonnen werden können, wurde von A. Thomas analysiert [171, 159]. Er konnte eine reproduzierbare Oxidation von 1.4 nm Aluminiumschichten mit einem Sauerstoffdruck $p_{O_2} = 3 \cdot 10^{-3}\text{ mbar}$, einer Plasmaleistung $L_P = 275\text{ W}$ und einer Oxidationszeit von 100 s nachweisen. Wesentlicher Aspekt dieser Methode ist, dass aufgrund einer Distanz von etwa 20 cm zwischen Probe und Plasma ein Kontakt mit hochenergetischen Ionen vermieden wird.

Die zweite Methode wurde von M. Justus [164] eingeführt. Hier wird eine Quelle mit gepulster Stromversorgung benutzt, deren Plasma periodisch unterbrochen (*Pulsplasma*) wird. Da sich die Probe auf Anodenpotenzial befindet, findet die Oxidation über thermalisierte Ionen statt. Die Proben sind auch hier keinen hochenergetischen Ionen ausgesetzt und sehr dünne Aluminiumfilme (0.95 nm) können ohne Schädigung oxidiert werden. Mittels dieser Oxidationsweise wurden die niederohmigen TMR-Systeme dieser Arbeit mit etwa $20\text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$ Flächenwiderstand hergestellt.

2.1.3 Feldkühlen

Die TMR-Elemente sind vom Typ *Exchange-Bias-MTJ* (Abs. 1.1.1). Um die unidirektionale Anisotropie in der hartmagnetischen Elektrode zu etablieren, ist eine Erhitzung der TMR-Systeme über die Néeltemperatur des jeweils verwendeten Antiferromagneten erforderlich (s. Abs. 1.3.2). Eigens zu diesem Zweck ist ein Vakuumofen von J. Schmalhorst aufgebaut worden. In diesem werden die Proben nach Erreichen eines Restgasdrucks $p < 1 \cdot 10^{-7}\text{ mbar}$ auf eine Temperatur von typischerweise 275°C geheizt. Diese Temperatur wird

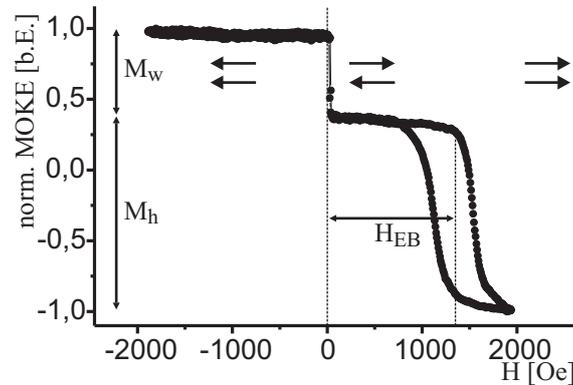


Abbildung 2.1: Normiertes MOKE-Signal gegen externes Magnetfeld H . Das MOKE-Signal ist ein Maß für die Summe der Magnetisierungskomponenten in Feldrichtung. Die unterschiedlichen MOKE-Amplituden zeugen von einer Materialabhängigkeit und der Proportionalität zur Dicke der magnetischen Schichten im Detektionsbereich (\propto Laserspot mal Eindringtiefe). Die Pfeile deuten die relative Orientierung der Elektrodenmagnetisierungen an. Da das Koerzitivfeld der weichmagnetischen Elektrode nur wenige Oersted beträgt, ist die zugehörige Hysterese in dieser Auftragung entsprechend schmal.

für eine Stunde aufrecht erhalten, um eine homogenisierende Umverteilung des Sauerstoffs in der Barriere und eine Ausheilung von Defekten zu erzielen [172, 173, 165]. Beides geht mit einer Erhöhung der TMR-Effektamplitude einher. Von Auslagerungstemperaturen größer 300°C ist dahingegen abzusehen, da durch Diffusion getriebene Prozesse dann zu einer erneuten Verminderung des TMR-Effektes führen [159]. Für die abschließende Feldkühlung steht ein Permanentmagnet zur Verfügung, dessen am Ort der Probe homogenes Feld 6500 Oe beträgt.

Zur Überprüfung des Feldkühlungsprozesses ist eine MOKE-Apparatur (*Magnetooptischer Kerreffekt*, MOKE [174, 175]) verwendet worden, die von D. Sudfeld im Zuge ihrer Examensarbeit [176] installiert wurde. Die Kerrdrehung polarisierten Lichts wird genutzt, um die Magnetisierungskomponente einer Probe parallel zu einem externen Magnetfeld H zu messen. Die Grafik 2.1 ist repräsentativ für das magnetische Verhalten der TMR-Elektroden nach der Feldkühlung. Aufgrund des Exchange Bias ($H_{EB} \approx 1300\text{ Oe}$) sind ihre Hysteresen deutlich voneinander separiert. In einem Feldintervall von nahe 0 Oe bis etwa 750 Oe stehen die Elektrodenmagnetisierungen antiparallel zueinander. Für $H < 0\text{ Oe}$ sind sie parallel. Demzufolge sind die beiden, magnetischen Konfigurationen, die in der Spinlogik den logischen Input „0“

und „1“ darstellen, im Schichtsystem erfolgreich etabliert.

2.1.4 Schichtsysteme

Zwei Prototypen für das TMR-System werden hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit in Spinlogikgattern untersucht (Grafik 2.2). Der Typ A wird wie beschrieben im Clustertool CLAB 600 an der Universität Bielefeld hergestellt. Das System B wurde im Rahmen einer durch das BMBF geförderten Kooperation bei der *Siemens AG Corporate Technology* in Erlangen von G. Gieres und M. Rührig mit ähnlichem Verfahren angefertigt.

Die kompletten Schichtstrukturen der Spinlogikgatter können in drei funktionale Gruppen unterteilt werden, die Ausleseleitungen, das eigentliche TMR-System und die durch eine Isolatorschicht getrennten Wort- und Taktbahnen (Abb. 2.2). In System A besteht die untere Auslesebahn in einer Ta/Cu-Doppellage. Die Tantalschicht dient zur Erhöhung der Adhäsion des Schichtstapels an die SiO₂-Oberfläche. Die Verwendung solcher *Gluelayer* (engl. *glue: Klebstoff*) ist in der kommerziellen Dünnschichttechnik weit verbreitet, obgleich eine universelle und quantitativ korrekte Beschreibung der Adhäsion bislang nicht gelungen ist [177]. Im Fall der hier vorliegenden Grenzfläche wird die erhöhte Adhäsion auf Tantaloxidbindungen zurückgeführt [162]. Bringt man die Kupferschicht direkt auf das Substrat auf, so löst sich der Schichtstapel während der im Verlauf der Strukturierung notwendigen Be-

System A		System B	
	Taktbahn		Taktbahn
140	SiO ₂	140	SiO ₂
	Wortbahn		Wortbahn
	Schaltbahnen		Schaltbahnen
100	SiO ₂	100	SiO ₂
5/30/6,5	Ta/Cu/Ta	5/30/6,5	Ta/Cu/Ta
	Auslesebahn		Auslesebahn
2,6...6/5	Ni ₈₀ Fe ₂₀ /Ta	4/10	Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀ /Ru
1,2...1,8	Al ₂ O ₃	1,2	Al ₂ O ₃
2,3	Co ₇₀ Fe ₃₀	3/0,9/2,8	Co ₇₅ Fe ₂₅ /Ru/Co ₇₅ Fe ₂₅
10,5...10,8	Mn ₈₃ Ir ₁₇	25	Pt ₄₂ Mn ₅₈
6,5/30/19/8,2	Ta/Cu/Ta/Cu	10	Ta
	Auslesebahn		Auslesebahn
100	SiO ₂	100	SiO ₂
	Substrat		Substrat

Abbildung 2.2: Die Schichtsysteme der Spinlogikgatter: Schichtdicken in [nm], Material und funktionale Gruppe. Das TMR-System A ist an der Universität Bielefeld gefertigt worden, das TMR-System B bei der Siemens AG Corporate Technology.

handlung im Ultraschallbad (s. Abs. 2.2) ab.

Die untere Kupferlage bildet die elektrische Zuleitung. Ihre Dicke ist so gewählt, dass der Zuleitungswiderstand auch im mikrostrukturierten Gatter immer vernachlässigbar gegenüber den Tunnelwiderständen der Elemente ist. Die zweite Kupferschicht fungiert als Keimlage für den darauf folgenden Antiferromagneten, indem sie die für das Exchange Bias notwendige (111) Textur [159] desselben induziert. Die zweite Tantallage wird wiederum als Gluelayer für weitere im Zuge der Strukturierung aufgewachsene Schichten benötigt.

Bei der Wahl der Materialien und Schichtdicken des TMR-Systems von A wurde auf die Ergebnisse der oben angeführten Arbeiten (s.S. 52) zurückgegriffen. Die hartmagnetische Referenzelektrode setzt sich aus einer $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Schicht zusammen, die durch Exchange Bias (Abs. 1.3.2) an $\text{Mn}_{83}\text{Ir}_{17}$ magnetisch gekoppelt ist. Diese Manganiridiumlegierung eignet sich besonders, da sie ein hohes H_{EB} [178] mit thermischer Stabilität der Elektrode [179] verbindet. Die Kobaltheisenlegierung ermöglicht eine hohe TMR-Effektamplitude, wie Kikuchi *et al.* [180] gezeigt haben. Für die in der Abbildung 2.2 angegebenen Schichtdicken wird H_{EB} maximal (Abb. 2.1). Dabei ist die CoFe-Lage nur wenige Zehntelnanometer oberhalb der Perkulationsgrenze [181].

Es folgt die Tunnelbarriere, die aus einem plasmaoxidiertem Aluminiumfilm besteht. Die Barrierendicken sind gegenüber den zuvor aufgewachsenen Aluminiumfilmen aufgrund der Oxidation um etwa 30% angewachsen auf 1.2 nm bis 1.8 nm. Die dünneren Barrieren werden mit der Pulsplasmamethode, die dickeren mit der ECR-Methode hergestellt (Abs. 2.1.2).

Die programmierbare Elektrode ist in verschiedenen Schichtstärken mit *Permalloy*, einer weichmagnetischen $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Legierung realisiert worden. Da die übrigen Schichten sukzessive erst während des Strukturierungsprozesses aufgetragen werden, ist die Elektrode mit etwa 5 nm Tantal abgedeckt. Neben ihrer Eigenschaft als Gluelayer kommt dieser Tantallage noch die Aufgabe einer passivierenden Schicht zu. Da Tantal an Luft eine nur etwa 2 nm tiefe Oxidschicht bildet [165], ist der restliche Schichtstapel vor weiterer Oxidation geschützt. Hinzu kommt, dass Tantal wegen seines hohen Schmelzpunktes $T_S = 3270 \text{ K}$ [182] hier auch als Diffusionsbarriere wirkt.*

Die folgenden, in der Darstellung 2.2 gezeigten Schichten müssen schrittweise in verschiedenen Strukturierungsphasen aufgewachsen werden. Dies gilt sowohl für das Schichtsystem der zweiten, oberen Ausleseleitung, welches wiederum in einer von Tantal umschlossenen Kupferbahn besteht, als auch für die folgenden Siliziumoxidschichten und die Schichten der Wort- und Takt-

*Dies ist besonders relevant, wenn wie im Fall der Zellpaarigkeitsproben die obere Ausleseleitung zur leichteren Kontakttierung im Messstand aus diffusivem Gold erstellt wird [183, 184].

bahnen. Die Dicke des Siliziumoxids ist dabei so eingestellt, dass zum einen kein dielektrischer Durchbruch durch die während des Gattertestbetriebs auftretenden Potenzialdifferenzen von bis zu 10 V verursacht wird. Zum anderen wird der Abstand zwischen den TMR-Elementen und ihren Schaltbahnen möglichst gering gehalten, weil die Magnetfeldstärke mit wachsender Distanz abnimmt. Auf das Schichtsystem der Schaltbahnen wird im Abschnitt 2.2.5 näher eingegangen.

Es sei noch erwähnt, dass bei einigen Proben ein zweiter Sputtermodus mit $L_P = 500 W$ genutzt wurde, bei dem ferner zur Homogenisierung des Teilchenflusses eine Lochblende periodisch durch den Sputterstrahl geführt wurde. Aufgrund der erhöhten Plasmaleistung ist das Schichtwachstum verändert, was insbesondere beim Kupfer eine signifikante Erhöhung der Schichtrauigkeit mit sich bringt. Mit Hilfe kraftmikroskopischer Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass sich diese verstärkte Rauigkeit bis zur Tunnelbarriere fortsetzt (Abb. 2.3). Die Standardabweichung σ_z der Z-Werte, die als Maß für die Schichtrauigkeit angesehen werden kann, ist hier mit $\sigma_z = 8.9 \pm 0.1 \text{ \AA}$ mehr als doppelt so groß wie für Schichtsysteme mit geringer Plasmaleistung ($\sigma_z = 3.6 \text{ \AA}$ [159]). Nach Gleichung 1.17 sollte dies mit $h \propto \sigma_z$ zu einer Steigerung der Néelkopplung führen, die je nach lateraler Ausdehnung der TMR-Strukturen zur Kompensation der antiferromagnetischen Streufeldkopplung genutzt werden kann.

Ein wesentlicher Unterschied des TMR-Systems B zu A liegt in der Ausführung der Referenzelektrode (s. Abb. 2.2). Die untere $\text{Co}_{75}\text{Fe}_{25}$ -Schicht ist zwar ebenfalls durch Exchange Bias an das antiferromagnetische Material $\text{Pt}_{42}\text{Mn}_{58}$ magnetisch angebunden. Dieses dient aber zugleich als elektrische Zuleitung. Hinzu kommt, dass eine zweite CoFe-Lage vermittels der ZAK (Abs. 1.3.3) über die 0.9 nm dünne Rutheniumschicht antiferromagnetisch an die untere CoFe-Schicht gekoppelt ist. Deshalb wird das in der Schichtfolge CoFe/Ru/CoFe bestehende System auch als *künstlicher Antiferromagnet* (engl. *artificial antiferromagnet*, AAF) bezeichnet. Da sich die antiparallelen Streufelder beider Schichten in ihrer Wirkung auf die Hysterese der weichmagnetischen Elektrode entgegenstehen, ist eine geringere Nettostreufeldkopplung als in A zu erwarten.*

Auch die programmierbare Elektrode ist gegenüber A verändert. Das polykristalline Permalloy ist durch die amorphe $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ -Schicht ersetzt wor-

*Da die Magnetisierungen der CoFe-Schichten während des Feldkühlens durch das externe Magnetfeld lateral homogen ausgerichtet werden müssen, muss das CoFe/Ru/CoFe-System ein Nettomoment aufweisen. Die Schichtdicken können also nicht identisch gewählt werden. Die dickere Schicht mit größerem, magnetischen Moment ist unten plazierte, um ihr Streufeld am Ort der weichmagnetischen Elektrode gemäß der Gleichung 1.34 zu verringern.

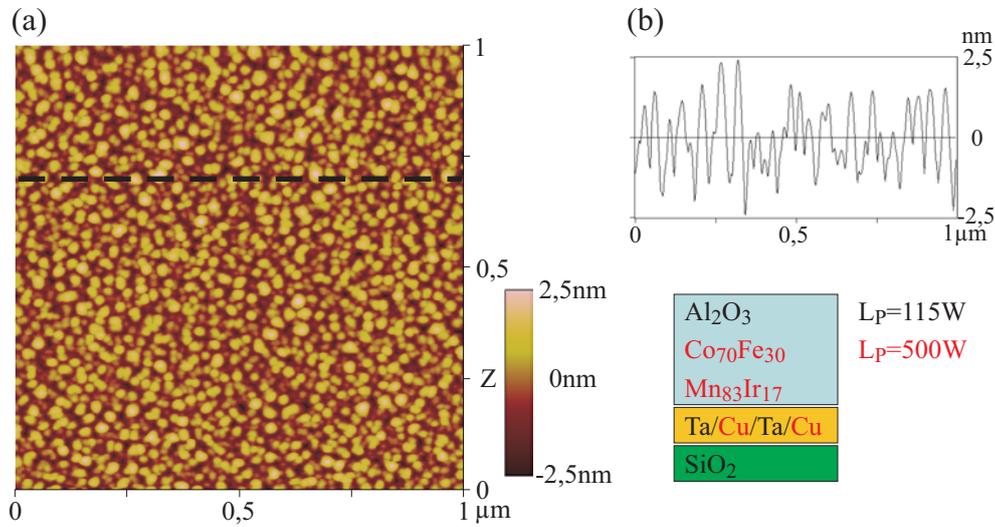


Abbildung 2.3: (a) $1 \mu\text{m}^2$ -AFM-Aufnahme der Barrierentopografie. Die hieraus berechnete Standardabweichung der Z-Werte beträgt $\sigma_z = 8.9 \pm 0.1 \text{ \AA}$. Ursprung dieser Rauigkeit sind die mit $L_P = 500 \text{ W}$ abgeschiedenen Schichten (in der Skizze des Schichtstapels rot eingetragen). (b) Kontur entlang der Strichlinie in (a). Trotz der Höhendifferenz von bis zu 5 nm sind die nur 1.8 nm dicken Al₂O₃-Filme geschlossen, wie Transportmessungen an diesem System belegen (s. Kapitel 3).

den, weil von einer verbesserten thermischen Stabilität der Grenzfläche zum amorphen Aluminiumoxid berichtet wird [185]. Ferner gibt es Untersuchungen, die durch den Ersatz der Permalloyelektrode mit CoFeB eine erhöhte TMR-Effektamplitude [186] und eine verbesserte Reproduzierbarkeit im magnetischen Schaltverhalten [187] von Tunnelementen feststellen.

Die TMR-Struktur B wird durch eine Rutheniumschicht abgeschlossen. Die übrigen Lagen des Spinlogiksystems werden wiederum erst in späteren Präparationsphasen aufgetragen und stimmen mit den korrespondierenden Schichten in A überein. Im folgenden Unterkapitel 2.2 wird der Prozess der Strukturierung thematisiert, der trotz der Diversität auf beide Schichtsysteme angewendet werden kann.

2.2 Strukturierung

Bei der Übertragung der Strukturen auf die Schichtsysteme kommen folgende Techniken zum Einsatz:

- Elektronenstrahlithografie (*engl. electron beam lithography*, EBL)
- Ionenstrahlätzen
- Lift-Off-Technik

Mit diesen Techniken wurden Logikgatter mit einem Flächenbedarf zwischen etwa $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ und unter $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ erzeugt. Ferner wurden diverse Zellpaarigkeitsproben mit bis zu 240 TMR-Elementen fabriziert. Dabei reicht die Strukturgröße der Tunnelelemente von einigen hundert Quadratmikrometern bis hinab zu etwa $0.017 \mu\text{m}^2$.

2.2.1 Schema

Der Ablauf der Strukturierung soll anhand des Beispiels für ein $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ großes Logikgatter mit dem Schichtsystem A erläutert werden. In der Ansicht 2.4 sind die wichtigsten Prozessschritte bis zur Gestaltung der oberen Ausleitleitungen im Probenquerschnitt illustriert. Die hierbei verwendeten Chemikalien und einige Parameter sind in der Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die für den Strukturtransfer benötigten Masken werden allesamt in *Negativverfahren* erstellt, d. h. die durch den Energieübertrag mit einem Elektronenstrahl chemisch modifizierten Lackstellen bleiben bei der anschließenden Entwicklung erhalten, während die *unbelichteten* Lackteile entfernt werden.

	Chemikalien / Prozessparameter
Lack	Negativ EBL Resist AR-N 7500.18*
Verdüner	AR-300-12*
Spincoating	30s bei 4000 U/Min, 450nm Lackdicke 60s bei 6000 U/Min, 225nm Lackdicke
Belichtung	Dosis (450nm Lack): $170 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ Dosis (225nm Lack): $250 \mu\text{C}/\text{cm}^2$
Bake-Schritt	2 Min bei 85°C
Entwickler	AR-300-47*, 2..4 Min Entwicklungszeit, anschl. Spülen in deionisiertem Wasser
Remover	N-Methyl-2-Pyrrolidinon [†] im Ultraschallbad für 30 Min bis 3 Std
Reinigungsmittel	Azeton, p.a. Ethanol > 99.8%, p.a.

Tabelle 2.1: Bei der EBL verwendete Chemikalien und Prozessparameter.

* Allresist [188], † Sigma-Aldrich [189]

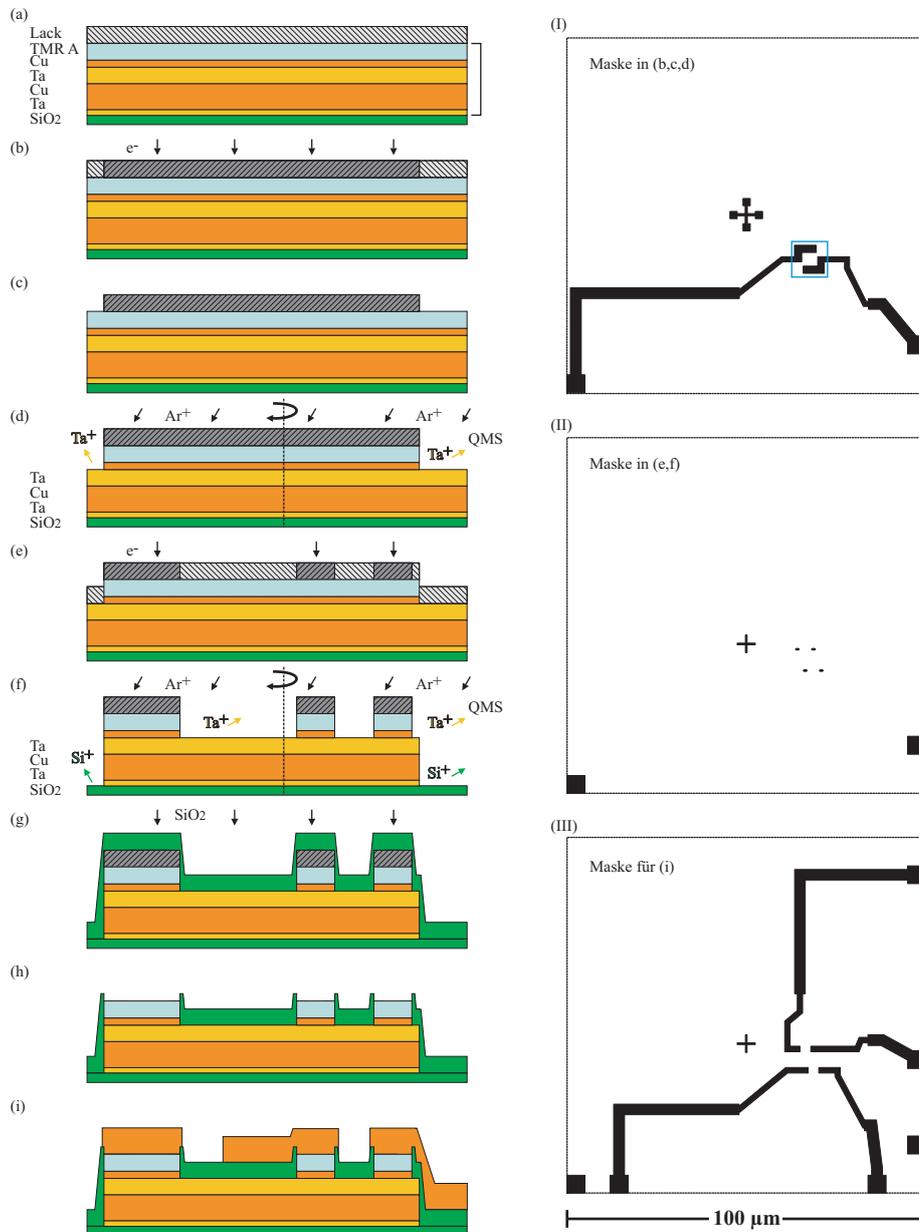


Abbildung 2.4: (a-i) Schemata der ersten Strukturierungsphasen für ein Logikgatter mit Schichtsystem A. Nur die relativen Dicken der in (a) eingeklammerten Schichten sind maßstabsgetreu. (I-III) Die zugehörige Masken passen in ein $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ großes Schreibfeld. Die spätere Position des $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ Gatters ist in (I) blau umrandet. Weitere Erläuterungen s. Text und Abb. 2.5.

Benutzt wurde ein Elektronenstrahlresist der Fa. *Allresist* [188], der durch *Spincoating* auf die Proben mit etwa $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Fläche aufgeschleudert wurde (Abb. 2.4(a)). Mit einer Umdrehungszahl von 4000 U/Min erzielt man so eine homogene Bedeckung mit 450 nm bis 500 nm Lackdicke. Für die kleinsten Strukturen (TMR-Elemente) wurde die Beschichtung durch Verdünnung des Lackes und durch Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit auf 6000 U/Min (s. Tab. 2.1) zu etwa 225 nm reduziert. Dadurch konnten elektronische Streuprozesse [163], die zu einer unbeabsichtigten Vergrößerung der belichteten Strukturen führen, weitgehend unterdrückt werden (s. Abs. 2.2.3). Die Maskenfiles selbst werden mit einem einfachen CAD-Programm (*engl. computer aided design, CAD*) der Fa. *Raith* [190] erstellt.

Lösungsmittel im Resist werden in einem kurzen *Bake-Schritt* (s. Tab. 2.1) verdampft. Hiernach folgt die Belichtung im REM mit einer Elektronendosis zwischen $170 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ und $250 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ (Abb. 2.4(b), Details in Abs. 2.2.3). Bei der späteren Entwicklung (2.4(c)) entsteht die in (I) gezeigte Maske für die untere Ausleseleitung. Das Kreuz in der Mitte des $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ausgedehnten Schreibfeldes dient wie auch in den anderen Masken zur Positionierung während folgender Belichtungen. Bei jedem Belichtungsschritt werden spiegelsymmetrische Masken (nicht gezeigt) für drei weitere Logikgatter geschrieben, so dass sich vier Gatter innerhalb eines $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ großen Quadrates befinden.

Die Übertragung der Maskenstruktur auf das Schichtsystem wird durch Ionenstrahlätzen erzielt (Grafik 2.4(d)). In einer UHV-Vakuumanlage werden Argonionen mit einer Beschleunigungsspannung von 400 V auf die rotierende Probe gelenkt, wo sie durch inelastische Stöße Material an der nicht durch Lack geschützten Probenoberfläche abtragen (s.a. Abs. 2.2.4). Die Ätztiefe wird durch ein Quadrupolmassenspektrometer (QMS) kontrolliert, welches sequentiell und periodisch die Massen der herausgeschlagenen Sekundärionen detektiert. Der erste Ätzvorgang wird im Übergang zwischen oberer Kupfer- und Tantalschicht gestoppt (Abb. 2.4(d)).

Im Anschluss der Strukturierung wird die Maske aus (I) in einem Removerbad durch Ultraschall entfernt (Tab. 2.1). Nach einer zusätzlichen Reinigung der Probenoberfläche mit Ethanol kann die Probe weiter verarbeitet werden. Die Schritte (a) bis (d) wiederholen sich für die Maske (II). Sie besteht in den Strukturen der TMR-Elemente und in zwei quadratischen Feldern, die die zur späteren Kontaktierung genutzten Flächen abdecken. Dabei befinden sich alle belichteten Stellen auf der Struktur für die untere Ausleseleitung (Abb. 2.4(e)). Wird diese Maske geätzt (2.4(f)), dann weist das QMS Ionen nach, die von zwei verschiedenen Schichtniveaus stammen. Die Dicken der einzelnen Lagen im Stapel der Ausleseleitung sind so abgestimmt, dass neben den Strukturen Substratniveau erreicht wird, wenn zugleich die zweite

Ätzstufe im oberen Tantal liegt. Dies ist der Punkt für den zweiten Ätzstopp. Im Unterschied zu oben wird die Probe nun mitsamt der Lackmaske mit etwa 100 nm Siliziumoxid beschichtet, um die Ausleseleitung elektrisch von nachfolgenden Bahnen zu isolieren (2.4(g)). Erst danach wird der Resist zusammen mit dem darüber befindlichen SiO_2 wiederum im Ultraschallbad abgehoben. Je kleiner die Strukturgröße, desto länger dauert dieser *Lift-Off-Vorgang*. Bei den kleinsten Elementen werden einige Stunden benötigt, um den in der Grafik 2.4(h) gezeigten Zustand zu erreichen. Um einen niederohmigen Zugang zu den nun offen liegenden Kontakten und Elektroden zu erzeugen, wird die sich zwischenzeitlich gebildete Tantaloxidschicht durch Ionenätzen entfernt. Im Anschluss daran wird das Schichtsystem der oberen Ausleseleitung aufgesputtert.

Die einzelnen Schritte während der Gestaltung dieser weiteren Zuleitung sind in der Grafik 2.4 wegen der wiederholten Anwendung gleicher Techniken nicht mehr gezeigt. In 2.4(i) sieht man lediglich das Resultat. Die zugehörige Maske ist in (III) abgebildet. Die Probe ist in diesem Stadium soweit gefertigt, dass Transportmessungen mit externen Feldern bereits durchgeführt werden könnten. Dabei können die Elemente aufgrund der gemeinsamen unteren Zuleitung sowohl in Reihe geschaltet wie auch einzeln vermessen werden. Allerdings sind zur praktikablen Kontaktierung im Messstand Kontaktpads mit etwa $125 \times 125\ \mu\text{m}^2$ Fläche erforderlich, die bei den Proben mit Logikgattern zu diesem Zeitpunkt noch nicht aufgebracht wurden.

Die Strukturierung des Systems B erfolgt analog. Lediglich die Position des ersten Ätzstopps (Abb. 2.4(d)) muss auf das erstmalige Auftreten von Tantal im Massenspektrum verschoben werden, so dass jenseits der Auslesebahn nur der Tantal-Gluelayer übrig bleibt.

Die beschriebenen Techniken kommen ebenso zum Einsatz, um die in den Schemata 2.5(a-c) dargestellten Stadien der Probenanfertigung zu erlangen. Zwischen den einzelnen Strukturierungsschritten werden die Schichtsysteme der Wort- und Taktleitungen sowie wiederholt isolierende, 140 nm dicke SiO_2 -Schichten aufgesputtert. Dabei werden mit der Lift-Off-Technik die elektrischen Kontakte zu den darunter liegenden Bahnen freigehalten. Die Masken für die Schaltbahnen sind in (I) und (II) gezeigt. Zusammen mit der Taktbahnmaske (II) wird auch die Anschlussstruktur geschrieben (III). Für die vier Logikgatter sind 64 Kontaktpads erforderlich.

Zur Passivierung wird die gesamte Probe nochmals mit 120 nm Siliziumoxid abgedeckt. Nur die Kontaktpads werden anschließend wieder freigelegt, um in einem letzten Strukturierungsvorgang mit 5 nm Tantal und 40 nm Gold beschichtet zu werden. Dadurch ist ein geringer Kontaktwiderstand ($< 2\Omega$) während der anschließenden Messungen gewährleistet.

In 2.5(IV) sind die fünf wichtigsten Masken für ein $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ -Gatter farb-

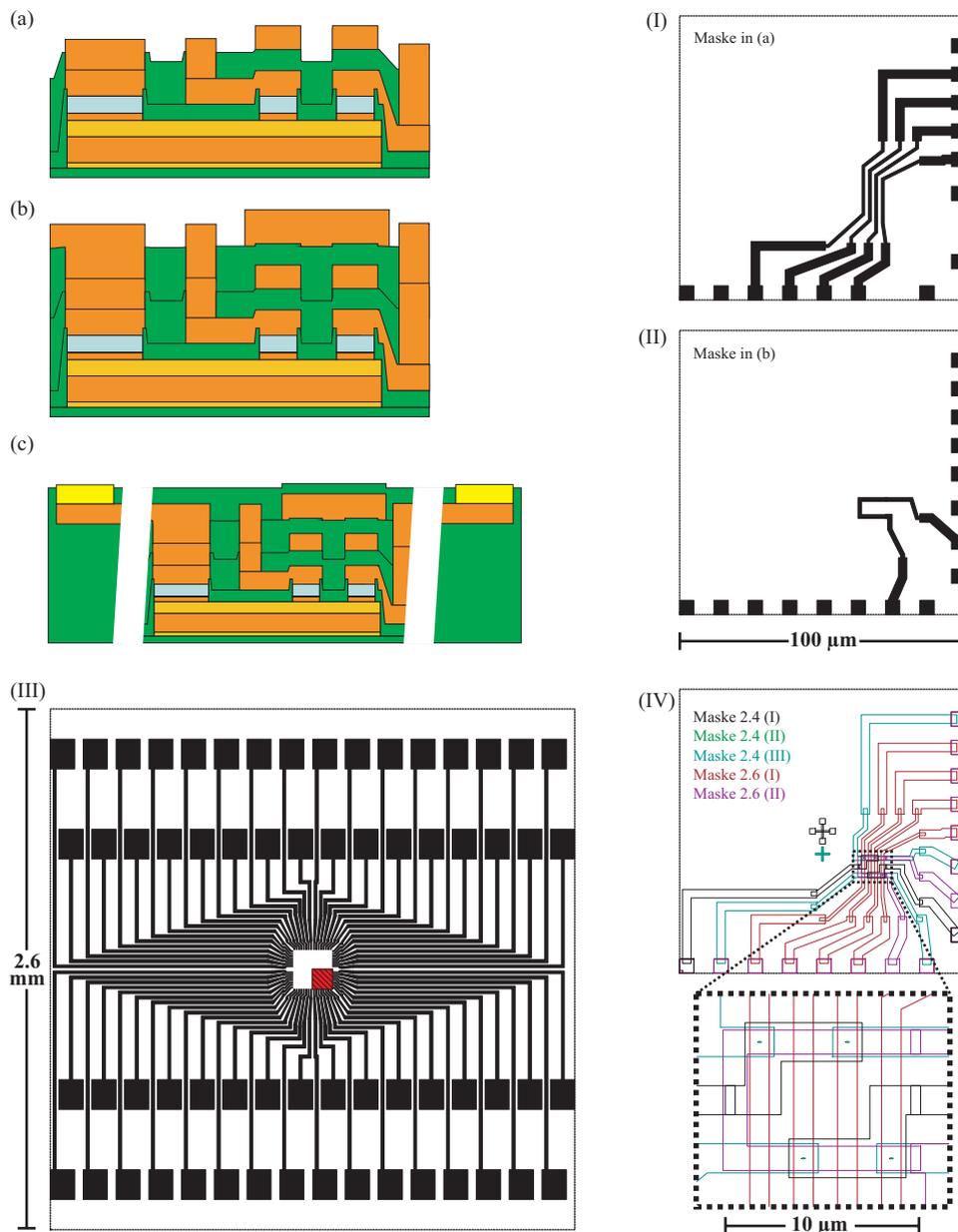


Abbildung 2.5: Fortsetzung der Darstellung 2.4 einzelner Strukturierungsphasen zusammen mit den entsprechenden Masken: (a)+(I) Wortbahnen, (b)+(II) Taktbahnen. Die Position der hier und in der Abb.2.4 gezeigten $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ Schreibfelder ist in der Maske für die Anschlussstruktur (III) rot markiert. (c) Nach Passivierung der Probe durch 120 nm SiO_2 werden die durch Lift-Off wieder freigelegten Kontaktpads mit $\text{Ta}[5 \text{ nm}]/\text{Au}[40 \text{ nm}]$ belegt. (IV) Zusammenstellung der Masken für ein $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Logikgatter. Hinzukommen drei Masken für Lift-Off-Vorgänge.

lich kodiert übereinander gelegt. Insgesamt werden für die Erzeugung eines Spinlogikgatters mit Anschlussstrukturen 9 EBL-Masken benötigt. Dabei können 16 Gatter auf einer quadratischen Probe mit 100 mm^2 Fläche untergebracht werden.

2.2.2 Layoutvarianten

Neben dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Maskenlayout sind noch weitere Designs realisiert worden. Zu den wichtigsten gehören die, die eigens für die Untersuchung der Zellpaarigkeit von TMR-Strukturen kreiert wurden. Da diese Proben ohne Schaltbahnen gefertigt werden, werden nur drei Masken für die elektrischen Zuleitungen und die Elemente selbst benötigt (ohne Passivierung der Probe). Die Strukturen sind also nach einer Prozessfolge wie in der Abbildung 2.4 bereits fertig präpariert.

Beim Entwurf der Masken für Zellpaarigkeitsproben ist zu berücksichtigen, dass möglichst viele Tunnelstrukturen für die statistische Auswertung der Transportmessungen genutzt werden sollten. Zudem müssen die TMR-Elemente innerhalb eines Schreibfeldes liegen, welches deutlich kleiner als 1 mm^2 ist, um eine lokale, elementweise Streuung in den Elementeigenschaften von einer globalen Variation im Schichtsystem auf der Zentimeterskala unterscheiden zu können.

Die Grafiken 2.6(a-c) zeigen das Maskenlayout in der Endversion für 60 Elemente. Dabei sind (b) und (c) vergrößerte Ausschnitte der Abbildung (a). Um die Kontaktpads in dem maximal $2.6 \times 2.6\text{ mm}^2$ großen Schreibfeld unterzubringen, besitzen alle TMR-Strukturen nur einen gemeinsamen unteren Kontakt (grün eingefärbt). Die oberen Zuleitungen verzweigen sich erst im Zentrum der Probe, damit ihr Widerstand bei den Transportmessungen vernachlässigbar klein ist. In (a) sind zwei zusätzliche Leiterbahnen zu erkennen, die zusammen mit dem unteren Kontakt strukturiert werden und einen Teil der oberen Bahnen kreuzen. Sie dienen zum Test der Isolationseigenschaften des zwischen den Leitungen gelegenen Siliziumoxids.

Des Weiteren sind Spinlogikgatter gebaut worden, die im Rahmen der oben erwähnten Kooperation bei der Siemens AG mit einem ASIC (*engl. application specific integrated circuit*) verschaltet werden, um die Funktion der Gatter und ihre Ansteuerung durch einen integrierten Schaltkreis zu demonstrieren (s. Abs. 4.4). Hierbei waren bezüglich der Tunnelwiderstände der Elemente, dem Arrangement der Kontaktpads sowie bezüglich der Widerstände der Wortbahnen enge Vorgaben zu erfüllen. In der Ansicht 2.6(d-f) ist das entsprechende Design präsentiert. Mit der Anschlussstruktur (d) können zwei Logikgatter (e) bedient werden. Da auf seiten des ASICs keine Taktbahnansteuerung vorgesehen war, konnte auf die zugehörigen Leiterbahnen verzichtet werden (f).

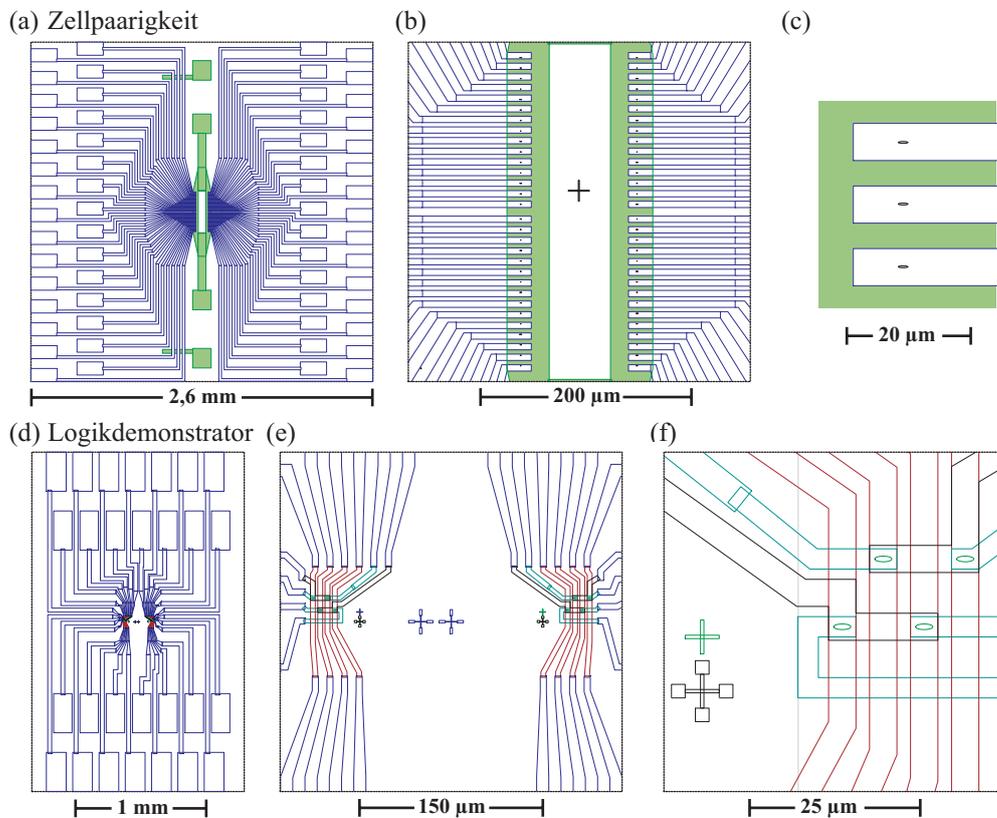


Abbildung 2.6: (a) EBL-Masken für Zellpaarigkeitsproben. Die erste Maske für den unteren Kontakt und zwei Teststrukturen ist grün markiert. (b) Vergrößerter Ausschnitt aus dem Maskenzentrum. (c) nochmals vergrößerte Darstellung der Masken für drei TMR-Elemente mit Zuleitungen. (d-f) EBL-Masken für den Spinlogikdemonstrator, Farbkodierung wie in Abb. 2.5(IV). Parameter wie die Elementfläche ($1.6 \mu\text{m}^2$) sind auf technische Vorgaben angepasst. Näheres s. Text.

2.2.3 Elektronenstrahlithografie

Die Prozessabfolge und die verwendeten Chemikalien sind bereits im Abschnitt 2.2.1 geschildert worden. Daher werden hier lediglich einige Spezifikationen des Rasterelektronenmikroskops gegeben und der Belichtungsvorgang untersucht.

Für die Belichtung steht ein REM vom Typ *LEO series 1530* mit *Feldemissionskathode* von der Zeisstochter *LEO Electron Microscopy Ltd* [191] zur Verfügung. Es ist mit dem verbreiteten Lithographiesystem *Elphy Plus* von *Raith* [190] ausgestattet. Zu dem Elphy-Paket gehört ein einfaches CAD-

Programm, mit dessen Hilfe die lithografischen Masken erstellt werden. Ferner übernimmt das System während der Belichtung die Ansteuerung des Mikroskops, so dass der Elektronenstrahl gemäß der zu schreibenden Maske über die belackte Probe geführt wird. In der Probenkammer herrscht dabei ein Druck von weniger als $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. Um eine Zerstörung der Elektronenquelle durch aufschlagende Ionen zu verhindern, wird der Druck in der Kathodenkammer durch eine *Getterpumpe* kleiner $1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ gehalten. Für die Probenabbildung kann von zwei Detektoren Gebrauch gemacht werden, die zur Bildgeneration Sekundärelektronen oder Rückstreuielektronen nutzen.

Als serielle Methode ist die Maskenerzeugung mit einem REM verglichen mit parallelen Belichtungsverfahren zeitaufwendig. Zudem ist die maximale laterale Ausdehnung der Schreibfelder mit wenigen Quadratmillimetern sehr begrenzt. Dennoch wird in dieser Arbeit auf die EBL zurückgegriffen, da sie hervorragend dafür geeignet ist, mit verhältnismäßig geringem Kostenaufwand einen hohen Grad an Miniaturisierung zu erzielen.

Die Elektronenoptik, die die Fokussierung, Rasterung und Ausblendung des Elektronenstrahls abwickelt, soll hier nicht im Details besprochen werden (s. dazu [192]), obschon sie maßgeblich für die theoretische Auflösungsgrenze des Mikroskops ist. Jene Grenze wird durch den Strahldurchmesser d am Ort der Probe bestimmt. Dieser Durchmesser ist seinerseits proportional zur *virtuellen Größe* d_v der Elektronenquelle und zur Vergrößerung M der Mikroskopsäule [163]. Hinzu kommt eine Strahlaufweitung durch Linsenfehler wie sphärische und chromatische Aberrationen. Der Wert von d lässt sich durch quadratische Summation der einzelnen Einflüsse abschätzen [163]:

$$d = \sqrt{(d_v M)^2 + d_s^2 + d_c^2} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} d_s \propto a^3 \\ d_c \propto a \frac{\Delta V}{V_B} \end{array} \quad (2.1)$$

Hierbei sind a der Konvergenzwinkel des Elektronenstrahls am Probenort, V_B die Elektronenbeschleunigungsspannung und $\frac{\Delta V}{V_B}$ die relative Energieunschärfe der Elektronen. Beugungseffekte spielen wegen der kleinen Elektronenwellenlänge λ keine Rolle ($\lambda < 0.01 \text{ nm}$ für $V_B = 20 \text{ kV}$).

Für das vorliegende Mikroskop ist das Auflösungsvermögen zu 1 nm spezifiziert worden. Der kleinstmögliche Strahldurchmesser ist etwa doppelt so groß. Die minimale Strukturgröße, die mit dem System realisiert wurde, ist mit 50 nm jedoch erheblich größer [193]. Dies liegt an Streuprozessen, denen die einfallenden Elektronen während der Belichtung unterworfen sind [194]. Zuerst kommt es im Lack zu einer Kleinwinkelstreuung (*auch Vorwärtsstreuung genannt*). Dadurch verlieren die Elektronen einen Teil ihrer kinetischen Energie. Beim Negativresist führt dieser Energieübertrag zu einer Vernetzung

seiner Polymerketten, was ihn an dieser Stelle bei passend gewählter Elektronendosis (s. Tab. 2.1) für den Entwickler weniger löslich macht.* Die Kleinwinkelstreuung ist somit notwendiger Bestandteil der Maskenerzeugung. Sie führt aber auch zu einem verbreiterten Strahlprofil an der Resistunterkante. McCord *et al.* geben eine empirische Formel für die Verbreiterung d_{KW} des Strahldurchmessers in Nanometern an [163]:

$$d_{KW} = 0.9 \left(\frac{L}{V_B} \right)^{1.5} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} L \quad : \text{Lackdicke [nm]} \\ V_B \quad : \text{Beschleunigungssp. [kV]} \end{array} \quad (2.2)$$

Mit den Lackdicken aus der Tabelle 2.1 ergibt sich für typisches $V_B = 20 \text{ kV}$ eine Aufweitung um $d_{KW} = 96 \text{ nm}$ respektive $d_{KW} = 34 \text{ nm}$ für die dünnere Resistschicht. Demnach sind Strukturen bis in den tiefen Submikrometergrößenbereich mit verdünntem Lack wohldefiniert herzustellen. Bei Verwendung dicker Lackschichten wird es durch den Lackfuß zu einer Vergrößerung und Abrundung der Struktur sowie zu einer Abflachung des Lackantenprofils kommen [197]. Der Verdünnung des Resists sind allerdings Grenzen gesetzt, da z.B. die Reproduzierbarkeit folgender Lift-Off-Prozesse mit sinkender Lackdicke abnimmt.

Ein zweiter Vorgang, der zu einer Vergrößerung belichteter Bereiche führen kann, ist die Großwinkelstreuung (*auch Rückstreuung*), die die Elektronen im Schichtsystem unterhalb des Lackes erfahren. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rückstreuung steigt mit der Ordnungszahl des Schichtmaterials. Monte-Carlo-Simulationen zeigen [198, 163], dass die Entfernung zwischen dem Strahleintritt und der Position, an der die Elektronen aus dem Substrat wieder zurück in den Resist gelangen, bis zu $5 \mu\text{m}$ betragen kann. Die Elektronendosis, die ein Maskenbereich aufnimmt, hängt also von der Dichte der benachbarten Strukturen ab. Die Folge diese *Proximity-Effektes* [199] ist eine Verbreiterung oder sogar eine Verschmelzung belichteter Gebiete. Dies wird z.B. bei der Belichtung der eng beieinander liegenden Wortbahnen für die kleinsten Logikgatter beobachtet. Durch eine Anpassung der Dosis (*Proximity-Korrektur*) kann diesem Effekt entgegen gewirkt werden.

Es gibt noch einen dritten Prozess, der bei der Maskenerzeugung zu berücksichtigen ist, die Generation von Sekundärelektronen. Im Mikroskopbetrieb werden sie zur Bildgeneration genutzt. Bei der Belichtung führen sie zu einer effektiven Aufweitung des Strahldurchmessers um etwa 10 nm [163]. Aufgrund ihrer geringen Energie ($2..50 \text{ eV}$ [163]) und Reichweite tragen sie nicht zum Proximity-Effekt bei. Zusammen mit der Kleinwinkelstreuung begrenzen sie aber die Miniaturisierung von Lackstrukturen. Die bislang kleinsten

*Einen Überblick über die Vorgänge bei der Lackmodifizierung durch Elektronenbeschuss und nachfolgender Belichtung bieten die Artikel [195, 196]

Strukturgrößen wurde mit 20 nm in höchstauflösenden EBL-Systemen erzielt [163].

Die Abhängigkeit der beschriebenen Effekte vom Substrat unterhalb des Resists ist es, die Testbelichtungen mit verschiedenen Dosen erforderlich macht, um die Wirkung auf die Belichtung in ihrer Gesamtheit zu korrigieren.

2.2.4 Argonionenätzen

Der Ätzprozess findet in einer von K. Rott aufgebauten UHV-Kammer mit einem Basisdruck $p_B < 5 \cdot 10^{-8}\text{ mbar}$ statt. Während des Ätzens wird Argongas mit einem Partialdruck $p_{Ar} = 5.3 \cdot 10^{-4}\text{ mbar}$ eingelassen. Die Ionenquelle stammt von der Fa. *Roth & Rau* [169].

Die Argonionen werden auf die Probe beschleunigt, wo sie durch Impulsübertrag an den nicht durch Resist geschützten Stellen Material abtragen.* Die resultierenden Ätzraten sind reziprok zur Sublimationswärme [202] und damit materialspezifisch. Für die Beschleunigungsspannung der Ionen wird $U_B = 400\text{ V}$ gewählt, weil die Ionenenergie damit deutlich größer als die Energieschwelle von etwa 40 eV ist [203], oberhalb derer der Ätzprozess einsetzt. Der *Sputter Yield*, d. i. die Anzahl der herausgeschlagenen Probenatome pro einfallendes Argonion, liegt dann für die meisten TMR-Materialien nahe 1 [202]. Außerdem ist die Spannung noch so niedrig, dass eine Schädigung des Schichtsystems durch Ionenimplantation, wie aus der frühen MOS-Fertigung bekannt [201, 202], ausgeschlossen werden kann. Nur die ersten Atomlagen werden in den Sputtervorgang involviert [200].

Die Probe wird rotiert, um ein homogenes Ätzprofil zu gewährleisten. Da die Ionen aber an den Seiten der Lackmasken reflektiert werden, entstehen dennoch vertiefte Furchen am Rand der Lackstrukturen (Abb. 2.7(a)). Die Probe wird daher verkippt, so dass die Argonionen unter einem Winkel von 30° auftreffen. Durch den Schattenwurf der Maske wird die Furchenbildung dann vermindert [201].

Ebenfalls aus der MOS-Fertigung ist bekannt, dass redeponiertes Material an den Kanten geätzter Strukturen (Abb. 2.7(b,c)) zu einem parallelen Strompfad führen kann, der die Oxidschicht elektrisch überbrückt [201]. Mit dem Ziel, diese Redeposition [204] zu vermeiden, wurde von K. Rott der in Abschnitt 2.2.1 geschilderte zweistufige Ätzprozess eingeführt. Dieser gewährleistet, dass die gesamte Probe noch mit einem dünnen metallischen Film bedeckt ist, während beim zweiten Ätzvorgang durch die Al_2O_3 -Barriere der Elemente geätzt wird. Folglich kommt es zu keiner Substrataufladung, die ansonsten die Redeposition an Strukturkanten fördern würde. Dies zeigen

*Überblicksartikel zum Thema *Ionenätzen* finden sich in den Beiträgen [200, 201].

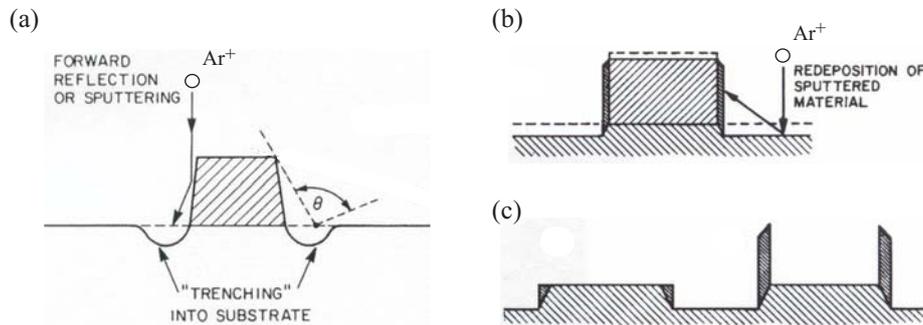


Abbildung 2.7: (a) Durch die Streuung der Argonionen ist der Ionenfluss und damit die Ätzrate am Rand der Lackmasken erhöht. Es kommt zur Bildung von Furchen im Substrat. Durch Ätzen unter einem Winkel θ kann dieser Effekt verkleinert werden. (b) An erhabenen Kanten wie den Masken und bereits geätzter Strukturen kann es zur Redeposition gesputterten Materials kommen. (c) In Abhängigkeit von der Schichtdicke bleiben unterschiedlich hohe Kanten nach der Lackentfernung um Ultraschallbad zurück. Alle Grafiken nach [201].

Transportmessungen an häufig defekten, kurzgeschlossenen TMR-Elementen, bei deren Strukturierung der besagte, metallische Film fehlte. Wie R. Richter in seiner Dissertation demonstriert, können TMR-Strukturen auch erfolgreich hergestellt werden, wenn die Argonionen durch einen Elektronenstrahl neutralisiert werden, bevor sie auf die Probe treffen [19].

2.2.5 Schaltbahnen

Die Schaltbahnen der Spinlogikgatter bestehen in der Schichtfolge Ta/Cu/Ta (Abb. 2.8(a)). Dabei dienen die beiden Tantallagen wiederum als Gluelayer (s. Abs. 2.1.4). In einigen Gattern werden die Wortbahnen mit einer 30 nm dicken NiFe-Schicht ergänzt. Deren remanente Magnetisierung ist aufgrund der Formanisotropie entlang der Leitung gerichtet. Erst bei hinreichendem Stromfluss wird die Magnetisierung ausgelenkt, was am Rand der Bahn zu magnetischen Ladungen führt (Abb. 2.8(b)). Es resultiert ein Streufeld \tilde{H}_S , welches am Ort des TMR-Elementes additiv zum strominduzierten Magnetfeld H_I hinzutritt. Für den vorliegenden Fall einer Schaltbahn ($B \gg L > x$) vereinfacht sich der Ausdruck 1.34 auf Seite 27 zu:

$$\tilde{H}_S \approx \frac{2M_{st}L}{\pi(L^2 + 4x^2)} \quad (2.3)$$

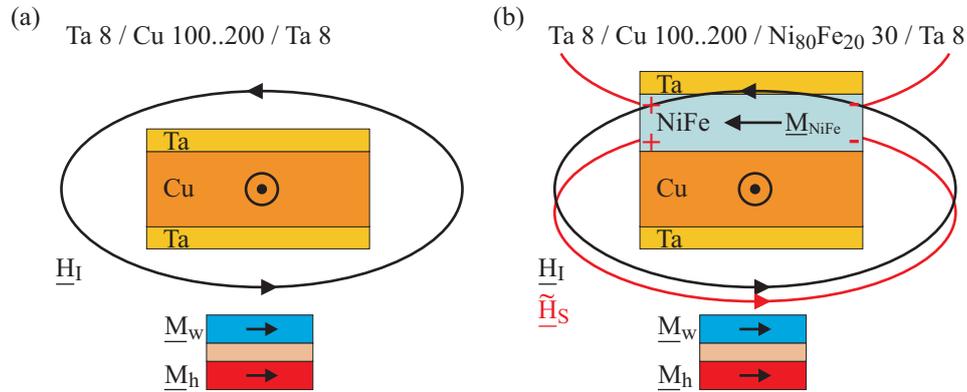


Abbildung 2.8: (a) Typisches Schichtsystem einer Schaltbahn mit darunter liegendem TMR-Element (b) Das Streufeld $\underline{\tilde{H}}_S$ einer oberhalb der Bahn befindlichen NiFe-Schicht führt bei geeigneter Ausrichtung der Magnetisierung zu einer Verstärkung des strominduzierten Magnetfeldes \underline{H}_I am Ort des Elementes.

x ist jetzt der Abstand zwischen Leiterbahn und programmierbarer Elektrode. Die durch $\underline{\tilde{H}}_S$ bewirkte Flussverstärkung wird bereits in der MRAM-Technologie zum Schalten von $0.6 \times 1.2 \mu m^2$ großen Speicherzellen genutzt [205]. Die Wirkung der Permalloyschicht in den hier vorgeführten Gattern wird in dem Abschnitt 4.2.4 untersucht.

Während die Wahl der Schaltbahnbreite durch die laterale Gesamtausdehnung der Gatter eingeschränkt ist, wird die Dicke der Kupferschicht (Abb. 2.8(a)) so eingestellt, dass die Schaltfelder der jeweils eingesetzten Elemente für Stromdichten unterhalb eines kritischen Wertes J_k erreicht werden, bei dem die Leiterbahnen durch Elektromigration [206, 207] irreparabel zerstört werden würden. Die Größenordnung von J_k wurde durch Ausfallmessungen mit Pulsdauern im Sekundenbereich an 100 nm dicken und $0.5 \mu m$, $1 \mu m$ und $2 \mu m$ breiten Kupferleitern zu $O(J_k) = 10^8 \frac{A}{cm^2}$ abgeschätzt. Wie im Gatter waren die Bahnen dabei mit Siliziumoxid (120 nm) bedeckt.

Der Gesamtwiderstand R_S einer Schaltbahn inklusive Zuleitung (s. Abb. 2.5) wird durch den schmalen Leiterteil im Gatterbereich dominiert. Die Länge dieses Abschnitts wird so abgestimmt, dass mit $R_S = 50..100 \Omega$ eine Anpassung an die Belastbarkeit der Pulsquellen im Messstand erzielt wird.

Um die theoretisch erreichbaren Feldstärken \underline{H}_I für einen gegebenen Leiterquerschnitt vorherzusagen, werden Computer gestützte Rechnungen angestrengt. Zu diesem Zweck wird die rechteckige Bahn in 500 Lagen mit jeweils 5000 Einzelleitern unterteilt, deren Felder $\underline{H}_{I,j}$ am Ort \underline{r} mit der Gleichung

für einen unendlich langen, geraden Leiter angenähert werden [208]:

$$H_{I,j} = \frac{1}{2\pi} \frac{I_j}{r_j} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} I_j &= \frac{I}{2.5 \cdot 10^6} \\ r_j &= |\underline{\mathbf{r}} - \underline{\Delta\mathbf{r}}_j| \end{aligned} \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet $\underline{\Delta\mathbf{r}}_j$ den Ortsvektor zum j -ten Leiterelement. Die Gesamtfeldstärke ergibt sich sodann aus der Summe über alle $H_{I,j}$. Die Zahl der Leiterelemente wird hier groß gewählt, damit die Diskretisierung der Bahn keinen Einfluss auf das Ergebnis für Felder nahe der Bahn (einige 10 nm) hat. Da der Abstand zwischen Bahn und programmierbarer Elektrode klein gegenüber der Leiterlänge ist, ist obige Näherung des unendlich langen, geraden Leiters angemessen.

In der Grafik 2.9(b) ist der errechnete Verlauf der Magnetfeldkomponente $H_{I,x}$ in der Elektrodenebene mit wachsender Entfernung zur Leitermitte gezeigt. Die in die Rechnung einfließenden geometrischen Parameter für typische Wort- und Taktbahnen sowie die Stromdichte sind im Teil (a) der Darstellung zusammengefasst. Während unterhalb der Wortbahnmitte ein Feld von 95 Oe herrscht, ist der Wert für eine Taktbahn gleichen Querschnitts aufgrund der größeren Entfernung um etwa ein Drittel reduziert. Bei beiden Bahnen sinkt die Feldstärke, sobald man dezentrale Positionen betrachtet. Am Rand der Wortleitung ist die $H_{I,x}$ -Komponente bereits auf 58% ihres Maximalwertes gefallen. Wegen dieses Feldgradienten ist eine hohe Positioniergenauigkeit der lithografischen Masken erforderlich. Um ein Element mit

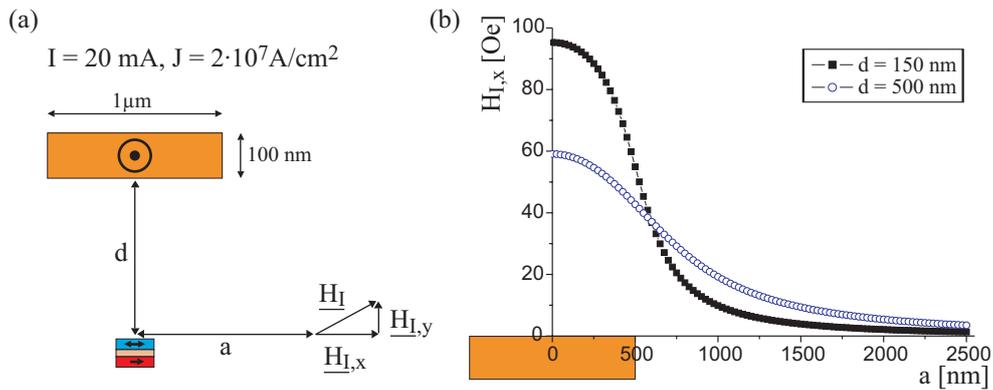


Abbildung 2.9: (a) Für die Berechnung von H_I benötigte Parameter. (b) Verlauf der Feldkomponente $H_{I,x}$ gegen den Abstand a (s. Skizze in (a)). Die Werte für d sind repräsentativ für die Distanzen zwischen den TMR-Elementen und Wort- (150 nm) sowie Taktbahnen (500 nm) in den Logikgattern.

200 nm lateraler Ausdehnung in einem Bereich mit mindestens 90% der maximalen Feldstärke zu erhalten, ist ein gegenseitiger Versatz von nur 285 nm tolerabel. Durch Verwendung breiterer Schaltbahnen kann die Toleranzgrenze für den Positionierungsfehler zwar erweitert werden. Allerdings steigt dann ebenso die zur Programmierung eines TMR-Elementes benötigte Strompulsamplitude.

In den kleinsten Logikgattern sind die Zentren benachbarter Wortbahnen 2.25 μm voneinander entfernt. $H_{I,x}$ ist dort auf weniger als 2% Prozent des Maximums gefallen. Ob das verbleibende Feld die Adressierbarkeit der TMR-Zellen gefährdet, wird durch die Bestimmung der Schaltfelder und mithilfe des unter Punkt 2. auf Seite 45 gegebenen Kriteriums im Abschnitt 4.2.5 analysiert.

Es sei bemerkt, dass die Berechnung der Magnetfelder für die Wortbahnen durch einen Vergleich der Schaltfelder überprüft werden kann, die einerseits in Minorloops mit Wortpulsen und andererseits mit externem, kalibriertem Spulenfeld ermittelt werden. Ein reproduzierbares Schaltverhalten des jeweils untersuchten TMR-Elementes ist hierbei jedoch Voraussetzung.

2.3 Miniaturisierung und Prozesskontrolle

Die Erfüllung der im Absatz 1.5.4 erläuterten Voraussetzungen für einen zuverlässigen Betrieb von Spinlogikgattern stellt eine Herausforderung an den Herstellungsprozess derselben dar. Die Kenntnis möglicher physikalischer und fertigungsbedingter Ursachen für eine Gatterfehlfunktion ist daher bedeutend für die Etablierung der einzelnen Präparationsschritte. Die physikalischen Parameter und Effekte, die bei der Präparation lateral homogener TMR-Schichtsysteme zu kontrollieren sind, sind bereits in den angeführten Arbeiten [159, 164] diskutiert worden (s. auch Tab. 2.2). Der Focus der folgenden Abschnitte richtet sich deshalb auf die Grenzen der Prozesskontrolle, die sich bei fortschreitender Miniaturisierung in einer mangelnden Reproduzierbarkeit der Strukturierung äußert, bevor im Unterkapitel 2.3.4 alle im Zuge der Prozessentwicklung festgestellten Einflüsse auf die Gatterfunktion zusammengefasst werden.

2.3.1 Elektronenstrahlithografie

Einzig das Spincoating wird in einem Reinraum (Filterklasse H14 nach EN 1822) vorgenommen. Beim Transport der Proben zwischen den einzelnen Vakuumapparaturen können eine zwischenzeitliche Benetzung der Oberfläche mit einigen Monolagen Wasser sowie der Niederschlag größerer Partikel

aus der nicht gefilterten Luft nicht verhindert werden. Die Verunreinigung mit solchen Partikeln könnte zwar durch die (kostenintensive) Verlagerung des gesamten Herstellungsverfahrens in einen Reinraum hoher Reinheitsklasse vermindert werden. Dennoch sei dieser Umstand bemerkt, da er bei der Interpretation der hier vorgestellten Ergebnisse berücksichtigt werden wird. Damit sind nicht diejenigen Fälle gemeint, bei denen bis zu einige Mikrometer große Partikel offenkundig zu einer Störung führen, weil sie beispielsweise als Ätzmaske fungieren oder beim Lift-Off-Vorgang Löcher in Isolatorschichten hervorrufen. Solche *missglückten* Proben werden von vornherein aussortiert und nicht weiter diskutiert.

Dahingegen kann nicht ausgeschlossen werden, dass solche Adsorbate beim Spincoating Hindernisse darstellen, infolge derer es zu Verwerfungen im aufgeschleuderten Resist kommt. Die resultierenden Schwankungen in der Lackdicke liegen im 10-Nanometerbereich. Sie können auch bei Abwesenheit von Verunreinigungen in späteren Prozessstufen nicht verhindert werden, da zuvor aufgetragene Strukturen auf gleiche Weise wirken. Da die Belichtungs-dosis (s. Tab. 2.1) und die durch Kleinwinkelstreuung bedingte Aufweitung des Elektronenstrahls (s. Abs. 2.2.3) von der Lackdicke abhängen, werden Lackverwerfungen zu einer Streuung in der lateralen Ausdehnung nominell identischer Masken führen. Gemäß der Gleichung 2.2 führt ein um 10 nm auf 235 nm verdickter Resist zu einer Strahlaufweitung von 36 nm anstelle von 34 nm für 225 nm Lackstärke. Bei einer runden TMR-Struktur mit einem nominellen Durchmesser von 100 nm (bei 225 nm Lack) würde dies eine signifikante Vergrößerung des Flächeninhalts um 4% verursachen. Der Tunnelwiderstand wäre entsprechend um 4% verkleinert.

Aufgrund der geringen Gradienten sind solche Schwankungen in der Lackdicke gemessen an den Strukturgrößen der Elemente langwellig ($\lambda \sim 1\text{ mm}$). Die laterale Ausdehnung der Masken für die Tunnelzellen eines Gatters werden demzufolge nicht variieren. Eine Streuung der Elementgröße über die gesamte Probe hinweg kann aber nicht ausgeschlossen werden, was die hier angestrebten Untersuchung der Zellpaarigkeit auf Strukturen beschränkt, die in geringem Abstand innerhalb eines gemeinsamen Schreibfeldes lokalisiert sind.

Proximity-Effekte spielen hinsichtlich der Zellpaarigkeit keine Rolle, da während der Elementbelichtung nur wenige, kleine, einige Mikrometer voneinander entfernte Strukturen geschrieben werden. Ferner wird berichtet [163], dass eine im Verlauf der Belichtung stattfindende Aufladung des Substrats zu einer Strahlablenkung mit folgender Deformation der Lackmasken führen kann. Auch dieser Effekt kann vernachlässigt werden, weil die Proben während der Maskenerzeugung für die Tunnelemente noch gänzlich mit einem metallischen Film bedeckt sind (vgl. Abb. 2.4(e)).

Dennoch wird neben der Dickenvarianz zuweilen noch eine weitere Form der Inhomogenität in Lackmasken beobachtet. Untersucht man die Masken nach der Entwicklung, so finden sich selten flockenartige Strukturen, wie sie in der REM-Aufnahme 2.10(a) durch Pfeile kenntlich gemacht sind. Ihr Ursprung und ihre chemische Zusammensetzung sind bislang ungeklärt. Da sie auch nach dem Ätzprozess nachweisbar sind (Abb. 2.10(b)), ist sicher, dass sie als Ätzmaske wirken können. Mit einem Durchmesser von bis zu 100 nm verursachen sie eine erhebliche Vergrößerung der Elemente im tiefen Submikrometergrößenbereich (Abb. 2.10(c,d)), wenn sie am Maskenrand derselben auftreten. Zudem kann die Deformation der Elementgrenze nicht-reproduzierbares, magnetisches Schaltverhalten bewirken, wie durch MFM-Untersuchungen (*engl. magnetic force microscopy, MFM*) und mikromagnetische Simulationen belegt wurde [103]. Gleich mehrere Bedingungen aus Abschnitt 1.5.4 werden somit verletzt.

Auffällig ist, dass diese Flocken nur an Stellen auftreten, die im Zuge eines

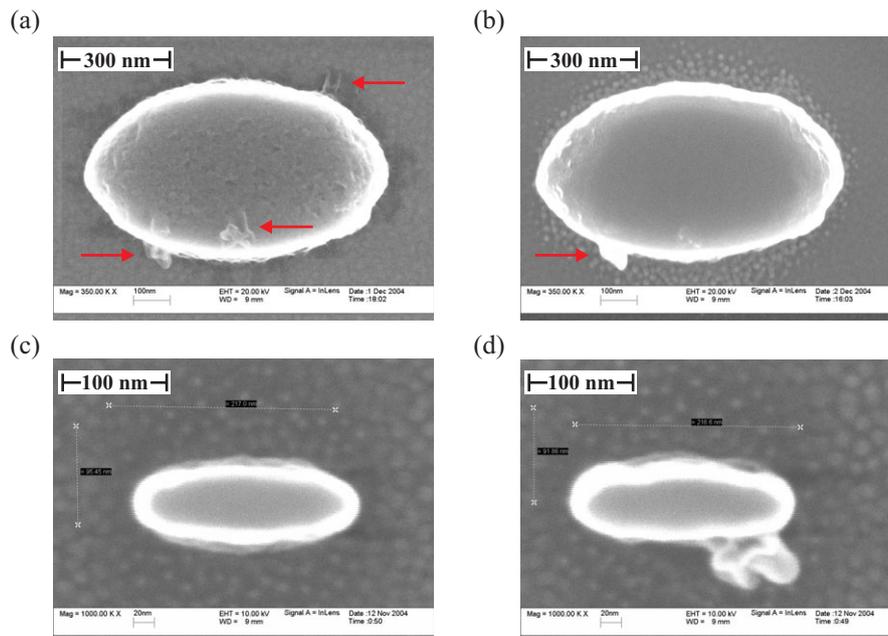


Abbildung 2.10: REM-Aufnahmen von elliptischen Lackmasken im Submikrometerbereich. (a) Maske nach der Entwicklung. Die roten Pfeile kennzeichnen flockenförmige Strukturen im Resist. (b) Dieselbe Maske nach dem Ätzschritt. (c,d) Kleinste Masken nach dem Ätzvorgang. Die zuweilen auftretenden *Flocken* können hier zu einer bedeutenden Deformation führen. Näheres s. Text.

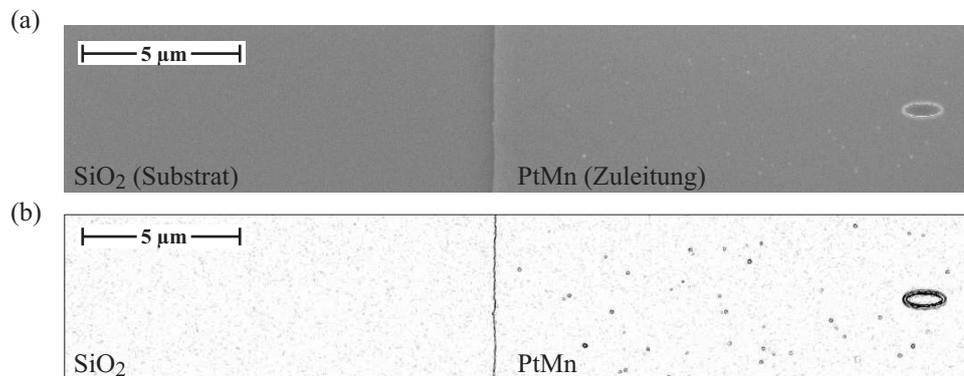


Abbildung 2.11: (a) REM-Bild einer elliptischen Elementmaske (rechts) nach dem Ätzvorgang auf einer aus PtMn bestehenden, elektrischen Zuleitung. Links neben der Bahn wurde bis in die Oxidschicht des Substrats geätzt. (b) Derselbe Ausschnitt nach Bildbearbeitung (s. Text). Die Flocken befinden sich ausnahmslos oberhalb der Zuleitung.

vorherigen Strukturierungsschritt bereits mit einer Maske bedeckt waren. Dies demonstriert das REM-Bild in der Darstellung 2.11(a). Auf der rechten Bildseite befindet sich die elliptische Lackkappe eines TMR-Elementes auf der breiten Zuleitung einer Zellpaarigkeitsprobe. Links sieht man die Siliziumoxidoberfläche des Substrats. Bei der gewählten Vergrößerung werden die Flocken erst durch eine Bearbeitung des Bildes mit einem Hochpassfilter und anschließender Kontrastverstärkung sichtbar (2.11(b)). Sie befinden sich ausnahmslos auf der Zuleitung, die schon mit der entsprechenden Maske aus der Grafik 2.6 abgedeckt war. Dabei ist unerheblich, ob es sich wie im Bild um das TMR-Schichtsystem B oder um System A handelt. Da die Flocken offenkundig ätzbeständig sind, ist anzunehmen, dass unterhalb derselben das Tunnelsystem erhalten bleibt. Wie Transportmessungen zeigen, erzeugen sie jedoch keine parallelen Strompfade, wenn sie separiert von den Elementen gelegen sind. Sie werden im Lift-Off-Prozess (Abb. 2.4(g,h)) nicht abgehoben und die darüber befindliche Isolatorschicht bleibt intakt.

Die in der Grafik 2.10 abgebildeten Lackmasken besitzen auch an Stellen ohne jene Flocken eine Randrauigkeit. Hierbei sei angemerkt, dass die Resistkappe in (a) und (b) durch die Betrachtung im REM unmittelbar nach der Entwicklung weiter modifiziert wurde und mit wachsender Betrachtungsdauer zunehmend aufgeraut erschien. Die Bilder sind also nicht repräsentativ. Anders verhält es sich mit der Aufnahme in 2.10(c). Die Maske wurde erstmals nach dem Ätzschritt abgebildet. Durch den vorherigen Ionenbeschuss ist sie nun unempfindlich gegen weitere Elektronenbestrahlung. An Ober- und

Unterkante ist der weniger dicke und daher dunkler erscheinende Lackfuß zu erkennen, der durch die bei der Belichtung aus dem Substrat zurückgestreuten Sekundärelektronen (s. Abs. 2.2.3) erzeugt wird. Er zeigt eine charakteristische Randrauigkeit im 10 nm Größenbereich, die demzufolge als Ursache für eine entsprechende Flächenvariation insbesondere bei den kleinsten TMR-Elementen angenommen werden muss (s. Kapitel 3). Die Quellen dieser Rauigkeit sind vielfältig und sind in einer Kombination aus einer begrenzten Positioniergenauigkeit des Elektronenstrahls, einer Strahlbewegung während des Beam-Blankings [163] und einer Schwankung des Elektronenstroms zu sehen. Hinzu kommt, dass die Strukturen aus einer endlichen Zahl an Polygonen zusammengesetzt werden. Auch eine Körnigkeit des aus langkettigen Polymeren bestehenden Resists wird als Grund für raue Lackkanten angesehen [209, 210]. Statistische Fluktuationen der Streuprozesse im Lack und Substrat scheiden als Ursache aus, da sie aufgrund der hohen Zahl an der Belichtung beteiligter Elektronen herausgemittelt werden. Selbst eine kleine Dotstruktur mit nur 100 nm Durchmesser wird mit etwa $1.2 \cdot 10^5$ Elektronen bestrahlt.

Zum Test der Positioniergenauigkeit sind eigens Teile der verschiedenen Lackmasken nacheinander belichtet und der sich ergebene Versatz der Masken vermessen worden. Demnach kann die gegenseitige Verschiebung kleiner $\pm 200\text{ nm}$ gehalten werden.

2.3.2 Argonionenätzen

Neben den nicht ideal glatten Lackmasken ist auch der Vorgang des Strukturübertrags auf das darunter gelegene Schichtsystem ursächlich für die Randrauigkeit der TMR-Elemente. Dies hängt mit der Körnigkeit und Rauigkeit der polykristallinen Schichten zusammen, die durch Anisotropien im Ätzprozess verstärkt auf tiefer liegende Schichten übertragen werden können. Zu diesen Anisotropien gehören winkelabhängige Ätzraten sowie verstärkte Redeposition und Schattenwurf an erhabenen Stellen [200].

In der REM-Aufnahme 2.12(a) ist die Granularität der geätzten Oberfläche deutlich sichtbar. Der mit der Entfernung zur Lackmaske wechselnde Materialkontrast ist auf einen Gradienten in der Äztiefe zurückzuführen, der schon in der Abbildung 2.10(b) zu erkennen ist. Für eine Materialanalyse mittels EDX (*engl. electron dispersive x-ray analysis*) ist die Beschichtung zu dünn. Die Materialangabe folgt aus der Kenntnis der mittleren Äztiefe aus dem Massenspektrum, der Schichtfolge und dem Wissen, dass die Äztiefe in einem unmittelbar angrenzenden Bereich zur Maske vermindert ist. Dies erkennt man, wenn man das Ätzprofil an einer Resistkante im Querschnitt betrachtet (Abb.2.12(b)). Durch das Verkippen der Probe gegen den Ionen-

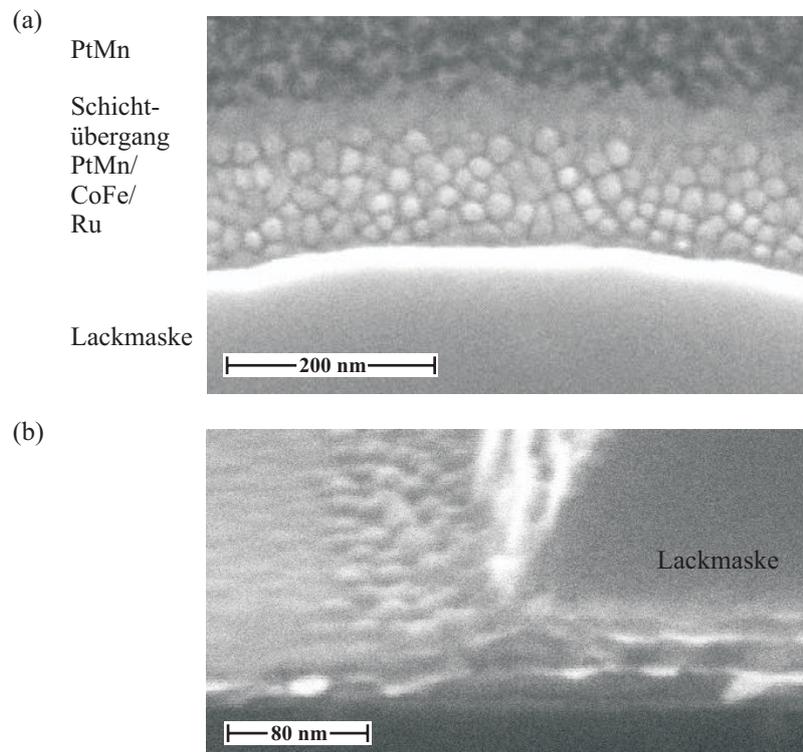


Abbildung 2.12: REM-Aufnahmen der geätzten Probenoberfläche in unmittelbarer Nähe zu einer Lackmaske. (a) Draufsicht. (b) Querschnitt aus [211]

strahl um 30° und die Schattenwirkung der Maske ist die Furchenbildung aus Abbildung 2.7 also verhindert worden. Allerdings ist die Oberflächenrauigkeit in einem etwa 100 nm breiten Bereich erheblich erhöht. Dies liegt an den oben genannten Anisotropien, die hier forciert zu Tage treten, weil zudem der Argonstrahl mit sinkender Entfernung zur Maske in einem wachsenden Winkelbereich abgeschattet wird. Der wegen der Rauigkeit diffus erscheinende Strukturrand begrenzt die Genauigkeit, mit der die Elementgrenze festgelegt werden kann, auf den Durchmesser der dort befindlichen Kristallite. Dies wird bei der Flächenbestimmung im Zuge der Zellpaarigkeitsuntersuchungen zu beachten sein.

Sollte trotz der in Abschnitt 2.2.4 geschilderten Maßnahmen eine Redeposition an der Elementkante während des Ätzworgangs nicht ausgeschlossen sein, so wird dies durch Transportmessungen nachzuweisen sein. Denn redeponiertes Material führt zu einem zur Tunnelbarriere parallelen Strompfad, der sowohl den Flächenwiderstand des Elementes wie auch die TMR-Effekt-

amplitude senkt. Der Leitwert G eines solchen *Nanokontaktes* ist wegen der räumlichen Begrenzung auf atomare Skalen quantisiert. Folgerichtig finden Pascual *et al.* für den Widerstand eines Goldkontaktes [212]:

$$R = \frac{h}{2n e^2} = 12.9 k\Omega \frac{1}{n} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.5)$$

Da der Tunnelwiderstand der Submikrometerelemente im Kiloohm- bis Megaohmbereich liegt, führt also bereits der Fall mit $n = 1$ bei Vorliegen eines parallelen Strompfads zu einem Totalausfall des Logikgatters. Wird der Nanokontakt aus ferromagnetischen Materialien gebildet, so kann n auch halbzahlige Werte annehmen, wie Ono *et al.* an einem Nickelnanodraht experimentell demonstrieren [213].

2.3.3 Lift-Off-Technik

Die Technik des Lift-Off wird mehrfach im Laufe der Gatterfertigung angewendet. Dabei werden die Lackmasken im Removerbad durch Ultraschall mitsamt den nachträglich aufgebracht, 100 nm bis 140 nm dicken Siliziumoxidkappen abgesprengt (vgl. Abb. 2.4(g-h)). Die erforderliche Verweildauer im Ultraschallbad steigt mit sinkender Strukturausdehnung an. Während die etwa $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ großen Kontaktpads nach wenigen Minuten freigelegt sind, benötigt der Lift-Off bei den kleinsten Submikrometerstrukturen bis zu drei Stunden.

Die Abbildung 2.13 demonstriert die Grenzen der Reproduzierbarkeit dieses Vorgangs. Die AFM-Aufnahme in 2.13(a,b) zeigt das Loch in der SiO_2 -Decke, welches beim Abheben der Lackmaske eines elliptischen TMR-Elements verursacht wurde, dessen Hauptachsen mit etwa 100 nm und 200 nm bemessen sind. In den Bildern werden Vertiefungen dunkel und Erhöhungen hell dargestellt. In den Grafiken 2.13(c,d) finden sich die Höhenprofile entlang der Strichlinien aus (a). Im Übergangsbereich zwischen Isolatorschicht- und vergrabener TMR-Elektrodenneiveaus findet man sowohl tief liegende Regionen mit einer mittleren Steigung von etwa 30% (90%) am linken (rechten) Rand (Abb. 2.13(c)) als auch Gebiete, die über das Oxidschichtniveau herausragen (Abb. 2.13(d)).

Es ist bekannt, dass Reste von Lackmasken aus Negativ-Resist auf der Probenoberfläche nach dem Entfernen zurückbleiben können [163]. Dass dies der Ursprung der hier beobachteten Erhöhungen ist, darf aber bezweifelt werden. Dagegen sprechen die geringe Höhe derselben und, dass sie in Bereiche hineinragen, in denen keine Belichtung des Resists stattfand.

Dies gibt Anlass zur Annahme einer Modellvorstellung vom Lift-Off-Prozess, die mithilfe der schematischen Ansicht 2.14 erklärt werden soll. Während des

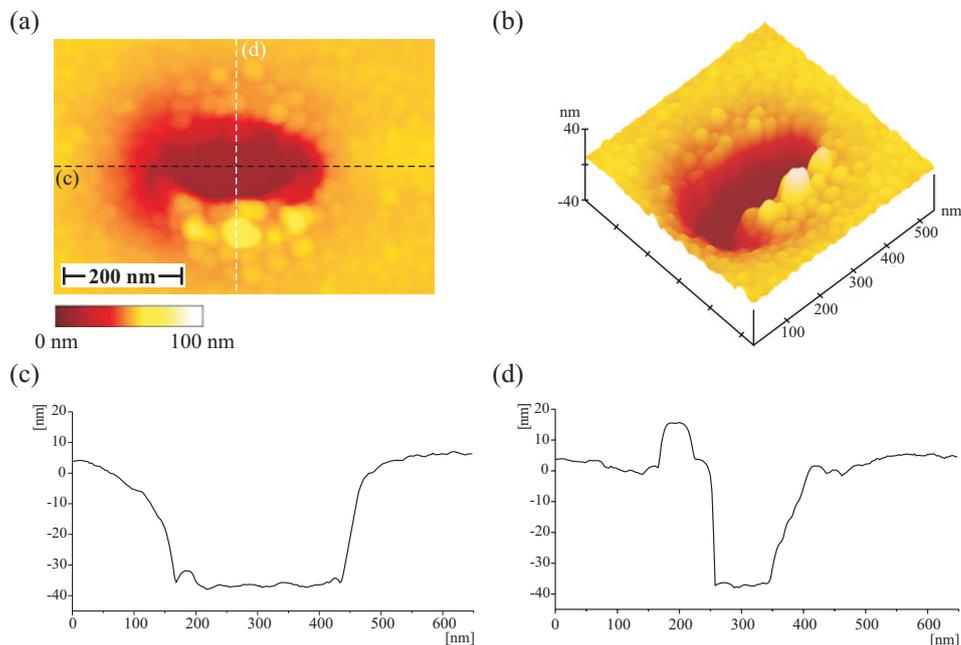


Abbildung 2.13: (a) AFM-Bild einer durch Lift-Off erzeugten Öffnung im SiO₂ oberhalb eines TMR-Elementes. (b) 3D-Ansicht. (c,d) Höhenprofile entlang der Strichlinien aus (a). Weiteres s. Text.

SiO₂-Sputterns werden die Proben nicht rotiert. Die nachgewiesenen Unregelmäßigkeiten an den Kanten der Lackmasken (Abs. 2.3.2) können sich also durch Schattenwurf z.B. in Dickenfluktuationen der SiO₂-Bedeckung auswirken (Abb. 2.14(a)). In der Folge bricht die Schicht in unterschiedlicher Weise ab und hinterlässt die verschiedenen Randformationen (Abb. 2.14(b)). Die Erhöhungen bestehen demnach in nicht abgehobenem SiO₂, welches ursprünglich an den Kanten der Masken aufgewachsen ist und bis über das TMR-Element ragen kann. Die vertieften Gebiete hingegen zeugen davon, dass Teile der Isolatorschicht auch jenseits der Lackkappen abplatzen können.

Der Vergleich von AFM- mit REM-Bildern zeigt, dass diese tiefer gelegenen Regionen aufgrund von Abschattungseffekten und des Flächenneigungskontrastes [214] in der Graustufendarstellung einer REM-Aufnahme verdunkelt erscheinen. Von den erhabenen Stellen werden vermehrt Elektronen zurückgestreut und Sekundärelektronen emittiert, so dass sie hell hervortreten [214]. Dies gilt auch für die REM-Aufnahmen in der Ansicht 2.14(c,d), die die Öffnungen im SiO₂ oberhalb zweier gleich großer TMR-Strukturen zeigen.

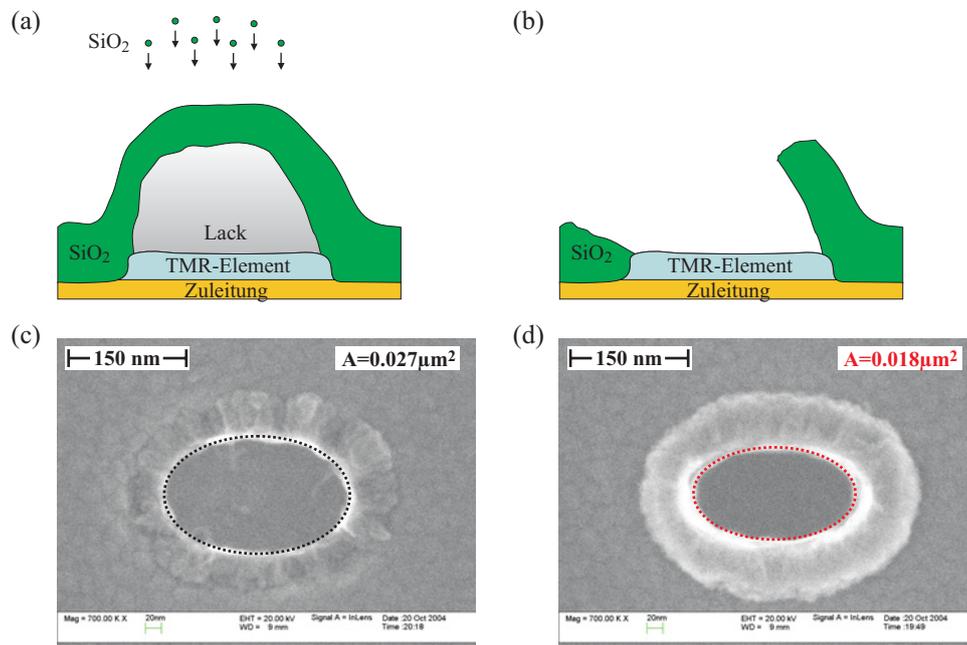


Abbildung 2.14: (a,b) Schema für die Entstehung verschiedener Randformationen beim Lift-Off (weitere Erläuterungen im Text). (c,d) REM-Aufnahmen von Öffnungen mit vollständig tief liegendem (c) und komplett erhabenem (d) Randbereich. Trotz der nominell gleich großen Lackmasken sind die entstandenen Lochflächen A verschieden.

Wegen der ungleichen Formation in den kompletten Randbereichen ist die laterale Ausdehnung A der Löcher jedoch signifikant verschieden. In 2.14(d) ist ein Teil des Elementes durch den SiO₂-Wulst verdeckt, so dass A um 33% Prozent kleiner ist als in (c). Ein Rückschluss von A auf die Fläche des darunter liegenden Elementes ist demnach bei Strukturen mit nicht vollständigem Lift-Off wie im Fall (d) ausgeschlossen.

2.3.4 Zusammenfassung

In der Tabelle 2.2 ist zusammenfassend dargestellt, wie sich mangelnde Kontrolle in der Fertigung auf den Betrieb eines Spinlogikgatters auswirkt. Dabei ist die Auflistung nach den einzelnen Prozessschritten gegliedert. Der Vollständigkeit halber werden alle hier und im Verlauf der verwandten Arbeiten (s. Abs. 2.1) beobachteten Effekte genannt. Proben mit offenkundigen Fehlern im Herstellungsprozess (z.B. Punkte 9-12, 17) werden im weiteren Fortgang der Arbeit nicht berücksichtigt. Im Anschluss an die Tabelle werden die Aspekte erläutert, die nicht bereits an den angegebenen Stellen erklärt worden sind und einer Darlegung bedürfen.

Fehler/Mangelnde Kontrolle im Prozessschritt:	Folge:	Wirkung auf der Gatterebene:	Nachweis durch:
1. Präparation des Schichtsystems	Unreinheit, Rauigkeit, Néelkopplung	Variation in AR , TMR, $H_{Néel}$; (S,SP,B)	MOKE, AFM, Transportmsg.
2. Wahl der hartmagnetischen Referenzelektrode	Strefeldkopplung, magn. Stabilität	\tilde{H}_S , TMR-Degeneration; (SP,B)	MOKE, Transportmsg.
3. Oxidation des Aluminiumfilms	nicht stöchiometr. Oxidation, laterale Variation der Barrierenhöhe, Asymmetrie etc.	Variation in AR , TMR, geringe Zellpaarigkeit, geringes U_{gap} ; (B)	Transportmsg.
4. Feldkühlen	laterale Variation in der Anisotropierichtung und H_{EB} , mangel. Ausheilung der Barriere	Variation in AR , TMR, geringe Zellpaarigkeit; (S,B)	MOKE, Transportmsg.
5. Spincoating (s. Abs. 2.3.1)	Variation in Resistdicke und Elementgröße	Variation in R_P , R_{AP} , geringes U_{gap} ; (B)	Transportmsg., REM
6. Elementbelichtung (s. Abs. 2.3.1)	Flächenvariation	Variation in R_P , R_{AP} , geringes U_{gap} ; (B)	REM, Transportmsg.

Tabelle 2.2, Forts. s. folg. S.

Fehler/Mangelnde Kontrolle im Prozessschritt:	Folge:	Wirkung auf der Gatterebene:	Nachweis durch:
7. Wahl der Elementform (s. Text)	$M_{Remanenz} \neq M_S$ (s. Abb. 2.15)	geringes U_{gap} ; (B)	Transportmsg., MFM, mikromag. Simul.
8. Argonionenätzen der Elemente (s. Abs. 2.3.2)	Redeposition	Reduktion von R_P , R_{AP} und TMR, geringes U_{gap} ; (B)	Transportmsg.
	Randrauigkeit	nicht reproduz. Schaltverhalten (s. Abs. 1.4.4); (S)	Transportmsg., mikromag. Simul.
9. (oberer) elektrischer Zugang (s. Abs. 2.1.4)	Tantaloxidbildung	Anstieg von AR , Reduktion von TMR, geringes U_{gap} ; (B)	Transportmsg.
10. Ultraschallen	mech. Schäden am Schichtsystem, Strukturen platzen ab	(S,SP,B)	REM
11. Lift-Off (s. Abs. 2.3.3)	unvollständige SiO_2 -Entfernung, im Extremfall kein el. Zugang	(S,SP,B)	REM
Forts. Lift-Off	unvollständige Resistentfernung, mech. Verspannung	nicht reproduz. Schaltverhalten (s. Text); (S)	REM, Transportmsg.
12. SiO_2 -Schichtpräparation	Variation in den Haftungs- und Isolationseigen.	Kurzschlüsse, Reduktion von R_P , R_{AP} und TMR; (S,SP,B)	REM, Negativprobe, (s. Abs. 2.2.2)
13. Layout der Auslesebahn (s. Text)	Asymmetrie im Strompfad	U_{gap} -Verringerung	Transportmsg.
14. Layout der Schaltbahnen	$H_{I,x} < H_S$ (s. Abs. 2.2.5)	(S)	Simulation, Gatterbetrieb

Tabelle 2.2, Forts. s. folg. S.

Fehler/Mangelnde Kontrolle im Prozessschritt:	Folge:	Wirkung auf der Gatterebene:	Nachweis durch:
15. Flussverstärker (s. Abs. 2.2.5, 4.2.4)	magn. Domänen	nicht reproduz. Schaltverhalten; (S)	MOKE, Gatterbetrieb
16. Vermeidung von Verunreinigungen (s. Abs. 2.3)	wirken als Ätzmaste, verursachen Löcher im SiO ₂	s. 6. und 12. (S,SP,B)	REM, Transportmsg., Negativprobe
17. Drahtbonden	Ladungen führen zu dielektr. Durchbruch	(S,SP,B)	Transportmsg., REM
18. Gatterbetrieb	Schaltströme führen zu Elektromigration	(S)	Gatterbetrieb, REM

Tabelle 2.2: Infolge mangelnder Prozesskontrolle auftretende Effekte und deren Auswirkungen auf den Gatterbetrieb. Die unter 1.-4. aufgeführten Punkte sind in vorangehenden Arbeiten diskutiert worden [159, 164, 165]. In Klammern stehen die Gatteroperationen, für die die Vorbedingungen aus Abs. 1.5.4 nicht erfüllt sind (S: Schreibvorgang, SP: Speicherung, B: Berechnung).

Zu den noch nicht erläuterten Aspekten gehört der in der Tabelle unter 7. erwähnte Punkt. Zur Erklärung betrachte man die Grafik 2.15 mit Ergebnissen mikromagnetischer Simulationen (Abs. 1.4.4), in der die berechneten Magnetisierungskonfigurationen für verschiedene Elementformen in Remanenz gezeigt werden. Als Ausgangszustand der Simulationen wurde eine homogene, in x-Richtung gesättigte Magnetisierung angenommen. Der Rand ist rau, weil es sich bei den Strukturen um reale mit einem AFM vermessene TMR-Elemente handelt.

Da die Streufeldenergie geringer ist, wenn die Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Strukturgrenze kleiner sind, weichen die berechneten Konfigurationen vom Idealzustand homogener Magnetisierung ab. Bei rechteckigen Elementen kommt es zur Ausbildung von Randdomänen (Abb. 2.15(a)). Je nach Ausrichtung dieser Domänen werden die Konfigurationen in *S*- und *C*-Zustände unterteilt [215]. Konfigurationen mit drei und vier Randdomänen (*K*- und *X*-Zustand [216]) werden in Strukturen der gezeigten lateralen Ausdehnung seltener beobachtet. Aufgrund der Verkippung ist die remanente

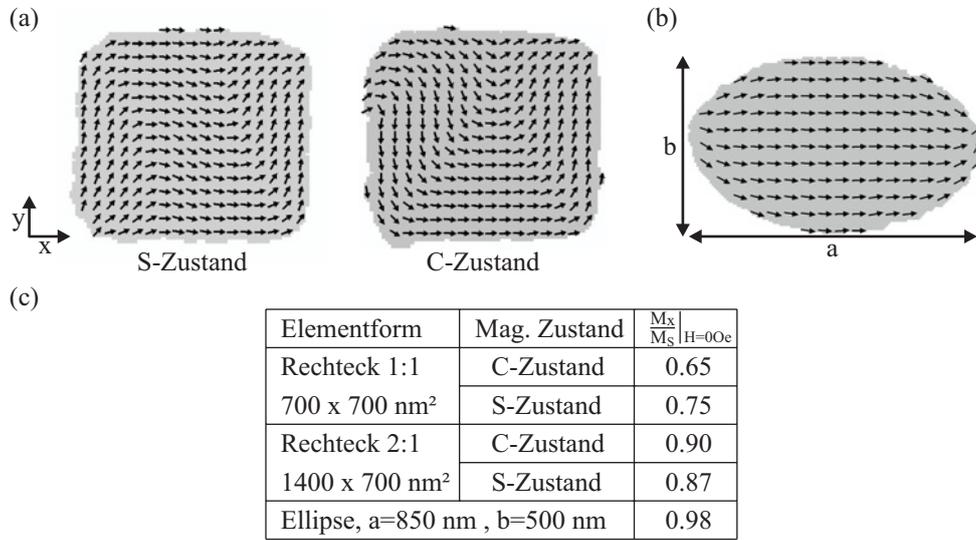


Abbildung 2.15: Mittels mikromagnetischer Simulationen berechnete, remanente Magnetisierungskonfigurationen für etwa $700\text{ nm} \times 700\text{ nm}$ große, rechteckige Elektroden (a) und eine $850\text{ nm} \times 500\text{ nm}$ große Ellipse. (c) Anteil der remanenten Magnetisierung in ursprünglicher Sättigungsrichtung für verschiedene Elementformen und Konfigurationen, aus [97]. Weiteres s. Text.

Magnetisierung, also die Komponente M_x in ursprünglicher Sättigungsrichtung, reduziert. Je nach Konfiguration beträgt sie in quadratischen Elementen nur zwischen 65% und 75% Prozent der Sättigungsmagnetisierung (s. Abb. 2.15(c)). Gemäß der Gleichung 1.4 auf Seite 6 führt dies im Logikgatter zu einer signifikanten Verringerung von U_{gap} , weil die Tunnelwiderstände in Remanenz ausgewertet wird. Zudem variieren die Werte für R_P und R_{AP} mit den jeweils eingenommenen Zuständen. Wenn man das Aspektverhältnis der Elemente auf Kosten der erzielbaren Integrationsdichte erhöht, wird der störende Einfluss dieses Effektes gemindert, weil der Flächenanteil der Randdomänen sinkt (s. Tab. in 2.15(c)).

Anders verhält es sich mit elliptischen TMR-Strukturen, die in Remanenz die in der Abbildung 2.15(b) dargestellte Konfiguration einnehmen. Hier beträgt $\frac{M_x}{M_S}$ 98%, weshalb diese Elektrodenform in der vorliegenden Arbeit bevorzugt wird. Die ebenfalls bekannten *Vortexkonfigurationen* [217, 218] mit einem magnetischen Wirbel im Zentrum der Ellipsen werden mit zunehmender Miniaturisierung und steigendem Aspektverhältnis energetisch ungünstiger und können so vermieden werden (s. Abschnitt 3.4.2).

Es wird berichtet, dass mechanische Verspannungen in magnetischen Ma-

terialien Einfluss auf die Magnetisierungskonfiguration haben [60]. Anders als bei der theoretischen Beschreibung nicht verspannter Elektroden (s. Abs. 1.2) kann nicht ausgeschlossen werden, dass diese magneto-elastische Effekte auch hier das Schaltverhalten von TMR-Zellen beeinflussen. Denn in der programmierbaren Elektrode können diese Verspannungen z. B. durch Lackreste hervorgerufen werden (Punkt 11). In der Folge werden lokal inhomogene Magnetisierungsverteilungen induziert, die ähnlich wie Einkerbungen im Rand die Bildung von Domänen fördern können [103]. Da die Magnetisierungsumkehr durch Domänenwände weniger reproduzierbar wird, können sich Lackreste also störend auf das Schaltverhalten von TMR-Elementen auswirken.

Zur Erläuterung des in der Tabelle unter 13. genannten Punktes bezüglich des Designs der Auslesebahnen, sei daran erinnert, dass der TMR-Effekt gemäß der Überlegungen in Abschnitt 1.1.1 durch die Bandstruktur der Elektroden bedingt ist. Bei verschiedenen Elektrodenmaterialien hängt der Tunnelwiderstand daher nicht nur von den Magnetisierungskonfigurationen ab, sondern auch von der Polarität der Biasspannung. Für ein maximales U_{gap} müssten die Tunnelströme durch die Elemente die gleiche Richtung besitzen. Dies ist mit dem Layout der Auslesebahnen (s. Abb. 2.4(i)) nicht gegeben, welches wegen der weniger aufwendigen Strukturierung gewählt wurde. Gemessen an den übrigen Effekten ist der Einfluss dieser Layoutwahl aber gering (s. Kapitel 3 und 4).

Zum Zwecke der elektrischen Kontaktierung im Messstand werden die Spinlogikgatter mit einem Drahtbonder der Fa. *Hybond* [219] gebondet. Es sei daher abschließend erwähnt, dass aufgrund der geringen Kapazität der TMR-Elemente ($C \geq 700 \text{ aF}$) die Gefahr eines dielektrischen Durchbruchs der Tunnelbarriere besteht (Punkt 17.). Um zu gewährleisten, dass die auf der Bondnadel befindliche Ladung nicht über die Barrieren abfließen, sind Brückenschaltungen und eine spezielle Bondreihenfolge erforderlich.

Als Resümee der beiden vorangehenden Kapitel bleibt festzustellen, dass es eine Vielzahl physikalischer Effekte gibt, die die elektronischen und magnetischen Eigenschaften von TMR-Elementen wie Effektamplitude, Tunnelwiderstand und magnetisches Schaltverhalten maßgeblich bestimmen können. Welche dieser Phänomene dominant sind und sich negativ auf die Zellpaarigkeit von Tunnelstrukturen auswirken, hängt von der lateralen Ausdehnung der Elemente und der statistischen Verteilung der Defekte oder Inhomogenitäten ab. Hieraus erwächst die Aufgabe dieser Arbeit, die resultierende Streuung in den für den Gatterbetrieb relevanten Elementeigenschaften zu ermitteln. Dies ist Gegenstand der Zellpaarigkeitsuntersuchungen im nachfolgenden Kapitel 3. Als Instrumentarium dienen Transportmessungen, REM-, AFM- und MOKE-Untersuchungen. Zudem wird eine Strategie entwickelt, mit deren Hilfe bei mangelnder Zellpaarigkeit geschlossen werden kann, ob

die Ursachen in der Präparation des Schichtsystems oder in der anschließenden Strukturierung begründet sind.

Ferner gilt es zu zeigen, dass der auf den Methoden der Elektronenstrahl-lithografie begründete Herstellungsprozess geeignet ist, Spinlogikgatter mit TMR-Zellen im tiefen Submikrometerbereich ($200\text{ nm} \times 100\text{ nm}$) zu erstellen. Dies ist Ziel des vierten Kapitels.

Kapitel 3

Zellpaarigkeit

In diesem Kapitel werden die verschiedenen TMR-Schichtsysteme (s. Abs. 2.1.4) auf ihre Verwendbarkeit in Spinlogikgattern getestet. Dazu werden Transportmessungen (Major - und Minorloops) an nominell identischen Elementen ausgewertet. Die gewonnenen, statistischen Schwankungen in den elektrischen und magnetischen Eigenschaften dienen sodann als Maß für den Grad der Zellpaarigkeit.

Aufgrund der Vielzahl und häufig in gleicher Weise Einfluss nehmenden Effekte (s. Tab. 2.2) ist nicht zu erwarten, dass in allen Fällen die Ursachen für eine Diversität eindeutig geklärt werden können. Anders ist dies, wenn ein Effekt dominant ist wie z.B. bei einer Tantaloxidbarriere oberhalb der Elementelektroden (s. S. 56, 62) oder bei Kurzschlüssen infolge defekter Isolatorschichten. Solche Fälle sind zwar erst durch die Zellpaarigkeitsuntersuchungen erkannt worden. Sie werden hier aber als Fälle mit offensichtlichen Prozessfehlern nicht weiter diskutiert.

Die Zellpaarigkeit ist für Elemente mit einer lateralen Ausdehnung zwischen einigen $10 \mu\text{m}^2$ und $0.017 \mu\text{m}^2$ überprüft worden. Hierzu ist neben der Transportmessungen auch eine exakte, experimentelle Bestimmung der Elementausdehnung erforderlich. Diese ist zunächst mittels REM-Aufnahmen an Strukturen mit ausschließlich vollständigem Lift-Off (s. Abb. 2.14(c)) versucht worden. Im Zuge der Untersuchungen am System A (ECR- und Pulsplasmaoxidation) wird gezeigt werden, dass die erreichbare Genauigkeit für die Spezifikation des lithografischen Anteils an der Diversität von Submikrometerelementen ungenügend ist. Beim Test des Systems B wird daher dazu übergegangen, die Elementgröße durch Vermessung der Lackmasken nach dem Ätzvorgang zu bestimmen. Die sodann genauere Flächenbestimmung ermöglicht die Entwicklung einer Methode, die bei systematischer Variation der Elementausdehnung und des Aspektverhältnisses erlaubt, zwischen lithografisch verursachten Defekten im Elementrand und intrinsischen Inho-

mogenitäten des Schichtsystems als Ursache für mangelnde Zellpaarigkeit zu unterscheiden (s. Abs. 3.5.2).

3.1 Messaufbau

Alle Messungen sind bei Raumtemperatur in einer speziell für den Magneto-Transport konzipierten Apparatur durchgeführt worden, die von M. Justus und A. Thomas entwickelt worden ist [164, 159, 220]. Die Bestimmung des Tunnelwiderstandes eines Elementes erfolgt durch eine 2-Punktmessung in Gleichspannungstechnik. Hierzu werden die Anschluss pads auf der Probe mit feinen Goldspitzen kontaktiert, die mittels Mikrometerverschiebetischen manuell positioniert werden können. Der resultierende Kontaktwiderstand ist kleiner 4Ω und somit vernachlässigbar gegenüber den Elementwiderständen im Kilo- und Megaohmbereich.

Mit Hilfe einer Computer gesteuerten Konstantspannungsquelle ist eine Biasspannung in drei Bereichen ($\pm 2V$, $\pm 200mV$, $\pm 20mV$) mit einer Auflösung von 2^{12} Schritten wählbar. Zur Messung des Tunnelstroms steht ein Elektrometerverstärker mit 6 Verstärkungsbereichen zur Verfügung. In den unterschiedlich empfindlichen Bereichen kann ein maximaler Strom I_{max} von $100mA$ ($10mA, \dots, 1\mu A$) gemessen werden. In einer später entwickelten Elektrometerversion sind 7 Messbereiche mit $I_{max} = 10mA$ ($1mA, \dots, 10nA$) verfügbar.

Die Auflösung in der Strommessung beträgt 0.05% des eingestellten Maximalwertes [159]. Zum Test des Signalrauschabstandes

$$S_V = \frac{I_R^2}{I_S^2} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} I_R : \text{Rauschstrom} \\ I_S : \text{Signalstrom} \end{array} \quad (3.1)$$

ist ein ohmscher $100M\Omega$ -Widerstand vermessen worden. Für den empfindlichsten $1\mu A$ ($1nA$) Verstärkerbereich gilt $S_V < 1 \cdot 10^{-4}$ mit einer Biasspannung von $100mV$ ($20mV$).

Zur Aufnahme von Major- und Minorloops wird ein Magnetfeld von 2 Spulen mit Ferritkern generiert. Es beträgt maximal $3500Oe$ und wird während der Loops mit einer Auflösung von $1Oe$ mittels eines *Bell 6010 Gauss/Teslameters* bestimmt.

Die Abbildung 3.1 zeigt unterschiedlich vergrößerte REM-Aufnahmen einer Probe, die mit den EBL-Masken aus der Grafik 2.6(a) für die Untersuchung der Zellpaarigkeit strukturiert worden ist. Es handelt sich um die nach Platzbedarf optimierte Endversion mit 60 Elementen pro Schreibfeld. Die ersten Zellpaarigkeitsproben wurden mit größeren Anschluss pads und Zuleitungen für insgesamt 20 Tunnelstrukturen hergestellt.

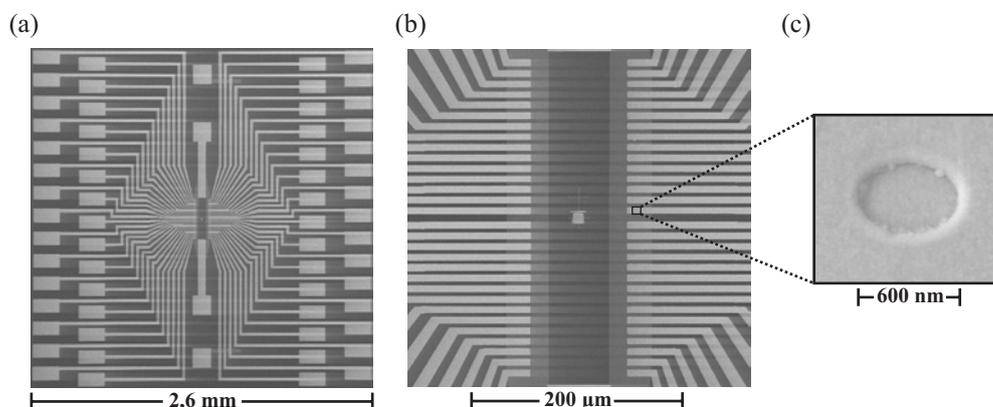


Abbildung 3.1: REM-Bilder einer Zellpaarigkeitsprobe, die mit den auf Seite 65 gezeigten EBL-Masken strukturiert wurde. (a) Komplettes Schreibfeld mit Anschlusspads für 60 Elemente. (b) Vergrößerter Ausschnitt der Feldmitte. Die oberen Elementzuleitungen erscheinen hell. Die gemeinsame, untere, mit SiO₂ bedeckte Kontaktbahn ist dunkler. (c) Einzelnes TMR-Element. Seine Position ist in (b) markiert.

3.2 System A

3.2.1 ECR-System

Die ersten Zellpaarigkeitsuntersuchungen sind am System A (Abb. 2.2) durchgeführt worden, dessen Tunnelbarriere durch ECR-Plasmaoxidation eines Aluminiumfilms erzeugt worden ist. Im Diagramm 3.2(a) ist der Gang des Tunnelwiderstands \bar{R}_{SAT} bei 100 mV Biasspannung gegen die Elementflächen von elliptischen TMR-Strukturen mit einem Aspektverhältnis von etwa 2:1 (Verhältnis der Ellipsenhauptachsen) zu sehen. \bar{R}_{SAT} ist ein Mittelwert der Widerstände R_{SAT} mehrerer Elemente, die aus Majorloops für ein Magnetfeld $H = 2000 Oe$ ermittelt worden sind. Bei diesem starken Feld sind beide Elektroden der Elemente magnetisch gesättigt und parallel zueinander ausgerichtet. Mit $15.2 \mu m^2$, $4.2 \mu m^2$ und $0.19 \mu m^2$ sind die TMR-Strukturen im Vergleich zu den übrigen Untersuchungen groß gewählt, um trotz des hohen Flächenwiderstands* $AR_{SAT} = 7.5 M\Omega \mu m^2$ (engl. *area resistance*, AR) rauscharme Magneto-Transportmessungen zu gewährleisten.

Aufgrund der geringen Zahl an TMR-Strukturen in den Schreibfeldern dieser ersten Zellpaarigkeitsproben ist eine statistische Auswertung nur in be-

*Auch im Folgenden wird der Flächenwiderstand immer für die parallele Magnetisierungskonfiguration angegeben.

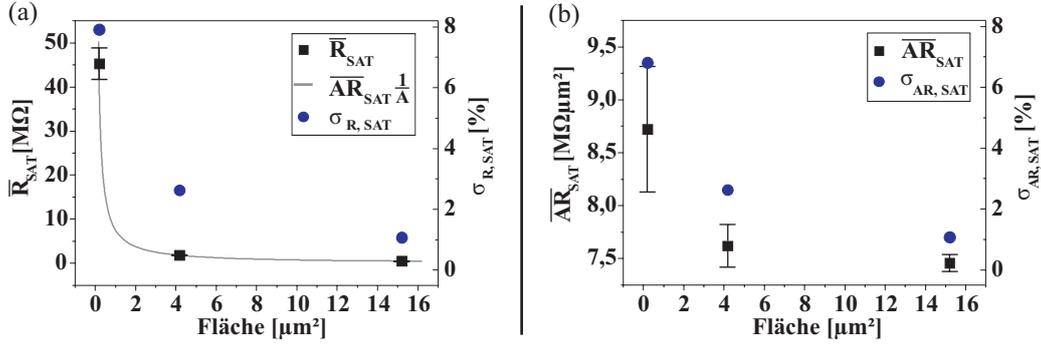


Abbildung 3.2: ECR-System: Mittlerer Tunnelwiderstand \bar{R}_{SAT} (a) und Flächenwiderstand \bar{AR}_{SAT} (b) in magnetischer Sättigung für verschieden große, elliptische TMR-Elemente mit 2:1 Aspektverhältnis. Die Standardabweichungen sind als Fehlerbalken und in Prozent angegeben. Die Biasspannung in den zugehörigen Majorloops beträgt 100 mV .

grenztem Umfang möglich. Für den \bar{R}_{SAT} -Wert der $0.19 \mu\text{m}^2$ großen Ellipsen konnten beispielsweise 14 Loops ausgewertet werden. Auf die Darstellung von Widerstandshistogrammen und die Simulation der Messdaten durch Gaußsche Normalverteilungen wird daher verzichtet. Dennoch lässt sich das grundsätzliche Verhalten aufzeigen, das die Tunnelstrukturen aller hier untersuchten Systeme in den Größen Widerstand, Flächenwiderstand und TMR-Amplitude an den Tag legen.

Gemäß des funktionalen Zusammenhangs $\bar{R}_{SAT} = \bar{AR}_{SAT} \frac{1}{A}$ steigt der Tunnelwiderstand in der Abb. 3.2(a) mit kleiner werdender Fläche A . Dabei ist \bar{AR}_{SAT} aus den Messungen der $15.2 \mu\text{m}^2$ und $4.2 \mu\text{m}^2$ großen Elemente bestimmt worden. Charakteristisch ist, dass auch die Standardabweichung $\sigma_{R,SAT}$ wächst, die ebenfalls in der Grafik 3.2(a) in Prozent von \bar{R}_{SAT} angegeben ist. Da magnetische Ursachen ausgeschlossen werden können, gibt es nur zwei Erklärungsmöglichkeiten für den beobachteten Anstieg in der Fluktuation von R_{SAT} . Zum einen kann die Ursache auf seiten der Lithografie in einer mangelnden Prozesskontrolle begründet sein, deren Wirkung wie z.B. eine Variation in der Elementfläche zunimmt, wenn sich die angestrebte Elementausdehnung den unteren lithografischen Grenzen nähert. Zum anderen kann dieses Verhalten von intrinsischen Inhomogenitäten im TMR-Schichtsystem wie einer Schwankung in der Barrierendicke zeugen. Je nach lateraler Ausdehnung und Periodizität dieser Inhomogenitäten führten sie in großen Strukturen aufgrund der Mittelung über die größere Elementfläche zu einer geringeren Streuung im Tunnelwiderstand. Um zusätzlichen Aufschluss zu erhalten, sind die weiteren aus den Transportmessungen ge-

wonnenen Größen zu betrachten.

Um den mittleren Flächenwiderstand \overline{AR}_{SAT} in magnetischer Sättigung der Elemente zu bestimmen, sind die Hauptachsen a und b der Tunnelstrukturen im REM vermessen worden. Die Elementfläche ergibt sich sodann aus der Gleichung $A = \frac{\pi}{4} a \cdot b$. Um den Lift-Off-Vorgang durch die erneute Belichtung der Lackmasken während der Vermessung nicht zu gefährden, passiert diese hier und bei den Pulsplasmafahrten des folgenden Abschnitts nach dem Lift-Off.*

Die Standardabweichung $\sigma_{AR,SAT}$ des Flächenwiderstands (Abb. 3.2(b)) zeigt denselben Gang mit der Elementfläche wie die Streuung des Widerstands. Sie ist mit $\sigma_{AR,SAT} = 6.8\%$ für die kleinsten Ellipsen gegenüber $\sigma_{R,SAT} = 7.9\%$ nur unwesentlich verringert. Dagegen beträgt die Standardabweichung σ_A in der Elementfläche nur 3.8% . Deshalb scheint eine lithografisch begründete Flächenvariation als maßgebliche Ursache für die Fluktuation in R_{SAT} auszuscheiden.

Bemerkenswert ist aber, dass \overline{AR}_{SAT} ebenfalls mit sinkender Elementausdehnung um etwa $1.2 M\Omega\mu m^2$ wächst. Die einfachste und naheliegende Erklärung liegt in der Annahme eines systematischen Fehlers in der Flächenbestimmung. Denn bei den kleinsten Tunnelelementen genügt bereits ein um $15 nm$ nach außen überschätzter Strukturrand zur rechnerischen Erhöhung des Flächenwiderstands von $7.6 M\Omega\mu m^2 = \overline{AR}_{SAT}(4.2\mu m^2)$ auf den ermittelten Wert von $\overline{AR}_{SAT}(0.19\mu m^2) = 8.7 M\Omega\mu m^2$. Bei den größeren Elementen führte dieselbe Überschätzung zu einer scheinbaren Erhöhung des Flächenwiderstands von nur 2.8% respektive 1.5% in Übereinstimmung mit dem Verlauf von \overline{AR}_{SAT} im Diagramm. Unterstellt man diesen Fehler in der Flächenbestimmung, so sind auch die Ergebnisse für σ_A und $\sigma_{AR,SAT}$ nicht verlässlich. Dies gilt ebenso für die zugehörige Schlussfolgerung des vorherigen Absatzes. Aufgrund der Unsicherheit in der Messung der Elementflächen nach dem Lift-Off darf eine Flächenvariation als Ursache für den Anstieg von $\sigma_{R,SAT}$ hier nicht ausgeschlossen werden.

Eine Größe, die unabhängig von der Fläche determiniert werden kann, ist die TMR-Effektamplitude. Sie ist ebenfalls über dieselben Elementmengen gemittelt worden und in der Grafik 3.3(a) zusammen mit σ_{TMR} aufgetragen. Beachtenswert ist auf der einen Seite, dass die TMR-Amplitude im Mittel von 41.3% für $15.2\mu m^2$ große Ellipsen auf 42.7% für die Submikrometerstrukturen steigt. Ferner ist mit Blick auf die technische Anwendung zu bemerken, dass σ_{TMR} mit 0.6% bis 1.0% vom Mittelwert der Effektamplitude klein bleibt. Die Steigerung der Effektamplitude mit sinkender lateraler Aus-

*So wird verhindert, dass die Abbildung der Lackmasken zu einer starken Überbelichtung führt, die das Abheben des Resists im Ultraschallbad vereiteln würde.

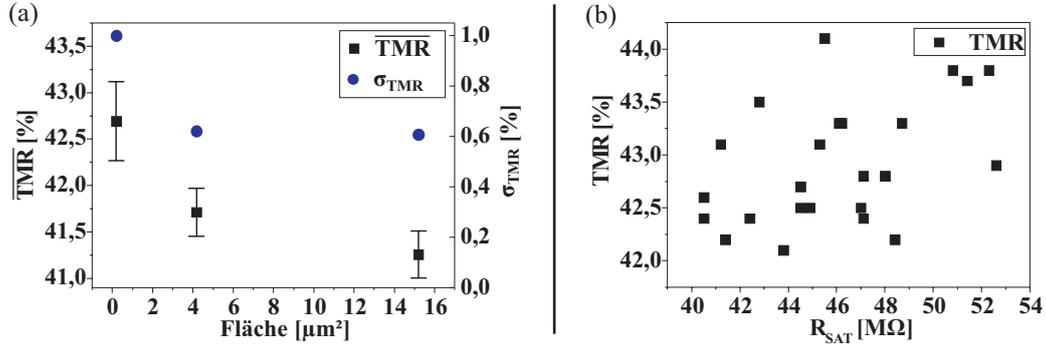


Abbildung 3.3: ECR-System: (a) Mittlere TMR-Effektamplitude und Standardabweichung für die Elemente aus den Diagrammen 3.2(a,b). Die Angabe von σ_{TMR} in Prozent bezieht sich hier und in allen nachfolgenden Darstellungen auf den Mittelwert der TMR-Effektamplitude. (b) TMR gegen R_{SAT} für Elemente mit $A = 0.19 \mu m^2$. Die Biasspannung in den zugehörigen Majorloops beträgt $100 mV$.

dehnung ist nicht durch lithografische Defekte z.B. am Rand der Elemente erklärbar. Es lässt sich auch kein weiterer, systematischer Zusammenhang mit anderen Größen herstellen, wie im Diagramm 3.3(b) exemplarisch für TMR und Tunnelwiderstand R_{SAT} der kleinsten Strukturen zu sehen ist.

Die Gegenüberstellung der beiden Majorloops in der Abbildung 3.4 ist dagegen aufschlussreich. Die Loops starten mit Feldern größer $2000 Oe$, wo sich beide Elemente in magnetischer Sättigung befinden. Dann wird die Feldstärke verringert und in der Nähe von $H = 0 Oe$ dreht zunächst die weichmagnetische Elektrode ihre Magnetisierung um. Während sich der Widerstand des Submikrometerelementes im weiteren Verlauf des Loops bis etwa $H = -500 Oe$ nicht ändert, fehlt ein vergleichbares Plateau im Majorloop der $15.2 \mu m^2$ großen Tunnelstruktur. Offenkundig verändert sich die Magnetisierung der hartmagnetischen Referenzelektrode, bevor die Magnetisierung der programmierbaren Elektrode gänzlich umgeklappt ist. Eine vollkommen antiparallele Magnetisierungskonfiguration, die Voraussetzung für die Beobachtung der größtmöglichen TMR-Amplitude ist, wird also nicht eingenommen, auch nicht auf dem Rückweg, wenn das Magnetfeld von negativen zu positiven Werten hin variiert wird.

Nicht alle Elemente mit der Fläche $A = 0.19 \mu m^2$ besitzen ein so breites Plateau wie in der Darstellung 3.4(a). Aber während die Majorloops der größten Strukturen ohne Ausnahme diese typische, zugespitzte Form haben, wird dies mit sinkender Elementausdehnung seltener beobachtet. Demzufolge ist der Anstieg des TMR-Mittelwertes magnetischen Ursprungs.

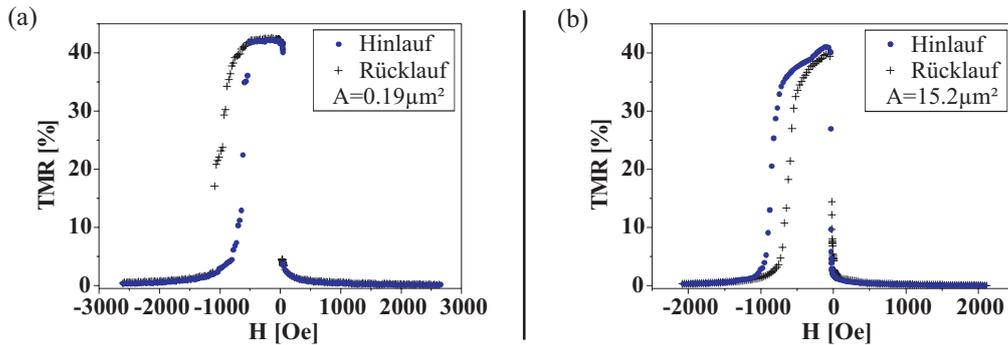


Abbildung 3.4: ECR-System: Majorloops von Elementen mit $A = 0.19 \mu\text{m}^2$ (a) und $A = 15.2 \mu\text{m}^2$ (b). Die Biasspannung beträgt in beiden Loops 100 mV .

Die an dieser Stelle besprochenen Strukturen sind mit ihrer lateralen Ausdehnung weit entfernt von dem Größenbereich, in dem magnetische Partikel als (quasi-)eindomänig gelten (vgl. Abs. 1.4.3). Wie frühere Untersuchungen [94, 97] zeigen, ist es wahrscheinlich, dass die weichmagnetische Elektrode ihre Magnetisierung unter Bildung eines Vortexzustandes oder einer Domänenwand umkehrt. Dafür sprechen auch die charakteristischen Stufen, die in Minorloops gefunden werden (s. Abschnitt. 3.4). In zweifacher Hinsicht kann dies zu einer verminderten TMR-Amplitude führen. Erstens können die Domänenwände durch Pinning (s. Abs. 1.4.4) magnetisch stabilisiert werden, so dass allein deshalb keine ideal antiparallele Konfiguration während eines Loops auftritt. Außerdem sind diese inhomogen magnetisierten Übergangszustände der programmierbaren Elektrode mit starken Streufeldern verbunden. So kann das Streufeld einer Néelwand am Ort der gegenüberliegenden hartmagnetischen Schicht größer als 1 kOe sein [115]. Die resultierende Wechselwirkung zwischen den Elektroden kann daher eine sukzessive Entmagnetisierung der hartmagnetischen Schicht infolge wiederholten Schaltens der weichmagnetischen Elektrode hervorrufen [115]. Auch dann wird die Effektamplitude reduziert.

Zur Vermeidung dieser Effekte sind kleinere Strukturen erforderlich, die auch zur Steigerung der Intergationsdichte späterer Bausteine notwendig sind. Aufgrund seines wesentlich geringeren Flächenwiderstands ist das mit einem gepulsten Plasma oxidierte TMR-System (s. Abs. 2.1.2) ein guter Kandidat für die Lösung der beim ECR-System auftretenden Probleme, da Tunnelstrukturen im tiefen Submikrometerbereich mit vergleichbaren Widerständen hergestellt werden können.

3.2.2 Pulsplasma-System

Das Layout der Masken ist hier bereits soweit verbessert worden, dass 44 Tunnелеlemente in einem Schreibfeld kontaktiert werden können. Aufgrund weniger, dielektrischer Durchbrüche während der Transportmessungen und seltener wegen fehlgeschlagenem Lift-Off kann die Zahl der ausgewerteten Loops in den folgenden Histogrammen geringfügig abweichen. Der Flächenwiderstand des Pulsplasma-Schichtsystems konnte mit der veränderten Oxidationsmethode (s. Abs. 2.1.2) auf $AR = 21 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$ reduziert werden. Die Diskussion der Zellpaarigkeit kann sich daher auf wiederum elliptische TMR-Strukturen beschränken, die mit einer lateralen Ausdehnung von nur noch $0.028 \mu\text{m}^2$ für eine hochintegrierte, technische Anwendung in Frage kommen. Das Aspektverhältnis der Elemente beträgt 3:2 und die Hauptachsen sind etwa 230 nm und 150 nm lang.

Im Histogramm 3.5(a) ist die Häufigkeitsverteilung des Tunnelwiderstands R_{SAT} gezeigt, der wiederum in magnetischer Sättigung und paralleler Konfiguration der TMR-Elektroden bestimmt worden ist. Es zeigt eine klare Kumulierung um den Mittelwert $\bar{R}_{SAT} = 760 \text{ k}\Omega$. Obgleich der Flächeninhalt der Ellipsen um einen Faktor 6.8 kleiner ist als der der kleinsten ECR-Elemente, ist die Standardabweichung mit $\sigma_{R,SAT} = 5.7\%$ (s. Tab. 3.5(b)) geringer. Da sich das Lithografieverfahren nicht geändert hat, spricht dies gegen die Annahme lithografischer Defekte als Hauptursache für den $\sigma_{R,SAT}$ -Anstieg mit kleiner werdender Strukturausdehnung beim ECR-System.

In der Tabelle 3.5(b) sind neben \bar{R}_{SAT} auch die Mittelwerte der Elementflä-

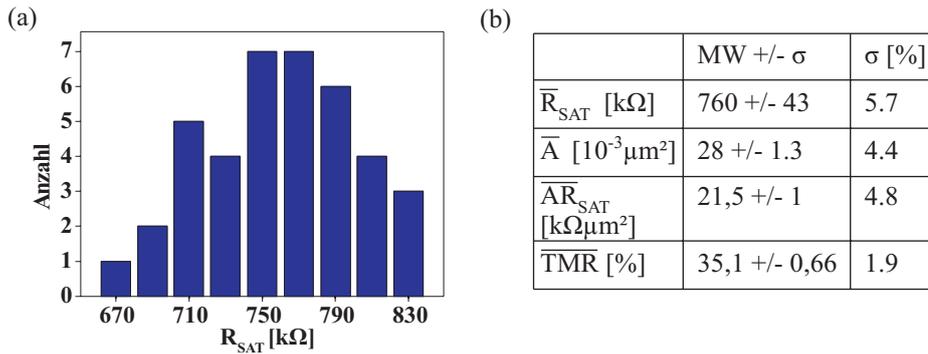


Abbildung 3.5: Pulsplasma-System: (a) Histogramm des Tunnelwiderstands R_{SAT} von etwa $0.028 \mu\text{m}^2$ großen TMR-Strukturen. Die R_{SAT} -Intervalle sind $20 \text{ k}\Omega$ breit. Die Biasspannung in den Majorloops beträgt 20 mV . (b) Mittelwerte MW und Standardabweichungen σ wichtiger Kenngrößen aus denselben Transportmessungen wie in (a). Näheres s. Text.

che \bar{A} , des Flächenwiderstands \overline{AR}_{SAT} und der Effektamplitude \overline{TMR} zusammen mit den Standardabweichungen aufgeführt. Zur Verbesserung der Flächenmessung werden die REM-Aufnahmen der durch Lift-Off freigelegten Elemente mit einer Folge von Tief- und Hochpassfiltern bearbeitet. Der Helligkeitskontrast am Übergang zur SiO_2 -Kante wird so verstärkt und eine automatisierte Bestimmung der innen liegenden Elementfläche ist durch Abzählen der Bildpunkte bis zu einem festgesetzten Grauschwellwert, der erst an der Kante erreicht wird, möglich. Details in der Randstruktur werden dadurch bei der Flächenermittlung berücksichtigt.

Die Gegenüberstellung der Standardabweichungen aus obiger Tabelle liefert dennoch das gleiche Ergebnis wie bei der Untersuchung des ECR-Systems und wird durch die Messung mehrerer Zellpaarigkeitsproben bestätigt. Die Streuung in A ist nur geringfügig kleiner als $\sigma_{R,SAT}$ und trotzdem kann nicht geschlossen werden, dass sie maßgeblichen Anteil an letzterer hat. Denn die Standardabweichung im Flächenwiderstand ist mit $\sigma_{AR,SAT} = 4.8\%$ ebenfalls in demselben Größenbereich wie $\sigma_{R,SAT}$, obschon der Einfluss der Flächenvariation in $\sigma_{AR,SAT}$ bereinigt sein sollte. Offenkundig ist die Flächenmessung der Submikrometerstrukturen nach dem Lift-Off trotz der verbesserten Methode zu ungenau, um die geringen Varianzen in R_{SAT} und AR_{SAT} zu begründen.

Um diese These zu stützen, sind einige Lackkappen der TMR-Strukturen vor der Beschichtung mit Siliziumoxid auf die eingangs dieses Paragraphens geschilderte Weise ausgemessen worden. Der Flächeninhalt derselben Elemente ist sodann nach dem Lift-Off nochmals bestimmt worden. Der Vergleich zeigt, dass die anhand der Lackmasken ermittelten Flächen im Durchschnitt um 25% größer sind als die Werte nach dem Lift-Off. Diese Diskrepanz unterstreicht die Notwendigkeit einer nochmals verbesserten Methode zur Flächenbestimmung. Bei einem Teil der nachfolgenden Untersuchungen des Systems B (s. Abs. 3.5.2) sind die Elementflächen durch Vermessen der Lackkappen bestimmt worden. Dadurch wird der Fehler in der Flächenbestimmung vermieden, der durch die partielle SiO_2 -Bedeckung der Strukturgrenzen bedingt ist. Gleichwohl erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für einen unvollständigen Lift-Off.

Aus denselben Majorloops, die für die R_{SAT} -Untersuchung herangezogen worden sind, stammen auch die Werte für die TMR-Amplitude, deren Verteilung im Histogramm 3.6(a) dargestellt ist. Obgleich die Streuung σ_{TMR} unter 2% liegt (s. Tab. 3.5(b)), erfüllen die Tunnelstrukturen das 4σ -Kriterium (s. S. 48) in der Formulierung für die Spinlogik nicht. Dies gilt trotz der Abschwächung, die das Kriterium zur vereinfachten Überprüfung durch die Vernachlässigung folgender Umstände erfährt. Zum einen ist die in den Transportmessungen mit konstanter Biasspannung ermittelte Effektamplitude eine obere

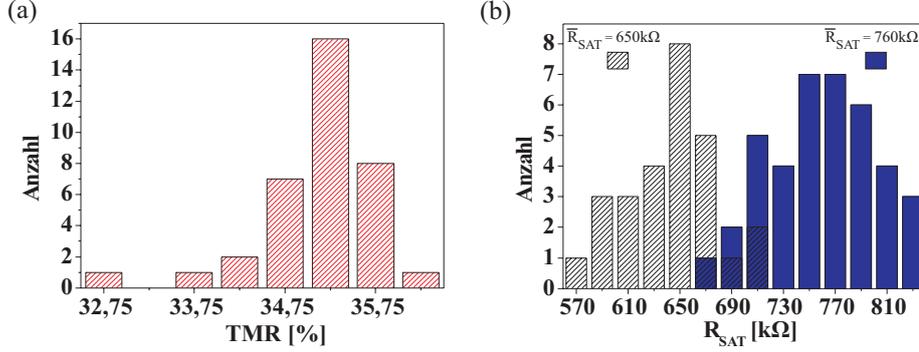


Abbildung 3.6: Pulsplasma-System: (a) Häufigkeitsverteilung der TMR-Amplitude derselben Strukturen wie in Abb. 3.5. (b) R_{SAT} -Histogramme für Elemente, die sich in zwei verschiedenen Schreibfeldern derselben Probe befinden. Näheres s. Text.

Schranke für die TMR-Amplitude, die man wie beim Betrieb der Spinlogik in Messungen mit einem konstanten Strom $I_0 \in [\frac{U_{Bias}}{R_{AP}}, \frac{U_{Bias}}{R_P}]$ erhalten würde. Zum anderen kann sich die remanente Magnetisierung der TMR-Elektroden geringfügig vom Sättigungszustand unterscheiden (s. Abb. 2.15).

Man setzt also in der Bedingung 1.51:

$$\begin{aligned}
 R_P &= \bar{R}_{SAT} \\
 \sigma_R &= \sigma_{R,SAT} \\
 \sigma_{\Delta R} &= \sqrt{[\sigma_{TMR} \cdot \bar{R}_{SAT}]^2 + [\overline{TMR} \cdot \sigma_{R,SAT}]^2}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Der letzte Zusammenhang kann mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus :

$$\Delta R = R_{AP} - R_P = (1 + \overline{TMR}) R_P - R_P = \overline{TMR} \cdot R_P \tag{3.3}$$

abgeleitet werden. Mit den Werten aus der Tabelle 3.5(b) ergibt sich für das 4σ -Kriterium:

$$\begin{aligned}
 \mu(U_{Diff}(1|0) - (U_{Diff}(1|1)) \cdot \frac{1}{I_0} &= \\
 \mu(R_{AP} - R_P) = 267 \text{ k}\Omega &> 4 \cdot 182 \text{ k}\Omega + \frac{U_{gap}}{I_0} \quad : \quad \mathbf{falsch}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Dies liegt neben der Streuung im Tunnelwiderstand R_{SAT} an der geringen, mittleren Effektamplitude von 35.1%. Für das großflächig strukturierte System ($A \geq 10000 \mu m^2$) erhält man im Rahmen der über einen Wafer verteilten, üblichen Streuung (auf der Zentimeterskala) einen ebenso niedrigen Wert [221]. Die Reduktion gegenüber dem ECR-System ($\overline{TMR} = 42.7\%$ mit

$U_{Bias} = 100\text{ mV}$) ist demnach auf eine noch unzureichende Kontrolle bei der Oxidation der dünneren Aluminiumfilme zurückzuführen, so dass eine nicht stöchiometrische Oxidation der Barriere und eine Oxidation an den Elektrodengrenzflächen zum vermehrten Einbau spinstreuender Defekte führen kann (s. Abs. 1.1.3).

Bleibt zu erwähnen, dass zwei der vier Tunnelstrukturen mit den niedrigsten TMR-Werten ähnlich wie in der Abbildung 3.4(b) kein ausgeprägtes Plateau mit antiparalleler Magnetisierungskonfiguration besitzen. Eines dieser Elemente zeigt in der REM-Aufnahme eine defekte und ausgewölbte Randstruktur, die Ursache dieses mangelhaften, magnetischen Schaltverhaltens und des niedrigen TMR-Effektes ist. Bei den übrigen Strukturen bleibt die Ursache für die geringe Amplitude unklar.

Der Anteil der Elemente ohne Plateau ist mit 25 % niedrig gemessen an den $15.2\ \mu\text{m}^2$ großen Strukturen des vorherigen Abschnitts (100 %). Die Ausbeute an funktionierenden Spinlogikgattern, bei denen keines der vier TMR-Elemente diesen Defekt im magnetischen Schaltverhalten aufweist, wäre dennoch verschwindend gering. Die Ursache ist im kleinen Aspektverhältnis zu sehen, da die fast kreisrunde Struktur die Bildung magnetischer Vortexkonfigurationen begünstigt. Eine detaillierte Besprechung des Schaltverhaltens wird im Abschnitt 3.4 gegeben.

In der Grafik 3.6(b) ist der in der Abbildung 3.5(a) gezeigten Verteilung eine zweite hinzugefügt. Das zugehörige Schreibfeld befindet sich in einem Abstand von $3.1\ \text{mm}$ auf derselben Probe. Ansonsten ist der Herstellungsprozess der Tunnelemente in gleicher Weise durchgeführt worden. Die Differenz in den Mittelwerten von R_{SAT} beträgt $90\ \text{k}\Omega$, was zu einer deutlichen, gegenseitigen Verschiebung der Verteilungen führt. Dies unterstreicht die Notwendigkeit dicht beieinander liegender TMR-Strukturen, wenn man die lokale, elementweise Streuung in den Elementeigenschaften bestimmen will. Denn bei Distanzen größer als einige hundert Mikrometer kann, wie hier demonstriert, eine langwellige Variation in den Eigenschaften des Schichtsystems oder in der Resistdicke überlagert sein, deren Untersuchung nicht in den Rahmen dieser Arbeit fällt, weil die zur Anwendung gebrachten Methoden ohnehin nicht für die Herstellung großflächiger Proben geeignet sind und diesbezüglich nicht als Maßstab für eine industrielle Fertigung dienen können.

3.3 System B

Für die Strukturierung der hier besprochenen Probe ist dasselbe Maskenlayout wie im vorangehenden Abschnitt genutzt worden. Wiederum kann die Anzahl der charakterisierten TMR-Elemente pro Schreibfeld von der Maximalzahl abweichen, weil erstmals Strukturen aussortiert werden müssen, deren Rand durch die oben erwähnten *Flocken* (s. Abschnitt 2.3.1) deformiert ist.

Die Al_2O_3 -Tunnelbarriere des bei der *Siemens AG Corporate Technology* in Erlangen gefertigten Schichtsystems B ist ebenfalls mittels Plasmaoxidation hergestellt worden. Mit $AR = 140 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$ ist der Flächenwiderstand etwa siebenfach größer als beim Pulsplasma-System. Die mittlere laterale Ausdehnung $\bar{A} = 0.026 \mu\text{m}^2$ ist vergleichbar mit der Fläche der Pulsplasma-Strukturen. Dasselbe gilt für das Aspektverhältnis $A_V = 1.61$ ($\approx 8:5$) und die Ausdehnung der Hauptachsen (220 nm und 140 nm).

Aufgrund der starken Zwischenschichtaustauschkopplung in der Referenzelektrode ($J_1 = -1.05 \frac{\text{mJ}}{\text{m}^2}$ [185]) genügt das Spulenfeld im Messstand nicht, um alle drei ferromagnetischen Schichten (vgl. Abb. 2.2 auf Seite 55) des TMR-Systems mit derselben Orientierung zu sättigen. Anstelle von R_{Sat} wird deshalb der Tunnelwiderstand der Elemente R_P betrachtet, der im Minor-loop bei Anwesenheit eines Magnetfeldes $H = 200 \text{ Oe}$ gemessen wird. Die hartmagnetische Elektrode wird durch dieses Feld nicht beeinträchtigt. Die Magnetisierung der programmierbaren Elektrode wird hingegen als in Feldrichtung gesättigt angenommen, weil H wesentlich größer ist als das mittlere Koerzitivfeld derselben ($\bar{H}_K = 64 \text{ Oe}$). Eine parallele Konfiguration der Elektrodenmagnetisierung wird also für $R_P = R_P(200 \text{ Oe})$ vorerst unterstellt.*

Die aus den Transportmessungen gewonnene Häufigkeitsverteilung von R_P ist im Histogramm 3.7(a) dargestellt. Auch hier findet sich eine Kumulierung um den Mittelwert $\bar{R}_P = 5.5 \text{ M}\Omega$. Die Standardabweichung fällt mit $\sigma_{R,P} = 5.5 \%$ in denselben Größenbereich wie beim Pulsplasma-System. Die weiteren Kenngrößen sind in der Tabelle 3.7(b) zusammengefasst. Auf die Bedeutung der Größen \overline{TMR}_{Rot} und $\bar{\alpha}$ wird weiter unten eingegangen werden.

Das Ergebnis des vorherigen Abschnitts bezüglich der Flächenbestimmung

*Mit (*anti-*)paralleler Konfiguration ist hier und im Folgenden die relative Stellung der Magnetisierung in der weichmagnetischen CoFeB-Schicht und der oberen CoFe-Schicht des AAFs gemeint, die für den Tunnelwiderstand maßgeblich ist. Die Ausrichtung zur unteren CoFe-Schicht des AAFs ist durch die antiferromagnetische ZAK folgerichtig immer um 180° verdreht. Genauso wird mit der *Magnetisierung der Referenzelektrode* häufig nur die Magnetisierung der oberen CoFe-Schicht bezeichnet, wenn der Bezug aus dem Zusammenhang klar ist.

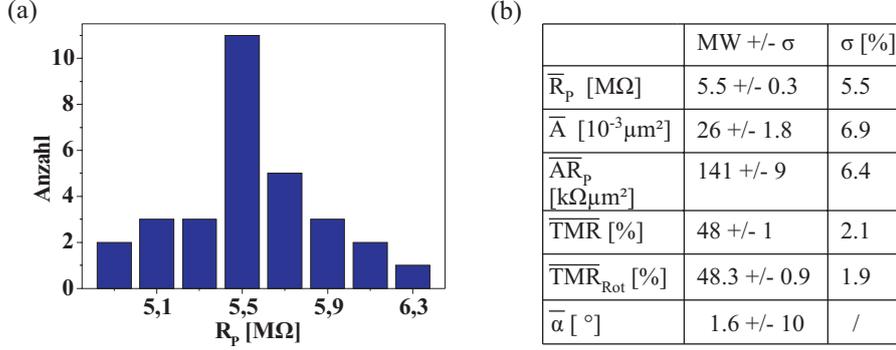


Abbildung 3.7: System B: (a) Histogramm des Tunnelwiderstands $R_P(200\text{ Oe})$ von etwa $0.026\ \mu\text{m}^2$ großen TMR-Strukturen. Die Biasspannung in den Minorloops beträgt 20 mV . (b) Mittelwerte MW und Standardabweichungen σ wichtiger Kenngrößen für dieselben Elemente wie in (a). \overline{TMR}_{Rot} ist die aus Rotationsmessungen (s.u.) bestimmte mittlere Effektlamplitude und $\overline{\alpha}$ die aus denselben Messungen ermittelte Fehlstellung des AAFs. Näheres s. Text.

nach dem Lift-Off-Vorgang wird bestätigt. Die Erörterung der Standardabweichungen von A und AR sowie der Vergleich mit $\sigma_{R,P}$, die alle in derselben Größenordnung liegen, ist ebenso wenig aufschlussreich. Bezüglich der tatsächlichen Variation dieser Kenngrößen besitzen σ_A und σ_{AR} offenbar nur geringe Aussagekraft.

Die mittlere TMR-Amplitude \overline{TMR} beträgt 48 %. Damit befindet sie sich in dem Größenbereich, der typischerweise für Tunnelsysteme mit den hier verwendeten Elektrodenmaterialien und einer Al_2O_3 -Barriere bei Raumtemperatur gefunden wird [185]. Das Maß für die Streuung σ_{TMR} beläuft sich wie beim Pulsplasma-System auf etwa 2 %. Die Steigerung in der Effektlamplitude genügt dennoch nicht, um das erforderliche 4σ -Kriterium zu erfüllen. Denn mit den Werten aus der Tabelle 3.7(b) gilt:

$$\mu(R_{AP} - R_P) = 2.6\text{ M}\Omega > 4 \cdot 1.3\text{ M}\Omega + \frac{U_{gap}}{I_0} : \text{falsch} \quad (3.5)$$

Die Tatsache, dass in einem anderen Schreibfeld derselben Probe eine TMR-Struktur mit 43 % TMR-Effekt gefunden worden ist, deren Minorloop an einer Achse senkrecht zur Abszisse gespiegelt erscheint, so dass im Gegensatz zu den übrigen Elementen $R(-200\text{ Oe}) < R(200\text{ Oe})$ gilt, gibt Anlass zur Überprüfung der magnetischen Ausrichtung der durch Exchange Bias gepinnten Referenzelektrode. Hinzu kommt, dass wenige Elemente ihren maxima-

len und minimalen Tunnelwiderstand im Minorloop nicht für die Feldwerte $H = \pm H_{Max}$ annehmen, sondern bereits bei kleineren Feldstärken. Die Differenzen zwischen den Widerstandsextrema und den Werten für $H = \pm H_{Max}$ sind zwar gering ($< 0.5\%$), dennoch sind auch sie nicht mit dem eingangs entwickelten Modell der Magnetisierung in den Elektroden vereinbar. Denn wenn man voraussetzt, dass die Magnetisierung der Referenzelektrode stabil und entlang der Feldrichtung ausgerichtet ist, dann muss der Tunnelwiderstand stetig sinken respektive steigen, wenn sich die Magnetisierung der programmierbaren Elektrode mit steigendem H der Sättigung nähert.

Für die deshalb angestellten Rotationsmessungen ist das Spulenpaar mit Ferritkern im Messstand durch zwei orthogonale Luftspulenpaare ersetzt worden. Durch eine um 90° phasenverschobene, sinusförmige Ansteuerung dieser Spulenpaare wird erreicht, dass der Betrag der Feldstärke konstant bleibt, während der Feldvektor im Laufe einer Transportmessung um 360° in der Probenebene gedreht wird. Die maximal erreichbare Feldstärke beträgt 200 Oe und wurde bei allen hier besprochenen Messungen eingestellt.

Im Diagramm 3.8(a) sind zwei Beispiele solcher Rotationsmessungen für ein $0.026\ \mu\text{m}^2$ und ein $2.35\ \mu\text{m}^2$ großes, elliptisches Element zu sehen. Zum besseren Vergleich ist der Tunnelwiderstand R_n auf ± 1 normiert. Mit θ ist der Winkel des Magnetfeldes zur längeren Ellipsenhauptachse a bezeichnet. Für $\theta = 0^\circ$ und 180° fällt die Richtung des Magnetfeldes mit a zusammen. Die Messung beginnt mit $\theta = 180^\circ$ und nominell antiparalleler Magnetisierungskonfiguration.

Zur Interpretation der Messungen sei zunächst weiterhin vorausgesetzt, dass die Magnetisierungen in beiden Elektroden für alle θ in einem gesättigtem Zustand sind. Von der ursprünglichen Modellvorstellung wird insoweit abgerückt, dass der Winkel α zwischen a und der Magnetisierung der Referenzelektrode (s. Abb. 3.8(e)) zwar fest ist, aber ungleich 0 sein kann. Durch die Normierung des Widerstands kann mittels der Umkehrfunktion $\varphi = \arccos(R)$ auf den Winkel φ zwischen den Elektrodenmagnetisierungen geschlossen werden.

Aufgrund der Formanisotropie ist der Gang des Tunnelwiderstandes der Submikrometerstruktur mit dem Winkel θ nicht sinusförmig, wie es für ein TMR-Element mit einer freien, programmierbaren Elektrode ohne Anisotropie zu erwarten wäre. Bemerkenswert ist, dass die Extrema $R_{Max} = 1$ und $R_{Min} = -1$ für $\theta = 215^\circ$ bzw. $\theta = 40^\circ$ erreicht werden. Offensichtlich wird die (anti-)parallele Magnetisierungskonfiguration eingenommen, wenn die Magnetisierung der weichmagnetischen Elektrode durch das externe Feld aus der Figurenachse a herausgedreht wird.

Auffallend ist auch, dass dieser Effekt bei der etwa 100-fach größeren Tunnelstruktur nicht beobachtet wird. Allerdings liegt die Widerstandskurve in

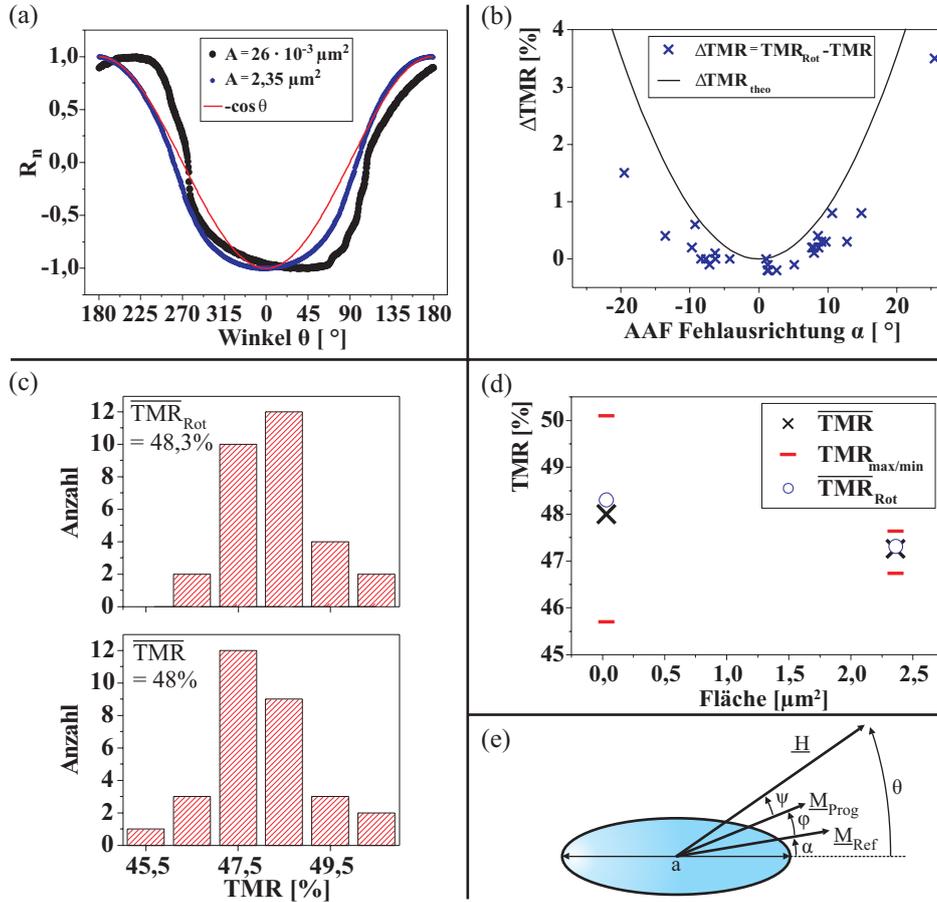


Abbildung 3.8: System B: (a) Transportmessungen eines $0,026 \mu\text{m}^2$ und eines $2,35 \mu\text{m}^2$ großen Tunnелеlementes mit rotierendem Feld ($|H| = 200 \text{ Oe}$, $U_{Bias} = 20 \text{ mV}$). (b) Differenz in der TMR-Effektamplitude aus Minorloop und Rotationsmessung, ΔTMR nach Gleichung 3.7. (c) TMR-Histogramme für beide Messmodi. (d) Mittlere \overline{TMR} - und \overline{TMR}_{Rot} -Amplituden sowie TMR-Streubereich. (e) Für diesen Abschnitt gültige Winkelbezeichnungen. \underline{M}_{Ref} (\underline{M}_{Prog}) benennt die Magnetisierung der Referenzelektrode (programmierbaren Elektrode).

einem Winkelintervall $\theta \in [225^\circ, 95^\circ]$ unterhalb der $\cos\theta$ -Funktion. Dies zeugt von einer energetischen Bevorzugung der parallelen Magnetisierungskonfiguration durch die Néelkopplung (s. Abs. 1.3.1 und 3.4).

Der stärkere Einfluss der Formanisotropie in dem kleineren Element führt zu einer Erhöhung der Schaltfelder und somit zu einer Vergrößerung der Winkel θ_0 , für die $R_n(\theta_0) = 0$ gilt. Dieselben Hystereseeffekte verursachen auch

das *Nachhinken* der Magnetisierung in der weichmagnetischen Schicht relativ zum äußeren Magnetfeld. Nur für die Fälle $\theta = 0^\circ$ und 180° , für die die Magnetfeldrichtung mit der durch die Formanisotropie ausgezeichneten, leichten Richtung zusammenfällt, darf angenommen werden, dass der Winkel ψ verschwindet (s. Abb. 3.8(e)).* Demnach gilt für den Winkel $\theta = 180^\circ$ die Gleichung $180^\circ - \varphi = \alpha$, so dass die Fehlwinkelstellung der hartmagnetischen Elektrode aus den Rotationsmessungen berechnet werden kann.

Es zeigt sich, dass Tunnelstrukturen mit fehlgestelltem AAF in den Rotationsmessungen eine größere TMR-Effektamplitude aufweisen als in ihren Minorloops. Dies ist plausibel, weil das Magnetfeld H die Magnetisierung der programmierbaren Elektrode im Minorloop parallel zur Figurenachse zwingt. Wegen der nicht kollinearen Einstellung zwischen hartmagnetischer Elektrode und H werden die Extrema im Tunnelwiderstand somit nicht erreicht. Mit Hilfe der Gleichung 1.4 auf Seite 6 kann die Differenz in den Effektamplituden der beiden Messmethoden abgeschätzt werden. Durch Umstellen findet sich der folgende Zusammenhang für den Tunnelwiderstand $R(\varphi)$ mit den Extrema R_P und R_{AP} :

$$R(\varphi) = (R_{AP} - R_P) \frac{1 - \cos \varphi}{2} + R_P \quad (3.6)$$

Setzt man voraus, dass R_P und R_{AP} für bestimmte θ in der Rotationsmessung auftreten, während die maximalen und minimalen Widerstände im Minorloop aufgrund der Fehlansrichtung α durch $R(180^\circ + \alpha)$ und $R(\alpha)$ gegeben sind, so ergibt sich für den Unterschied:

$$\begin{aligned} \Delta TMR &= TMR_{Rot} - TMR \\ &= \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} - \frac{R(180^\circ + \alpha) - R(\alpha)}{R(\alpha)} \\ &= TMR_{Rot} \left[1 - \frac{\cos \alpha}{1 + TMR_{Rot} \left[\frac{1 - \cos \alpha}{2} \right]} \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

In der Grafik 3.8(b) ist ΔTMR zusammen mit den experimentell bestimmten Differenzen ΔTMR_{Exp} gegen den aus den Rotationsmessungen ermittelten AAF-Fehlwinkel aufgetragen. Zur Berechnung ist für TMR_{Rot} in obiger Gleichung 3.7 der Mittelwert aus der Tabelle 3.7(b) angesetzt worden. Die experimentellen Werte folgen zwar dem Verlauf von ΔTMR , sind aber für alle α kleiner. Dies ist zu erwarten, da es sich bei den berechneten Werten

*Für diese θ wird vorausgesetzt, dass eine vermittels der Néel- und Streufeldkopplung induzierte, unidirektionale Anisotropie in der programmierbaren Elektrode aufgrund der Kleinheit der Kopplung (s. Abs. 3.4.2) vernachlässigt werden kann, auch wenn diese Anisotropie bei $\alpha \neq 0^\circ$ nicht mit der Figurenachse zusammenfällt.

um die größtmöglichen Differenzen handelt, die auftreten, wenn gesättigte Magnetisierungen in beiden Elektroden für $|H| = 200 \text{ Oe}$ vorausgesetzt werden dürfen. Und es sind zwei Effekte denkbar, die zu einer Verletzung dieser Bedingung führten. Zum einen könnte die weichmagnetische Elektrode trotz der hohen Feldstärke ($|H| > 3H_C$) inhomogen magnetisierte Bereiche aufweisen, insbesondere wenn das externe Feld die Magnetisierung in die schwere Richtung zu drehen sucht. Zum anderen zeigen die verschiedenen Werte für α , dass die magnetische Ausrichtung der Referenzelektrode elementweise variiert. Dies legt die Vermutung nahe, dass es ebenso innerhalb einer einzelnen TMR-Struktur Bereiche mit verschiedener AAF-Ausrichtung geben kann. Beides führt in der Rotationsmessung zu einer Effektamplitude, die kleiner ist als der Wert, der für den AAF-Fehlwinkel zu erwarten wäre, der unter der Prämisse homogener Magnetisierungen bestimmt worden ist.

Führte man die Rotationsmessungen bei noch größeren Feldstärken durch, so könnte man den Einfluss beider Effekte voneinander trennen, denn die Magnetisierung der hartmagnetischen Elektrode würde sich zunächst nicht ändern. Werden dennoch größere Differenzen ΔTMR_{Exp} gemessen, dann müsste dies auf ein geändertes Schaltverhalten der programmierbaren Elektrode zurückgeführt werden. Andernfalls wäre gezeigt, dass der AAF-Winkel auch innerhalb der Submikrometerstrukturen nicht konstant ist.

Dass ΔTMR_{Exp} in der Abbildung 3.8(b) für wenige Elemente kleine, negative Werte annimmt, zeugt von einer Unsicherheit $\Delta = \pm 0.1\%$ in der Amplitudenmessung. Ferner ist der Mittelwert der AAF-Fehlstellung $\bar{\alpha} = 1.6^\circ$ klein gemessen an der Standardabweichung $\sigma_\alpha = 10^\circ$ (s. Tab. 3.7(b)). Dies zeigt, dass es sich bei der Differenz in ΔTMR_{Exp} nicht um ein Messartefakt handelt, welches durch eine mangelnde Ausrichtung der Tunnelstrukturen zu den Spulenpaaren hervorgerufen sein könnte.

Für 90% der Submikrometerelemente wird aus den Rotationsmessungen eine AAF-Fehlausrichtung kleiner 15° ermittelt. Die über die Menge der Strukturen gemittelte Erhöhung der TMR-Effektamplitude beträgt daher auch nur 0.3 Prozentpunkte (s. Tab. 3.7(b)). In den Häufigkeitsverteilungen macht sich das in einer entsprechend kleinen Verlagerung zu größeren TMR-Amplituden für die Rotationsmessungen bemerkbar (Abb. 3.8(c)). Folgerichtig ist, dass das Element mit niedrigster Amplitude ($TMR = 45.9\%$) mit $\alpha \approx 26^\circ$ die größte AAF-Fehlstellung zeigt (vgl. Abb. 3.8(b)).

Die Standardabweichung $\sigma_{TMR, Rot}$ ist nur geringfügig kleiner als σ_{TMR} . Wie oben gezeigt, wird die volle TMR-Amplitude auch nicht in der Rotationsmessung erzielt. Der Einfluss des fluktuierenden AAF-Winkels auf die Häufigkeitsverteilung der TMR-Werte kann demnach auch nicht gänzlich korrigiert sein, so dass die Standardabweichung nicht wesentlich sinken kann.

Aufschlussreich ist der Vergleich mit den Transportmessungen der $2.35 \mu\text{m}^2$

großen Ellipsen ($A_V = 3:1$). Dass die größte, nachgewiesene AAF-Fehlstellung $\alpha_{max} = 6^\circ$ und auch $\sigma_\alpha = 4^\circ$ erheblich kleiner sind, zeigt, dass in den 100-fach größeren Strukturen bereits über viele AAF-Richtungen gemittelt wird und bestätigt, dass der Mittelwert $\bar{\alpha}$ nahe Null gelegen ist. Die Wellenlänge λ der α -Schwankung ist demnach klein gegen die Elementausdehnung der großen Ellipsen (Länge der Hauptachsen: $3 \mu m$ und $1 \mu m$) und vergleichbar mit der Strukturgröße der Submikrometerelemente (Hauptachsen: $220 nm$ und $140 nm$). Deshalb macht es auch keinen Unterschied, ob man die TMR-Amplitude der $2.35 \mu m^2$ Ellipsen im Minorloop oder durch eine Rotationsmessung bestimmt, wie anhand des Diagramms 3.8(d) abgelesen werden kann. Dort sind die Mittelwerte \overline{TMR} und \overline{TMR}_{Rot} sowie die maximalen und minimalen TMR-Werte für beide Strukturgrößen aufgetragen. Der geringere Streubereich im TMR-Effekt der großen Elemente spricht für den Schluss, dass σ_{TMR} bei den kleinen Elementen durch die fluktuierende AAF-Fehlstellung hervorgerufen wird, setzt aber voraus, dass keine weitere von der Strukturgröße abhängige Ursache für die TMR-Schwankungen verantwortlich ist. Der leichte Anstieg in den Mittelwerten der Effektamplitude mit sinkender Elementausdehnung kann angesichts des erheblich verbreiterten Streubereichs als unbedeutend betrachtet werden.

Von H. Brückl *et al.* sind bereits an einem ähnlichen, ebenfalls durch die ZAK antiferromagnetisch gekoppelten System (CoFe $1.5 nm$ / Ru $0.8 nm$ / CoFe $2.2 nm$) mittels MFM-Untersuchungen vergleichbare Schwankungen in der magnetischen Ausrichtung nachgewiesen worden [222]. Die Standardabweichung des Fehlwinkels α der Magnetisierung zur ursprünglichen Sättigungsrichtung bemessen sie zu $\sigma_\alpha = 25^\circ$. Die Fluktuationswellenlänge schätzen sie mit $\lambda \approx 1 \mu m$ ab. Die Autoren zeigen auch, dass sich der *Ripple** durch anschließende Mikrostrukturierung des Schichtsystems nicht verändert.

Allerdings gibt es einen wichtigen Unterschied zu den hier untersuchten Referenzelektroden, die nämlich durch Exchange Bias an den Antiferromagneten PtMn magnetisch gekoppelt sind. Die am unstrukturierten Schichtsystem durchgeführten MOKE-Messungen lassen auf ein Pinningfeld $H_{EB} > 1 kOe$ schließen. Eine laterale Fluktuation desselben ist nicht festgestellt worden. Es sei aber daran erinnert, dass der Laserspot einen Durchmesser von etwa $1 mm$ hat und über einen entsprechend großen Detektionsbereich gemittelt wird.

Es ist bekannt, dass die Zusammensetzung der PtMn-Schicht auf dem Substrat in Abhängigkeit von Prozessparametern wie dem Sputterdruck etc. von der Zusammensetzung des $Pt_{42}Mn_{58}$ -Sputtertargets abweichen kann [225].

*Mit *Ripple* wird in der Literatur die durch die Fluktuation bestimmte Magnetisierungskonfiguration eines Systems bezeichnet [223].

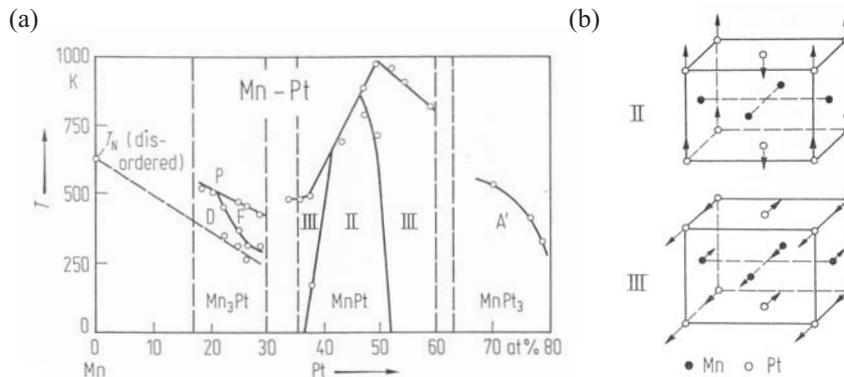


Abbildung 3.9: (a) Magnetisches Phasendiagramm für PtMn. (b) Antiferromagnetisch geordnete PtMn-Strukturen, die für verschiedene Zusammensetzungen auftreten (vgl. (a)). Die Pfeile zeigen die Ausrichtung der atomaren, magnetischen Momente an, aus [224]

Wie anhand des Phasendiagramms in der Grafik 3.9 zu sehen ist, befinden sich sowohl unterhalb einer Platinkonzentration von $40 \text{ at}\%$ als auch oberhalb einer Platinkonzentration von $50 \text{ at}\%$ Phasengrenzen zwischen verschiedenen, magnetischen Strukturen. Folgerichtig ändern sich die magnetischen Eigenschaften der PtMn-Schicht je nach (lokaler) Zusammensetzung auf dem Substrat. Dies könnte der Grund für die mangelnde Ausrichtung der Referenzelektrode ähnlich wie bei einem ungepinnten System sein. Leider kann die Zusammensetzung der 25 nm dünnen Schicht nicht durch eine EDX-Messung bestimmt werden, da die Eindringtiefe der Elektronen die Dicke der Beschichtung erheblich übertrifft. Auch eine Analyse mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie ist für die Bestimmung der PtMn-Zusammensetzung ungeeignet, da das Schichtsystem zunächst durch Sputtern bis zur PtMn-Schicht abgetragen werden müsste und Unterschiede in den Sputterraten die an der Probenoberfläche detektierte Zusammensetzung veränderte [226].

3.4 Magnetisches Schaltverhalten

Neben einer hohen Zellpaarigkeit in den elektronischen Eigenschaften ist das reproduzierbare Schaltverhalten der magnetischen Tunnelemente Prämisse für ihren erfolgreichen Einsatz in Spinlogikgattern (s. Abs. 1.5.4). Bezüglich desselben lassen sich die Minorloops grob in zwei Klassen unterteilen. Zum einen finden sich fast rechteckige $R(H)$ -Kurven mit hoher Squareness* und

*Mit *Squareness* bezeichnet man das Verhältnis aus Remanenz und Sättigungsmagnetisierung $S = \frac{M_R}{M_S}$ ($= \frac{M_x}{M_S}$ in Abb. 2.15).

einem abrupten Wechsel zwischen R_P und R_{AP} innerhalb eines wenige Oersted breiten Feldintervalls. Zum anderen gibt es Loops mit mehreren Stufen und intermediären Plateaus sowie ausgeprägt abgerundeten $R(H)$ -Bereichen mit dort häufig reversibler Widerstands- respektive Magnetisierungsänderung. Aus anderen Untersuchungen ist bekannt [94, 97, 104, 216], dass dies von der Generation magnetischer Domänen während der Magnetisierungs-umkehr zeugt (s. auch Abs. 1.4.3 und 1.4.4). Zudem werden insbesondere bei elliptischen Strukturen mit geringem Aspektverhältnis Vortextzustände beobachtet. Die Bewegung des Vortextzentrums durch das Element mit veränderlichem Magnetfeld verursacht sodann die oben erwähnten, abgerundeten $R(H)$ -Abschnitte [218].

Beides führt zu einem wenig reproduzierbaren Schaltverhalten mit großer Variation in den Schaltfeldern. Da die Domänen und Vortices aufgrund des Bestrebens nach einer Senkung der Streufeldenergie auftreten, wird ein von der Form und Größe der Tunnelstrukturen abhängiger Grad an Reproduzierbarkeit registriert. Dieser wird in den folgenden Abschnitten mit den Standardabweichungen des Koerzitivfeldes H_K und des Kopplungsfeldes H_{pin} (*aus dem Engl.: to pin: anheften*) bemessen. Zusammen mit den Mittelwerten derselben Felder ergibt sich eine Beschreibung des magnetischen Schaltverhaltens für das Elementensemble. Die Details in den Schaltkurven einzelner TMR-Strukturen sind bereits in den zitierten Arbeiten untersucht worden. Die Charakteristika der Schaltasteroiden werden für die verschiedenen Schichtsysteme im Kapitel 4 dargestellt.

3.4.1 System A

In diesem Absatz wird das magnetische Schaltverhalten von Tunnelstrukturen des Pulsplasma-Systems stellvertretend für alle Proben des Systems A diskutiert.* Durch die Schichtabscheidung mit hoher Sputterleistung ist eine vergleichsweise starke Rauigkeit der Barriere erzielt worden ($\sigma_z = 8.9 \text{ \AA}$, s. Abb. 2.3 auf Seite 58) und das Néelkopplungsfeld beträgt $H_{N\acute{e}el} = -46 \text{ Oe}$, wie dem Diagramm 3.10(a) entnommen werden kann. Dort ist das mittlere Kopplungsfeld \overline{H}_{pin} zusammen mit der Standardabweichung $\sigma_{H,pin}$ als Fehlerbalken für verschiedene Strukturgrößen aufgetragen. H_{pin} setzt sich zwar immer aus der Summe der antiferromagnetischen Streufeldkopplung (s. Abs. 1.4.2) und der ferromagnetischen Néelkopplung (s. Abs. 1.3.1) zusammen. Aber bei den größten Elementen in der Darstellung mit einer Fläche $A = 10000 \mu\text{m}^2$ spielt die Streufeldkopplung keine Rolle, so dass $\overline{H}_{pin} =$

*Das ECR-System unterscheidet sich nur in der Oxidationsmethode des Aluminiumfilms und nicht in den magnetischen Schichten.

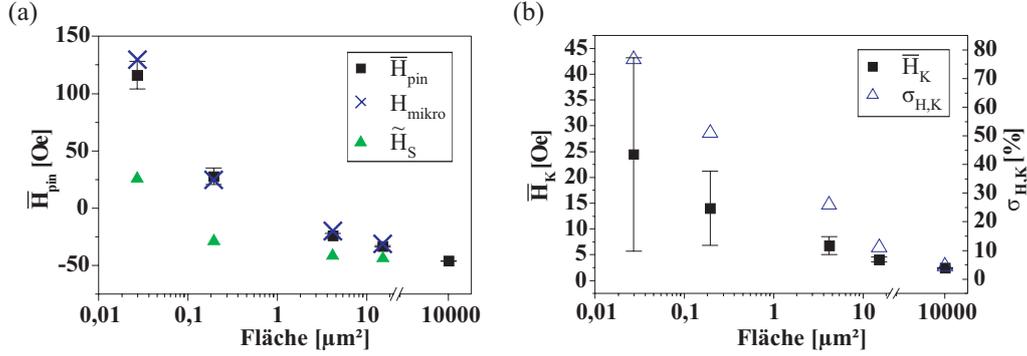


Abbildung 3.10: System A: (a) Aus Minorloops ermitteltes mittleres Kopplungsfeld \overline{H}_{pin} und Standardabweichung $\sigma_{H,pin}$ (Fehlerbalken) von elliptischen TMR-Strukturen verschiedener Größe. Das Aspektverhältnis beträgt $A_V \approx 2$ mit Ausnahme der kleinsten ($A_V = 1.56$) und größten, quadratischen Elemente. Neben den experimentellen Daten sind auch berechnete Kopplungsfeldstärken angegeben (\tilde{H}_S nach Gleichung 1.34 und H_{mikro} mittels mikromagnetischer Simulation). (b) Koerzitivfeldstärke und Standardabweichung $\sigma_{H,K}$ in Prozent von \overline{H}_K für dieselben Elemente wie in (a).

$H_{Néel} = -46 \text{ Oe}$ gilt.

Wie nach den vorbereitenden Überlegungen im Kapitel 1 zu erwarten ist, steigt die Einflussnahme der Streufeldkopplung mit sinkender Elementgröße. Folglich wechselt das Kopplungsfeld beim Übergang zu Submikrometerstrukturen sein Vorzeichen und für die kleinsten Strukturen ($A = 0.028 \mu\text{m}^2$) ist $\overline{H}_{pin} = 116 \pm 12 \text{ Oe}$, obschon die Dicke der CoFe-Schicht in der Referenzelektrode mit 2.3 nm möglichst dünn gewählt wurde. Letzteres bedeutet, dass bei dem Versuch weiterer Verdünnung durch Verkürzung der Sputterzeit keine geschlossenen Schichten mehr erhalten werden, wie z.B. anhand von MOKE-Untersuchungen erkannt worden ist.

Neben den experimentellen \overline{H}_{pin} -Werten sind in demselben Diagramm auch die nach Gleichung 1.34 auf Seite 27 berechneten und um das Néelfeld korrigierten Feldstärken \tilde{H}_S eingetragen. Offenbar wird die Stärke der Streufeldkopplung mit \tilde{H}_S systematisch unterschätzt. Gut hingegen ist die Übereinstimmung zwischen \overline{H}_{pin} und H_{mikro} . Letzteres ist mit Hilfe des im Absatz 1.4.4 beschriebenen Simulationsprogramms [123] ermittelt worden. Dabei wird die Magnetisierung der gepinnten, elliptischen CoFe-Elektrode als gesättigt und als parallel zur Figurenachse a (Abb. 3.8(e)) ausgerichtet angenommen. Der Wert für $M_{S,CoFe} = 1.65 \cdot 10^6 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$ ist der Literatur entnommen [227]. Die CoFe-Dicke wird auf 2.3 nm festgesetzt und die Ausdehnung der

Elektrodenhauptachsen wird anhand von REM-Aufnahmen bestimmt (z.B. $a = 230 \text{ nm}$ und $b = 150 \text{ nm}$ für die kleinsten Strukturen aus der Abb. 3.10(a)). Das resultierende Streufeld wird dann in einer Höhe Δz oberhalb dieser CoFe-Lage berechnet, wobei Δz dem Abstand der beiden Elektrodenzentren im TMR-Element gleicht. H_{mikro} ist sodann der über die Elektrodenfläche gemittelte und um $H_{Néel}$ korrigierte Wert des Streufeldes.

Die Rechnungen zeigen auch, dass das Streufeld inhomogen ist. So ist es in einem etwa 5 nm breiten Randbereich bis zu 6-fach größer als im Zentrum der weichmagnetischen Elektrode. Aufgrund der Austauschwechselwirkung (Gl. 1.9 auf S. 11) ist die Mittelwertbildung dennoch eine adequate Methode, um den totalen Einfluss des Streufeldes der hartmagnetischen Elektrode auf das Schaltfeld der programmierbaren Elektrode zu beziffern.

Der Fehler in den \bar{H}_S -Werten wird dadurch begründet, dass die Gleichung 1.34 eine Näherung für rechteckige Elektroden (Quader) ist, die als Spezialfall von einem Ausdruck für Ellipsoide abgeleitet wurde [228, 98]. Zu Vergleichszwecken sind die Streufelder quaderförmiger Elektroden ($230 \times 150 \times 2.3 \text{ nm}^3$) und von Ellipsoiden ($a = 230 \text{ nm} > b = 150 \text{ nm} > c = 2.3 \text{ nm}$) auf dieselbe Weise wie H_{mikro} berechnet worden. Während für den Quader ein mit dem experimentellen Datum ($\bar{H}_{pin} = 116 \text{ Oe}$) vergleichbares Kopplungsfeld $H_{Quad} = 134 \text{ Oe}$ ermittelt wird, liefert die Rechnung für den Ellipsoid $H_{Elli} = 59 \text{ Oe}$ ein wiederum signifikant zu niedriges Ergebnis. Es ist also die Modellierung der CoFe-Elektrode durch einen Ellipsoid, die zu der systematischen Unterschätzung des Kopplungsfeldes in TMR-Strukturen führt und auch in der Gleichung 1.34 enthalten ist.

Die mittlere Koerzitivfeldstärke steigt, wenn auch in geringerem Maße, ebenfalls mit kleiner werdender Elementausdehnung (s. Abb. 3.10(b)). Dieser Anstieg ist ein Zeichen dafür, dass das Schaltverhalten der TMR-Elemente mehr und mehr dem eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens gleicht. Denn durch die zunehmend kohärente Rotation der Magnetisierung wird die Energiebarriere E_B , die die beiden Magnetisierungskonfigurationen voneinander trennt (s. Abb. 1.13 auf S. 38), durch die wachsende Streufeldenergie der Übergangskonfigurationen erhöht. Da das Aspektverhältnis mit $A_V = 1.56$ kleiner ist als für die übrigen Elemente ($A_V \approx 2$ mit Ausnahme der quadratischen $10000 \mu\text{m}^2$ Strukturen) fällt der \bar{H}_K -Anstieg geringer als bei Strukturen mit gleichbleibendem A_V aus. Im Abschnitt 3.4.2 wird der Einfluss der Strukturgröße auf H_K noch eingehender beleuchtet werden.

Die zugehörige Standardabweichung $\sigma_{H,K}$, die in der Darstellung in Prozent der Koerzitivfeldstärke angegeben ist, wächst mit $\frac{1}{A}$. Diese zunehmend mangelnde Reproduzierbarkeit in den Schaltfeldern zeigt sich auch in dem Wachstum von $\sigma_{H,pin}$ (Fehlerbalken in Abb. 3.10(a)).

Anhand der eingangs beschriebenen Merkmale kann die Bildung magneti-

scher Domänen während der Ummagnetisierung der programmierbaren Elektrode einiger Elemente mit $0.19 \mu\text{m}^2$, $4.2 \mu\text{m}^2$ und $15.2 \mu\text{m}^2$ Fläche indirekt nachgewiesen werden. Vergleichbare Stufen finden sich in den Minorloops der kleinsten TMR-Strukturen nicht mehr. Allerdings gibt es die oben erwähnte Abrundung der $R(H)$ -Kurven, die ebenfalls von der Bildung inhomogen magnetisierter Bereiche zeugen kann. Gemäß den Ausführungen im Abschnitt 1.4.4 über den Zusammenhang zwischen nicht reproduzierbarem Schaltverhalten, magnetischen Domänen und Einkerbungen im Strukturrand sowie dem nachweislich auf der Nanometerskala rauhen Rand der TMR-Elemente (s. Abb. im Abs. 2.3) darf angenommen werden, dass dies die Ursachen für die großen $\sigma_{H,K}$ -Werte sind. Für den Beweis dieser Annahme wären mikromagnetische Simulationen und die Untersuchung der magnetischen Konfigurationen während der Ummagnetisierung mit magnetisch abbildenden Methoden wie die magnetische Kraftmikroskopie erforderlich. Denn die Transportmessungen geben immer nur Aufschluss über die integrale Magnetisierung der weichmagnetischen Elektrode relativ zur Magnetisierungskonfiguration der Referenzelektrode. Da dieser Nachweis aber schon an vergleichbaren Strukturen durchgeführt wurde [103], wird hier darauf verzichtet.

Ferner ist anzunehmen, dass das Streufeld der Referenzelektrode aufgrund des nicht ideal glatten Elementrandes lateral statistisch schwankt. Eine lokal und elementweise variierende Einflussnahme der Referenzelektrode auf das Schaltverhalten der programmierbaren Elektrode ist die Folge. Dieser Effekt wird durch die Einführung des künstlichen Antiferromagneten vermindert. Strukturen aus dem System B sollten demnach eine geringere Streuung $\sigma_{H,K}$ besitzen.

Die weiteren Untersuchungen konzentrieren sich auch deshalb auf das System B, weil die Kopplungsfeldstärke in den kleinsten Elementen im Mittel um einen Faktor 4.7 größer ist als die Koerzitivfeldstärke, so dass in Remanenz ausschließlich der antiparallele Magnetisierungszustand beobachtet wird. Damit ist gezeigt, dass der Aufbau eines Spinlogikgatters mit Submikrometerstrukturen des Systems A trotz verstärkter Néelkopplung nicht möglich ist.

3.4.2 System B

Auch die in diesem Abschnitt für das System B vorgestellten Untersuchungen beruhen auf der Analyse der Schaltfelder, die die TMR-Strukturen in ihren Minorloops aufweisen. In Analogie zum vorangegangenen Absatz sei zunächst wiederum der Gang des mittleren Kopplungsfeldes \overline{H}_{Pin} und des Koerzitivfeldes \overline{H}_K mit der Elementausdehnung betrachtet (Abb. 3.11). Dabei werden Strukturen, die eine Deformation des Randes durch besagte, flockenartige

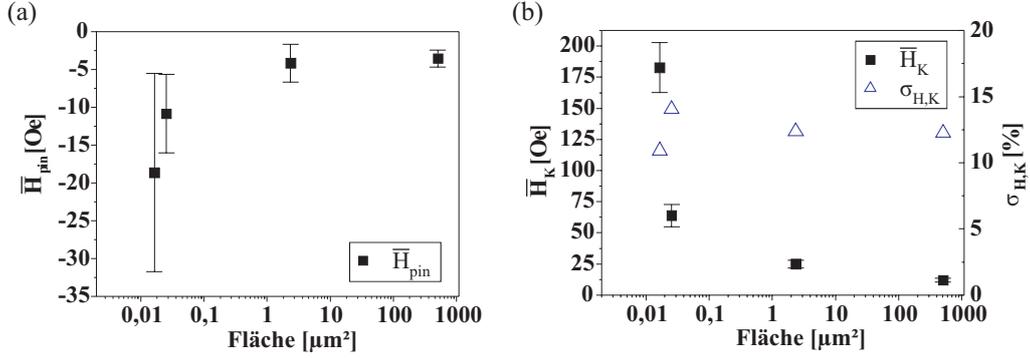


Abbildung 3.11: System B: (a) Aus Minorloops ermitteltes, mittleres Kopplungsfeld \bar{H}_{pin} und Standardabweichung $\sigma_{H, pin}$ (Fehlerbalken) von elliptischen TMR-Strukturen verschiedener Größe. Das Aspektverhältnis variiert geringfügig mit der Elementfläche. In der Reihenfolge wachsender Elementausdehnung gilt: $A_V(0.017 \mu m^2) \approx 11 : 5, 8 : 5, 15 : 5$ und $A_V(506 \mu m^2) = 1 : 1$. (b) Koerzitivfeldstärke und Standardabweichung $\sigma_{H,K}$ in Prozent von \bar{H}_K für dieselben Elemente wie in (a).

Lackgebilde aufweisen (s. Abs. 2.3.1) und hier gelegentlich gefunden werden, zunächst aussortiert. Es sei ferner bemerkt, dass das Aspektverhältnis für die verschiedenen Elementflächen in Abb. 3.11 leicht variiert. Der Einfluss auf \bar{H}_{pin} ist aber für die untersuchten Strukturgrößen gering und kann daher vernachlässigt werden.*

Die größten Elemente im Diagramm 3.11(a) sind $506 \mu m^2$ groß. Hier dominiert die Néelkopplung, so dass $\bar{H}_{pin} = H_{N\acute{e}el} = -4 Oe$ gilt. Diese geringe Néelkopplung spricht für glatte Grenzflächen an der Tunnelbarriere. Ein weiterer, gravierender Unterschied zum System A ist, dass sich das Kopplungsfeld bei Verminderung der Strukturgröße über mehrere Größenordnungen nur wenig ändert. So bleibt es auch bei den kleinsten Elementen ($A = 0.017 \mu m^2$, $a = 220 nm$, $b = 100 nm$) mit $\bar{H}_{pin} = -19 Oe$ deutlich unterhalb der Kopplungsfeldstärken, die für das System A im Submikrometerbereich gemessen worden sind (vgl. Abb. 3.10(a)). Dies zeigt auch der direkte Vergleich zwischen Kopplungsfeldern für etwa gleiche Elementflächen:

$$|\bar{H}_{pin,B}(0.026 \mu m^2)| = 11 Oe \ll |\bar{H}_{pin,A}(0.028 \mu m^2)| = 116 Oe \quad (3.8)$$

*Untersuchungen an Strukturen mit gleicher Fläche $A = 0.36 \mu m^2$ aber stark unterschiedlichem $A_V = 1.4, \dots, 6.0$ ergeben eine Differenz im mittleren Kopplungsfeld von $\Delta \bar{H}_{pin} < 2 Oe$.

Bemerkenswert ist, dass in Elementen des Systems B für alle Strukturgrößen der Zustand energetisch bevorzugt wird, bei dem die an die Tunnelbarriere angrenzenden Schichten eine parallele Magnetisierungskonfiguration besitzen, so dass $\overline{H}_{pin} < 0 Oe$ für alle A erfüllt ist. Dies rührt daher, dass die antiferromagnetisch gekoppelten Schichten des AAFs geringfügig unterschiedliche Dicken besitzen, die hartmagnetische Elektrode also ein kleines magnetisches Nettomoment aufweist (s. Abb. 2.2). Da dieses von der unteren, dickeren CoFe-Lage dominiert wird, wirkt das zugehörige Streufeld am Ort der programmierbaren Elektrode in dieselbe Richtung wie $H_{N\acute{e}el}$. Dennoch ist die Ungleichung $H_K > H_{pin}$ für alle Elemente gleichwohl welcher Größe erfüllt. Im Gegensatz zu den Elementen des Systems A besitzen die hier besprochenen Tunnelstrukturen zwei remanente Zustände und erfüllen damit eine grundlegende Voraussetzung für die Speicherung logischer Information (s. Abs. 1.5.4).

Die Standardabweichung $\sigma_{H,pin}$ wächst mit kleiner werdender Elementausdehnung ähnlich wie beim System A. So findet sich $\sigma_{H,pin,B}(0.026 \mu m^2) = 5 Oe$ in derselben Größenordnung wie $\sigma_{H,pin,A}(0.028 \mu m^2) = 12 Oe$

Die Entwicklung des mittleren Koerzitivfeldes \overline{H}_K mit abnehmender Strukturgröße ist in der Abbildung 3.11(b) dargelegt. In den $506 \mu m^2$ großen Elementen findet die Ummagnetisierung der weichmagnetischen Elektrode unter Bildung magnetischer Domänen statt. Magnetische Konfigurationen mit vielen Oberflächenladungen, die Quellen eines Streufeldes wären, können so vermieden werden. Folglich ist $\overline{H}_K = 12 Oe$ klein. Offensichtlich gilt dies nicht mehr für die kleinsten TMR-Strukturen, bei denen die mittlere Koerzitivfeldstärke auf etwa $180 Oe$ angestiegen ist.

Mit dem funktionalen Zusammenhang 1.33 auf Seite 24 zwischen der kohärent rotierenden Magnetisierung eines Stoner-Wohlfarth-Sphäroiden und den Komponenten des Schaltfeldes H_S erhält man ein Instrument für die Abschätzung des Koerzitivfeldes. Mit $H_{Sb} = 0 Oe$ ergibt sich:

$$H_{Sa} = H_K = (N_b - N_a) M_S = H_b - H_a \quad (3.9)$$

Dabei ist H_a (H_b) das innerhalb des Sphäroiden homogene, entmagnetisierende Feld, wenn die Magnetisierung entlang der Achse a (b) gelegen ist. Für ein Verhältnis $\frac{a}{b} = 2$ berechnet man für die Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren $N_b - N_a \approx 3$ [93]. Mit der Sättigungsmagnetisierung $M_S = 800 \frac{kA}{m}$ der CoFeB-Legierung [185] resultiert $H_K = 190 Oe$, was dem experimentellen Datum für die kleinsten Strukturen $\overline{H}_K(0.017 \mu m^2) = 183 Oe$ am nächsten kommt. Der Anstieg im Koerzitivfeld ist also ein Zeichen dafür, dass sich das Ummagnetisierungsverhalten der programmierbaren Elektrode mit sinkender Elementausdehnung dem eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens (s. Abs. 1.4.1) angleicht. Für diese Interpretation spricht auch die Gestalt der Minorloops der

$0.017 \mu\text{m}^2$ großen Ellipsen, die durch eine hohe Squareness $S = \frac{M_R}{M_S} = 99\%$ gekennzeichnet sind und so dem Ideal aus der Abbildung 1.7 (für $\theta = 0^\circ$) fast gleichkommen. Offenkundig befinden sich diese TMR-Strukturen bereits in einem Größenbereich, in dem nur noch quasi-eindomänige Magnetisierungs-konfigurationen auftreten (vgl. Abs. 1.4.3).

Die Standardabweichung $\sigma_{H,K}$ bleibt für alle Flächen kleiner 15% und fällt gemäß den Überlegungen im Abschnitt 3.4.1 auch absolut geringer aus als beim System A ($\sigma_{H,K,B}(0.026 \mu\text{m}^2) = 9 \text{Oe} < \sigma_{H,K,A}(0.028 \mu\text{m}^2) = 19 \text{Oe}$). Stufen in den Minorloops als Ausdruck mangelnder Reproduzierbarkeit im Schaltverhalten werden dann und nur dann beobachtet, wenn der Rand der Strukturen durch die erwähnten Flocken in der Form verändert ist. Die Rolle dieser Flocken als wichtige Ursache für die elementweise Variation der Schaltfelder wird in der Darstellung 3.12 genauer beleuchtet.

Für die kleinsten Strukturen aus der Abbildung 3.11 sind im Histogramm 3.12(a) die Häufigkeitsverteilungen der Schaltfelder für den Wechsel der magnetischen Konfiguration von parallel zu antiparallel $H_{P \rightarrow AP}$ und umgekehrt ($H_{AP \rightarrow P}$) dargestellt. In die Verteilung $H_{P \rightarrow AP}^*$ ($H_{AP \rightarrow P}^*$) gehen auch die Schaltfelder der TMR-Elemente ein, bei denen mittels der REM-Aufnahmen besagte, flockenartige Strukturen nachgewiesen worden sind.* Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen sind in der Tabelle 3.12(b) zusammengefasst. Für den Erwartungswert der Schaltfelddifferenz findet man $\mu(\overline{H}_{AP \rightarrow P} - \overline{H}_{P \rightarrow AP}) = 365 \text{Oe}$ und für die Summe der Standardabweichungen gilt $\sigma_+ = 19 \text{Oe} + 27 \text{Oe}$. Das 4σ -Kriterium in der Version für die Schaltfelder ist demnach sicher erfüllt:

$$\mu(\overline{H}_{AP \rightarrow P} - \overline{H}_{P \rightarrow AP}) = 365 \text{Oe} > 4 \cdot 46 \text{Oe} \quad : \quad \mathbf{wahr} \quad (3.10)$$

Dies gilt auch noch, wenn man die deformierten Elemente in die Statistik einbezieht, obschon die Verteilungen H^* verbreitert sind, wie anhand der Grafik 3.12(a) und anhand der größeren Abweichungen σ aller Felder (s. Tab. 3.12(b)) unschwer zu erkennen ist. Offensichtlich fördern die strukturellen Ausbuchtungen der Elemente die Magnetisierungsumkehr, denn die Schaltfelder sind im Mittel verringert, so dass für das mittlere Koerzitivfeld die Ungleichung $\overline{H}_K^* = 168 \text{Oe} < \overline{H}_K = 183 \text{Oe}$ aufgestellt werden kann. Mikromagnetische Simulationen zeigen [97], dass sich die Magnetisierung in Abwesenheit starker, externer Magnetfelder der Tendenz nach parallel zum Rand der programmierbaren Elektroden einstellt, um energetisch ungünstige

*Wenn in den Minorloops mehrere Stufen auftreten, so wird dasjenige Magnetfeld als Schaltfeld betrachtet, für das die programmierbare Elektrode in magnetische Sättigung geht, d. h., dass bei weiterer Erhöhung der Feldstärke keine signifikante Widerstandsänderung mehr zu beobachten ist, solange die Referenzelektrode unbeeinflusst bleibt.

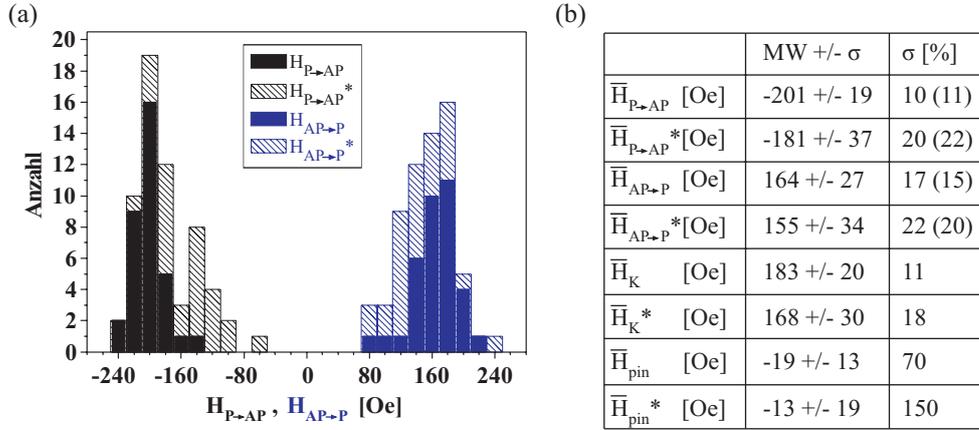


Abbildung 3.12: System B: (a) Häufigkeitsverteilung der Schaltfelder $H_{P \rightarrow AP}$ ($H_{AP \rightarrow P}$) für den Wechsel der Magnetisierungskonfiguration von parallel zu antiparallel (und umgekehrt). Die Fläche der TMR-Elemente beträgt $A = 0.017 \mu m^2$. In den H^* -Verteilungen sind auch die Schaltfelder deformierter Strukturen enthalten. (b) Zugehörige Mittelwerte und Standardabweichungen der verschiedenen Feldgrößen. Bei den eingeklammerten Angaben in Prozent ist die jeweilige Bezugsgröße um den Wert des Kopplungsfeldes H_{pin} (oder H_{pin}^*) korrigiert worden.

Streufelder zu vermeiden (s.a. Abb. 2.15 auf Seite 84). Die Auswölbungen induzieren also inhomogen magnetisierte Bereiche, in denen die Magnetisierungsumkehr während der Minorloops beginnt. Die Folge ist eine Verringerung der Schaltfelder, wie sie beispielsweise auch von Shi *et al.* [229, 230] in Hystereskurven von NiFeCo-Submikrometerstrukturen beobachtet wird.

Als Fazit der beiden letzten Abschnitte bleibt festzustellen, dass nur die Submikrometerstrukturen des Systems B zwei remanente Magnetisierungskonfigurationen und damit zwei unterscheidbare Widerstandszustände besitzen. Sie erfüllen somit eine grundlegende Voraussetzung für ihre Verwendung in Spinlogikgattern. Die für die Auswahl respektive Programmierung der beiden Zustände erforderlichen Schaltfelder kumulieren in zwei wohldefinierten Feldbereichen und das 4σ -Kriterium wird eingehalten. Letzteres wurde hier für Strukturen nachgewiesen, die mit einer lateralen Ausdehnung $A = 0.017 \mu m^2$ auch die Voraussetzung für eine hohe Integrationsdichte späterer Logikkreise mitbringen. Ob allerdings das Koerzitivfeld von etwa $180 Oe$ mit Hilfe stromführender Schaltbahnen in integrierten Logikgattern generiert werden kann, wird im Kapitel 4 untersucht.

3.5 Bewertung

In den vorherigen Absätzen wurde demonstriert, dass die durch Elektronenstrahlolithografie hergestellten Submikrometerstrukturen ($A < 0.03 \mu\text{m}^2$) bei der Schichtsysteme A und B das industrielle 4σ -Kriterium in der Formulierung für die Spinlogik aufgrund ihrer elektronischen Transporteigenschaften nicht erfüllen. Jüngste Veröffentlichungen zeigen jedoch, dass verschiedene, vornehmlich das TMR-System betreffende Modifikationen möglich sind, um dieses Manko künftig auszuräumen. Die aussichtsreichsten Optionen werden im Ausblick (S. 165) aufgezeigt.

Zur Bemessung des hier erzielten Grades der Zellpaarigkeit wird in dem folgenden Paragraphen ein Vergleich mit Tunnelstrukturen angestellt, die mittels hoch entwickelter, industrieller Lithografieverfahren gefertigt worden sind und in den ersten Prototypen magnetischer Arbeitsspeicher eingesetzt werden.

3.5.1 Variation im MRAM

Die Grafen 3.13(a) und (b) zeigen Widerstandshistogramme von TMR-Elementen, die als Speicherzellen in den MRAMs Verwendung finden, die in den Jahren 2004 von der *Samsung Electronics Co., Ltd* [231] und 2005 von der *Sony Co.* [9] präsentiert worden sind. Diesen ist das Histogramm 3.13(c) für elliptische Tunnelstrukturen des Systems B mit vergleichbarer lateraler Ausdehnung gegenübergestellt. In den Schichtmaterialien unterscheiden sich diese drei TMR-Systeme nur in der Ausführung der programmierbaren Elektrode. Die diesbezüglich von den Autoren gemachten Angaben sind in der Tabelle 3.13(d) zusammengefasst.

Die Widerstandsverteilungen kumulieren in jeweils zwei wohl separierten Bereichen für die parallele und die antiparallele Magnetisierungskonfiguration der Elektroden, so dass den TMR-Elementen je nach Widerstand der logische Wert „0“ oder „1“ eindeutig zugeordnet werden kann. Der 64kb MRAM von Samsung ist vermittels eines standardisierten, optischen Lithografieverfahrens für die $0.24 \mu\text{m}$ CMOS-Technologie hergestellt worden. Die laterale Ausdehnung der TMR-Strukturen beträgt $0.4 \mu\text{m} \times 0.8 \mu\text{m}$. Über die Biasspannung U_{bias} während der Messungen in 3.13(a) machen die Autoren keine expliziten Angaben. Allerdings ist in dem Artikel [231] der Gang der TMR-Effektamplitude mit U_{bias} präsentiert. Daraus kann abgeleitet werden, dass die Biasspannung wie auch in (b) etwa 300mV betragen muss. Die Standardabweichung des Tunnelwiderstands wird für beide Elektrodenkonfigurationen zu 2% angegeben. Damit folgt für die summierte Abweichung der Samsung-Elemente $\sigma_+ = \sigma_P + \sigma_{AP} = 1.5 \text{k}\Omega$. Ferner kann aus dem

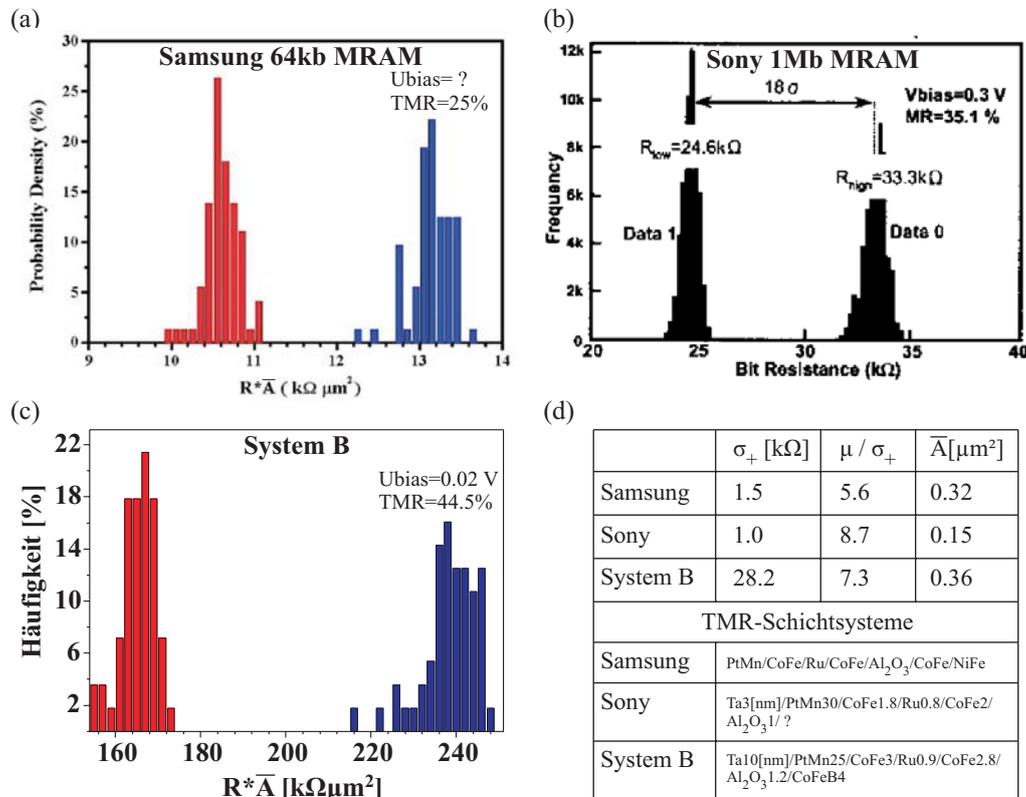


Abbildung 3.13: Häufigkeitsverteilungen der Widerstände für die parallele und antiparallele Magnetisierungskonfiguration von TMR-Elementen aus MRAM-Prototypen ((a): aus [231], Samsung, (b): aus [9], Sony) und System B (c). In (a) sind die Widerstände mit dem Mittelwert der Elementflächen \bar{A} multipliziert worden (ebenso in (c) zwecks Vergleichbarkeit). Die TMR-Systeme, soweit von den Autoren spezifiziert, die summierte Standardabweichung, das Separationsmaß sowie \bar{A} sind in (d) aufgelistet. Weiteres s. Text.

Histogramm der Erwartungswert für die Differenz der Tunnelwiderstände $\mu(R_{AP} - R_P) = 8.4 \text{ k}\Omega$ abgeschätzt werden. Für den Quotienten aus beiden Größen, der wiederum als Maß für die Separation der beiden logischen Zustände angesehen wird, gilt somit $\frac{\mu}{\sigma_+} = 5.6$. In der Tabelle 3.13(d) finden sich die entsprechenden Werte für die Tunnelstrukturen des Sony-MRAMs und des Systems B, die allesamt größer als der durch das 4σ -Kriterium spezifizierte Minimalwert ($\frac{\mu}{\sigma_+} > 4$) sind.

Auch wenn die ebenfalls mittels optischer Lithografie ($0.18 \mu\text{m}$ CMOS-Technologie) gefertigten Sony-Elemente offensichtlich am besten abschneiden,

bleibt festzustellen, dass die in dieser Arbeit strukturierten TMR-Elemente einen vergleichbaren Grad an Zellpaarigkeit erreichen. Dies äußert sich in einem ebenfalls hohem Wert für $\frac{\mu}{\sigma_+} = 7.3$ und unterstreicht, dass die hier gemachten Aussagen bezüglich der Verwendbarkeit von TMR-Elementen in Spinlogikgattern durchaus auch Relevanz für industriell angefertigte Strukturen mit ähnlichen Schichtsystemen haben. Diese Interpretation ist gültig, ob schon berücksichtigt werden muss, dass die Transportmessungen am System B bei einer signifikant kleineren Biasspannung $U_{bias} = 20 \text{ mV}$ vorgenommen wurden. Denn die TMR-Effektamplitude und mit ihr der Erwartungswert μ sinken mit wachsender Spannung.* Gleiches gilt aufgrund der kubischen Tunnelkennlinien auch für die Widerstände und deren absolute Standardabweichung. In grober Abschätzung gilt für das spannungsabhängige Verhältnis:

$$\frac{\mu}{\sigma_+}(U_{bias}) \approx 7.3 \frac{TMR(U_{bias})}{TMR(20 \text{ mV})} \quad (3.11)$$

Also sinkt zwar das Maß für die Zustandsseparation wegen $TMR(300 \text{ mV}) \approx 30 \%$, dennoch bleibt es gemäß obigem Zusammenhang 3.11 mit $\frac{\mu}{\sigma_+}(300 \text{ mV}) = 5$ in demselben Größenbereich wie beim Samsung-MRAM. Der Grund für die hohe Biasspannung im Betrieb der MRAMs ist das Spannungsgap, welches zwischen den beiden logischen Zuständen einer TMR-Speicherzelle liegen muss (vgl. Abs. 1.5.4).

Es sei noch bemerkt, dass das 4σ -Kriterium für den MRAM ($\frac{\mu}{\sigma_+} > 4$) schwächer ist als das Pendant für die Spinlogik, weil beim magnetischen Arbeitsspeicher nicht vier, sondern nur eine Tunnelzelle und eventuell eine Referenzzelle eingehen.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde auch gezeigt, dass aufgrund mangelnder Präzision bei der Flächenbestimmung der Tunnelstrukturen nicht in allen Fällen auf die Ursache für die bisweilen zu geringe Zellpaarigkeit geschlossen werden konnte. Im abschließenden Paragraphen dieses Kapitels wird daher eine Methode entwickelt und demonstriert, die es erlaubt, zwischen lithografisch verursachten Defekten und intrinsischen Inhomogenitäten des Schichtsystems als Ursache mangelnder Zellpaarigkeit zu unterscheiden.

3.5.2 Ausblick

Folgt man den Ausführungen in Kapitel 2, so findet man, dass die Defekte, die zu einer Variation in den elektronischen Eigenschaften nominell identischer TMR-Strukturen führen, in zwei Gruppen unterteilt werden können.

*Anhand von $TMR(U_{bias})$ -Kurven kann man zeigen, dass die Effektamplitude nach näherungsweise linearem Abfall mit U_{bias} zwischen 500 und 600 mV typischerweise auf die Hälfte des Wertes für $U_{bias} = 20 \text{ mV}$ gesunken ist [159, 160].

Auf der einen Seite gibt es die hier als *intrinsisch* bezeichneten Defekte, weil sie bereits bei der Präparation des Schichtsystems generiert werden. Auf der anderen Seite stehen die *lithografisch bedingten* Defekte, die erst durch die Strukturierung der Proben auftreten. Letztere können noch feiner gegliedert werden in Fehler, die auf bloße Größenvariation der Elemente zurückgeführt werden können, und in *Randdefekte*, die ausschließlich an der Kante der TMR-Elemente vorkommen. Ein Beispiel für die letztgenannte Defektart sind zur Tunnelbarriere parallele Strompfade, die durch die im Absatz 2.2.4 beschriebene Redeposition leitenden Materials entstehen können. Zu den intrinsischen Defekten zählt der bereits im Abschnitt 3.3 für das System B festgestellte Ripple in der Magnetisierung der hartmagnetischen Elektrode. Die Idee, die der nachfolgend beschriebenen Methode zur Trennung der drei Defektarten zugrunde liegt, ist die, dass nur intrinsische Inhomogenitäten flächig über die unstrukturierten Proben verteilt sein können. Je nach Art der dominanten Defekte (intrinsisch oder lithografisch) und der zugehörigen Defektdichte wird also der Grad der Zellpaarigkeit als Funktion der Elementfläche oder des Strukturumfangs variieren.

Folglich sind zwei Versuchsreihen anzustellen. Bei der einen ist die Zellpaarigkeit in Abhängigkeit von der Strukturgröße zu bestimmen. Um dabei den Einfluss der Randdefekte konstant zu halten, muss das Verhältnis von Umfang U zu Fläche A der verschiedenen großen Strukturen gleich bleiben. Bei der anderen Reihe wird $\frac{U}{A}$ verändert und A bleibt fix. Als Maß für die Zellpaarigkeit dienen sodann wiederum die Standardabweichungen der betreffenden elektronischen Größen. Im Folgenden sei dies am Beispiel des TMR-Systems B vorgeführt.

In der Tabelle 3.1 finden sich die Abmessungen der Tunnelstrukturen für beide Versuchsreihen. Sie sind so gewählt, dass sie mit \bar{A} zwischen $0.2 \mu m^2$ und $0.52 \mu m^2$ in einem Größenbereich liegen, in dem der Lithografieprozess gut zu kontrollieren ist. Die obere Schranke für die Standardabweichung in der Fläche aller Elementgruppen ist folgerichtig mit $\sigma_{A,max} = 1.1\%$ klein.

Wegen der ebenfalls geringen Schwankung in den elektronischen Eigenschaften (s.u.) ist die präzise Flächenbestimmung auch hier notwendige Voraussetzung für den Erfolg der Methode. Deshalb werden hier die geätzten Lackmasken vermessen, noch bevor sie im weiteren Verlauf des Strukturierungsprozesses mit Siliziumoxid abgedeckt werden. Um dabei die Modifikation des Resists durch die erneute Belichtung klein zu halten und somit den Lift-Off-Vorgang nicht zu gefährden, werden für die Abbildung der Masken möglichst kleine Elektronendosen und -energien verwendet.* Die dann noch vorhande-

*Tatsächlich kann die Abbildung so ausgeführt werden, dass die nachträgliche Belichtung keine Verringerung der Elementausbeute nach sich zieht. Bei den kleinsten Strukturen wird lediglich eine verlängerte Verweildauer (maximal eine verdreifachte Zeitspanne) im Ultraschallbad erforderlich.

Versuchsreihe 1					Versuchsreihe 2				
Element- gruppe	\bar{A} [μm^2]	\bar{U}/\bar{A} [$1/\mu\text{m}$]	\bar{A}_V	σ_A [%]	Element- gruppe	\bar{A} [μm^2]	\bar{U}/\bar{A} [$1/\mu\text{m}$]	\bar{A}_V	σ_A [%]
1	0.20	8.3	1.5	0.7	1	0.35	6.2	1.4	0.6
2	0.31	8.0	3.1	0.9	2	0.36	7.3	3.0	0.7
3	0.42	7.9	4.6	1.0	3	0.37	8.4	4.4	1.1
4	0.52	8.0	5.8	0.9	4	0.37	9.5	6.0	1.0

Tabelle 3.1: Laterale Ausdehnung von elliptischen TMR-Strukturen aus zwei Versuchsreihen zur Trennung intrinsischer und lithografisch verursachter Schwankung in den Elementeigenschaften. Zwischen den Gruppen der ersten Reihe wird die Fläche A variiert und das Verhältnis von Umfang U zu A nahezu konstant gehalten. Bei der zweiten Versuchsreihe ist es umgekehrt. Die angegebenen Werte sind experimentell bestimmte (s. Text) Mittelwerte von 120 Strukturen pro Reihe.

ne Unsicherheit in der Messung der Elementfläche wird zum einen durch den Strukturrand selbst bedingt, der wegen der Polykristallinität des Schichtsystems eine nicht verschwindende Rauigkeit besitzt (vgl. Abb. 2.12 auf S. 77). Zum anderen gibt es die durch das Auflösungsvermögen des Mikroskops ($\sim 1\text{ nm}$, s. Abs. 2.2.3) gesetzte Grenze für die bestenfalls erreichbare Präzision in der Flächenbestimmung. Für die Strukturen der ersten Reihe ergibt sich daraus eine Mindestunsicherheit $\Delta A_{min} = 0.8\%$. Die hier gefundenen Schwankungen in der Fläche befinden sich demnach nur wenig oberhalb dieser Grenze.

Da die Defektdichten a priori unbekannt sind, muss ein großer Flächenbereich bzw. ein großes $\frac{U}{A}$ -Intervall durch die Versuchsreihen abgedeckt werden. Denn die Differenz im Grad der Zellpaarigkeit ist dann maximal, wenn Elementgruppen miteinander verglichen werden, bei denen entweder nur vereinzelte Defekte auftreten oder so viele, dass sie durch die Mittelung über die gesamte Ausdehnung der Elemente nicht zur Schwankung elektronischer Größen beitragen. Wie der Tabelle 3.1 zu entnehmen ist, bedeutet das, dass in beiden Reihen das Aspektverhältnis erheblich variiert werden muss. Zum Beispiel wird es in der ersten Reihe von $\bar{A}_V = 1.5$ auf $\bar{A}_V = 5.8$ gesteigert, um in der Fläche \bar{A} eine Vergrößerung um den Faktor 2.6 zu erreichen. Dies steht im Gegensatz zu der intuitiven und falschen Vorstellung, dass das Aspektverhältnis nicht verändert werden sollte, wenn man den Anteil der Randdefekte an den Schwankungen in den Elementeigenschaften konstant zu halten sucht. Weiter sei erwähnt, dass sich die vier Elementgruppen einer Versuchsreihe in einem gemeinsamen Schreibfeld mit 60 TMR-Strukturen befinden (s. Abb. 3.1 auf S. 89). Dabei werden die Strukturen in wechselnder Abfolge auf die

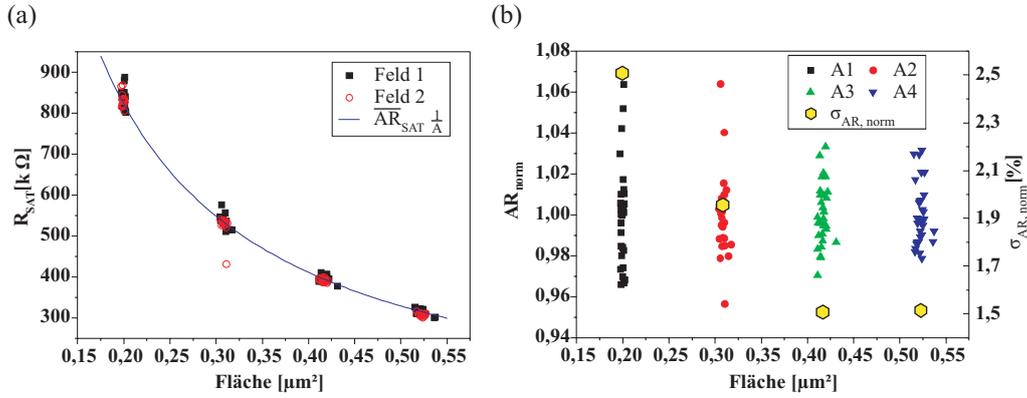


Abbildung 3.14: Versuchsreihe 1. (a) Tunnelwiderstand R_{SAT} in magnetischer Sättigung ($H = 6500 \text{ Oe}$) für zwei Schreibfelder a 60 TMR-Strukturen. Dabei ist \overline{AR}_{SAT} der mittlere Flächenwiderstand aller 120 Elemente. (b) Normierter Flächenwiderstand derselben Strukturen und Gang der Standardabweichung $\sigma_{AR, norm}$ (s. Text) mit der Fläche (A_i bezeichnet die Elementgruppe i).

Kontaktbahnen gebracht, um jedwede Einflussnahme von Inhomogenitäten auf der Millimeterskala (s. Abs. 2.3.1) auszuschließen.

Aufgrund der bekannten AAF-Fehlausrichtung im System B wird in dem vorliegenden Beispiel nur der Tunnelwiderstand R_{SAT} in magnetischer Sättigung beider TMR-Elektroden betrachtet. Um diese zu gewährleisten, sind die Elektromagnete im Messstand durch einen NdFeB-Permanentmagneten ersetzt worden, der am Ort der Probe ein Magnetfeld der Stärke $H = 6500 \text{ Oe}$ erzeugt, so dass auch die Zwischenschichtaustauschkopplung der Referenzelektrode überwunden wird.

Das Diagramm 3.14(a) zeigt den Verlauf von R_{SAT} mit der Fläche für die Elemente der ersten Versuchsreihe, bei der das Verhältnis $\frac{U}{A}$ nahezu konstant gehalten wird. Um die Zahl der charakterisierten Tunnelstrukturen auf 30 pro Gruppe zu erhöhen, sind die R_{SAT} -Werte von insgesamt 120 Elementen aus zwei Schreibfeldern aufgetragen. Erwartungsgemäß folgt der Tunnelwiderstand zumindest in den Schwerpunkten der Verteilungen dem Zusammenhang:

$$R_{SAT} = \overline{AR}_{SAT} \frac{1}{A} = 164.5 \text{ k}\Omega \mu m^2 \frac{1}{A} \quad (3.12)$$

Dabei ist \overline{AR}_{SAT} der Mittelwert aller 120 TMR-Strukturen. Die Mittelwerte der einzelnen Felder unterscheiden sich um weniger als 2% ($\overline{AR}_{SAT,1} = 162.5 \text{ k}\Omega \mu m^2$, $\overline{AR}_{SAT,2} = 164.5 \text{ k}\Omega \mu m^2$).

Bemerkenswert an der Grafik 3.14(a) ist die gegenläufige Entwicklung der

Streubereiche des Tunnelwiderstands und der Elementfläche. Die Variation in der Fläche nimmt, absolut bemessen, mit der Fläche selbst und steigendem Aspektverhältnis zu. Wichtiger jedoch ist, dass die Unterschiede zwischen den experimentell gefundenen Tunnelwiderständen und den gemäß Gleichung 3.12 berechneten Werten mit kleiner werdendem A wachsen. Letzteres zeugt davon, dass hier eine Streuung in R_{SAT} gefunden worden ist, die wegen $H = 6500 \text{ Oe}$ weder magnetischen noch wegen $\frac{U}{A} \approx \text{konst.}$ lithografischen Ursprungs ist, sondern in der Präparation des Schichtsystems begründet sein muss. Offenbar sind im System B Inhomogenitäten (wie z.B. eine lateral variierende Barrierendicke, vgl. Abs. 1.1.3) vorhanden, die sich gemäß ihrer lateralen Verteilung auf die Zellpaarigkeit der kleineren Submikrometerstrukturen störender auswirken. Um dies mit Strenge zu zeigen, wird statt R_{SAT} der Flächenwiderstand AR_{SAT} evaluiert, in der Absicht, eine eventuelle Einflussnahme der Flächenvariation auf den Tunnelwiderstand zu eliminieren. Aufgrund der Differenz in den mittleren Flächenwiderständen werden die Flächenwiderstände der Elemente auf den jeweiligen Mittelwert des Feldes $\overline{AR}_{SAT,1}$ oder $\overline{AR}_{SAT,2}$ normiert. Erst danach können sie gemeinsam anhand der Darstellung 3.14(b) diskutiert werden, in der neben den Widerständen auch die Standardabweichung $\sigma_{AR,norm}$ gegen die Elementfläche aufgetragen sind. Es ist zu erkennen, dass auch die Variation im Flächenwiderstand mit kleiner werdender Fläche stärker wird, was sich in einem monotonen Anstieg von $\sigma_{AR,norm}(0.52 \mu\text{m}^2) = 1.5\%$ auf $\sigma_{AR,norm}(0.2 \mu\text{m}^2) = 2.5\%$ äußert. Obgleich die Änderung der Standardabweichung nur einen Prozentpunkt ausmacht, bestätigt die eindeutige Tendenz obige Schlussfolgerung, nach der es intrinsische Defekte im Schichtsystem gibt, die für die hier beobachtete Variation in AR_{SAT} maßgeblich sind.

Die Tabelle 3.15(a) fasst mit der Aufstellung der mittleren Flächenwiderstände und der zugehörigen Abweichungen die Ergebnisse der zweiten Versuchsreihe zusammen. Die maximale Differenz in $\sigma_{AR,norm}$ beträgt nur noch 0.6 Prozentpunkte und eine eindeutige Tendenz, die auf einen systematischen Zusammenhang zwischen Umfang ($\frac{U}{A}$ -Verhältnis) und Widerstandsfluktuation schließen ließe, findet sich nicht. Randdefekte spielen demzufolge keine Rolle für die Zellpaarigkeit der hier charakterisierten Elemente.

Noch zu erwähnen ist die Flächenvariation nominell identischer Strukturen, die bei der vorliegenden Probe durch das Auftreten einiger *Flocken* (s. Abs. 2.3.1) forciert worden ist. Ihre Einflussnahme auf R_{SAT} gemäß der Gleichung 3.12 zeigt sich im Diagramm 3.15(b), in dem die Widerstände aller Elemente aus der zweiten Versuchsreihe enthalten sind.

Als Fazit dieses Abschnittes bleibt festzuhalten, dass das hier vorgeschlagene Verfahren geeignet ist, die Einflussnahme der verschiedenen Defektarten auf die Zellpaarigkeit von TMR-Strukturen zu separieren. Im Fall des Systems

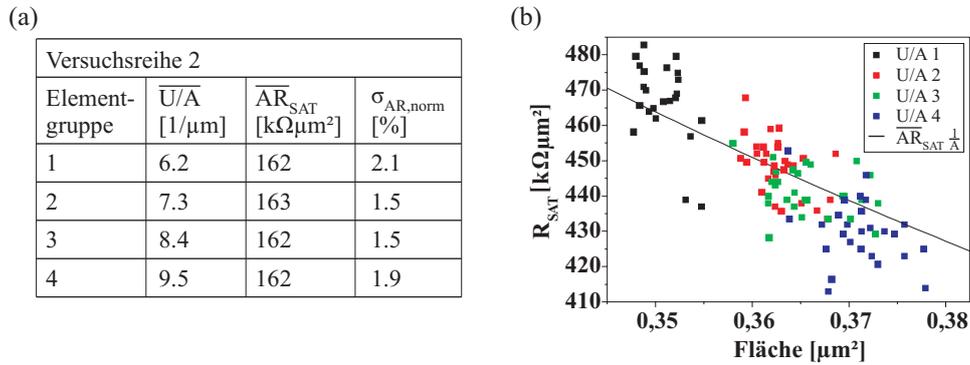


Abbildung 3.15: Versuchsreihe 2. (a) Mittlerer Flächenwiderstand und Standardabweichung $\sigma_{AR,norm}$ von 120 TMR-Strukturen in vier verschiedenen Gruppen. (b) zeigt den Tunnelwiderstand R_{SAT} gegen die Elementfläche, welche im Experiment nicht exakt beibehalten werden kann. Die Werte sind auf dieselbe Weise wie für Abb. 3.14 ermittelt worden.

B ist es gelungen, einen verminderten Grad der Zellpaarigkeit von Submikrometerstrukturen eindeutig auf die Wirkung intrinsischer Defekte zurückzuführen. Da die Methode weder auf ein spezielles TMR-System, noch auf eine Lithografiertechnik beschränkt ist, sollte ihre Anwendung auch bei der Charakterisierung und Auswahl künftiger Schichtsysteme und Präparationsverfahren förderlich sein.

Kapitel 4

Logikgatter

Neben einem hohen Grad an Übereinstimmung in den Eigenschaften der TMR-Elemente gibt es noch eine Reihe weiterer Bedingungen, die an die Funktion von Spinlogikgattern geknüpft sind und im Abschnitt 1.5.4 formuliert wurden. Dies ist Gegenstand des vorliegenden Kapitels.

Mit dem Ziel, Logikgatter zu realisieren, welche auf Submikrometerelementen basieren, wird eine naheliegende Strategie verfolgt. Sie besteht darin, zunächst alle Dimensionen eines Gatters wie Schaltbahnbreite und Elementausdehnung groß zu wählen. Die ersten Logikschaltungen besitzen so eine laterale Ausdehnung von etwa $100 \times 100 \mu m^2$. Störungen in der Funktion werden ausgeräumt, indem einzelne Prozessschritte in der Herstellung sukzessive angepasst werden. Erst in einer letzten Phase erfolgt die schrittweise Reduktion der Gatterausdehnung bis auf $10 \times 10 \mu m^2$. Um den Umfang der Arbeit nicht unnötig auszudehnen, wird dies im Folgenden nicht im Detail vorgeführt, zumal Fehlerquellen bereits im Kapitel 2 besprochen worden sind. Der Fokus dieses Kapitels richtet sich vielmehr auf das adressierte Schalten respektive Programmieren von TMR-Speicherzellen mittels stromführender Leiterbahnen. So werden Schaltasteroiden von Tunnelstrukturen beider TMR-Systeme A und B diskutiert, deren Elementflächen zwischen einigen Quadratmikrometern und etwa $0.017 \mu m^2$ liegen, bevor in den abschließenden Unterkapiteln 4.3 und 4.4 die Funktion kompletter Gatter demonstriert wird. Einige, zentrale Ergebnisse dieses Kapitels sind in dem Artikel [101] veröffentlicht.

4.1 Messaufbau

Für die Charakterisierung der Logikgatter ist eine bestehende Messapparatur modifiziert worden, die der im Abschnitt 3.1 Beschriebenen ähnelt. Ihr Auf-

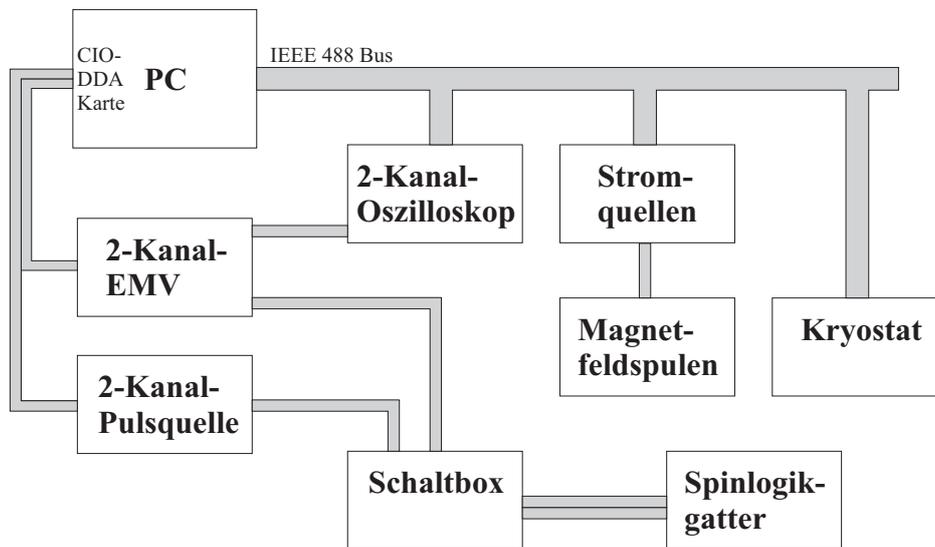


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Messapparatur zur Charakterisierung von Spinlogikgattern. (EMV: Elektrometerverstärker, weitere Erläuterungen im Text.)

bau sei anhand der schematischen Darstellung 4.1 erläutert. Alle zur Messung erforderlichen Geräte werden durch einen Computer angesteuert, entweder über einen *IEEE 488 Bus*, auch unter der Bezeichnung *GPB* (*engl. general purpose interface bus*) bekannt, oder vermittelt der analogen Ausgänge einer *CIO-DDA-Karte* der Fa. *Computer Boards Inc.* [232] mit 12 Bit Auflösung. Die zum Schalten der programmierbaren Elektrode benötigten Strompulse werden von einer bipolaren 2-Kanal-Pulsquelle bereitgestellt, die in der Elektronikwerkstatt der Physikfakultät gefertigt worden ist. Aufgrund der Ansteuerung über den PC sind verschiedenste Pulsformen wie Sinus-, Dreiecks- oder Rechteckpulse möglich. Die justierbare Amplitude kann maximal 10 V an einer Last von $50\ \Omega$ erreichen, d. h. der größtmögliche Schaltstrom beträgt 200 mA . Die Phasenverschiebung und die Frequenz der Pulse bis 3 kHz sind ebenfalls frei wählbar. Die zwei Kanäle der Quelle werden u.a. bei der Aufnahme von Schaltasteroiden zur simultanen Generation der Bias- und Schaltfelder benötigt.

Durch eine Schaltbox wird die Spinlogik ausgewählt, an die die Pulse weitergegeben werden. Die elektrische Kontaktierung erfolgt durch das Drahtbonds der Probe an eine IC-Fassung. Auch die Verbindung zwischen den

TMR-Elementen und dem 2-Kanal-Elektrometerverstärker* wird zur Widerstandsmessung über die Schaltbox hergestellt. Dabei ist das Layout der Proben meist so gewählt, dass sowohl der Betrieb der Logikgatter als auch deren Einzelemente analysiert werden können.

Die Entwicklung der Tunnelwiderstände unter dem Einfluss der Pulsfolgen wird in einem digitalen 2-Kanal-Oszilloskop der *LeCroy Co.* [234] aufgezeichnet und anschließend vom Rechner ausgelesen. Bei den Asteroidenmessungen wird der Schaltimpuls gleichzeitig mit dem Widerstand eines Elementes detektiert, um die Schaltstromstärke bestimmen zu können.

Über den GPIB-Bus kann auch ein Elektromagnet mit $H_{max} = 2000 \text{ Oe}$ geregelt werden, der zuweilen zur Erzeugung eines konstanten Offsetfeldes oder zum Reset der Speicherzellen genutzt wird. Ferner gibt es die Möglichkeit, Messungen bei tiefen Temperaturen $T \geq 10 \text{ K}$ in einem Kryostaten durchzuführen. Davon wird hier jedoch abgesehen.

Während der Versuchsreihen ist ein frequenzabhängiges Übersprechen der Pulssignale auf die Widerstandsmessung festgestellt worden, welches auf kapazitive Kopplungserscheinungen in der Schaltbox sowie zwischen den Puls- und Messleitungen zurückgeführt werden kann (s. Abs. 4.3). Die Mehrzahl der hier präsentierten Messungen sind deshalb mit Pulsfrequenzen kleiner gleich 20 Hz vollzogen worden.

4.2 Schalten mit stromführenden Bahnen

4.2.1 Elemente im Mikrometerbereich

Ein Beispiel für eines der ersten, nicht nach Flächenbedarf optimierten 2-Bit-Spinlogikgatter gibt die REM-Aufnahme 4.2(a). Die laterale Ausdehnung des Gatters beträgt $100 \times 70 \mu\text{m}^2$. Deutlich sind die vier im Bild von oben nach unten verlaufenden Wortbahnen zu erkennen. Sie bestehen in $20 \mu\text{m}$ breiten und 100 nm dicken Kupferbahnen (s. Abb.2.8(a) auf S. 70). Die ebenso breiten Taktbahnen ($100 \text{ nm Cu} + 25 \text{ nm Au}$) kreuzen die Wortbahnen senkrecht. Die Position der TMR-Elemente ist durch rote Ellipsen hervorgehoben. Der vorwiegend in der Mitte der Taktbahnen gelegene helle Kontrast rührt von den schmalen Ausleseleitungen her, die trotz der Bedeckung durch die Schaltbahnen im Sekundärelektronenbild sichtbar sind.

Um nur einen Pulskanal für die Gattertaktung zu belegen, werden die beiden

*Bei dem Elektrometerverstärker handelt es sich um eine modifizierte Version des Verstärkers aus Abschnitt 3.1 mit nunmehr zwei Kanälen und sieben Messbereichen mit $I_{max} = 10 \text{ mA}$ ($1 \text{ mA}, \dots, 10 \text{ nA}$). Sie ist in Kooperation mit der Elektronikwerkstatt im Zuge seiner Doktorarbeit [233] von J. Bornemeier entwickelt worden.

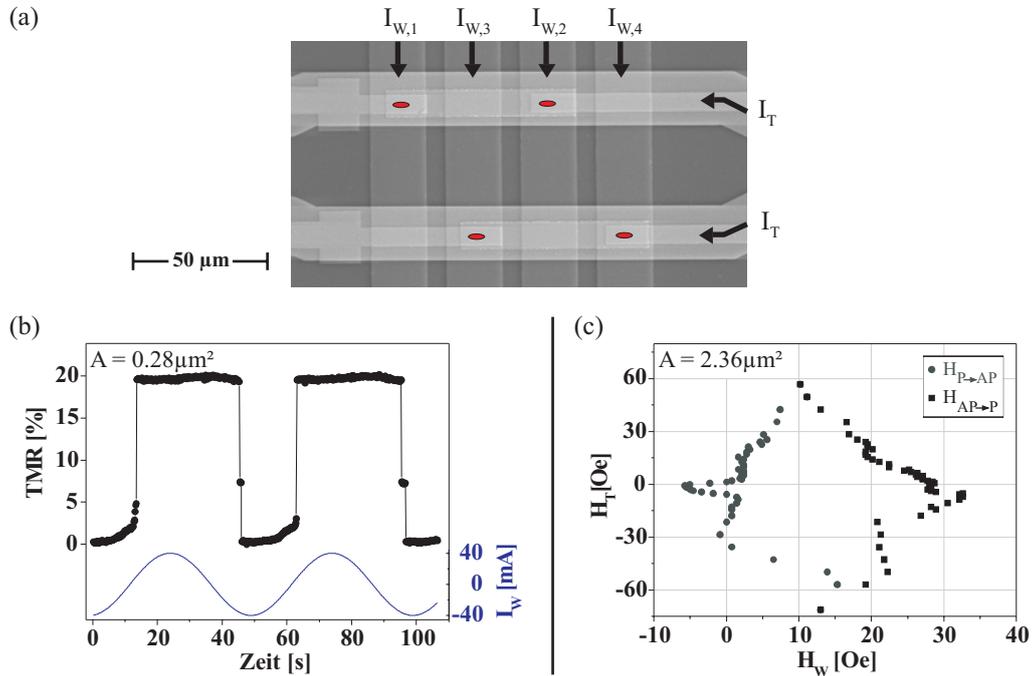


Abbildung 4.2: (a) REM-Bild eines $100 \times 70 \mu\text{m}^2$ großen Spinlogikgatters. Die Position der TMR-Elemente (System A) unter den Schaltbahnen ist durch die roten Ellipsen markiert. (b) Gesamtwiderstand zweier seriell verschalteter, elliptischer Tunnelstrukturen (900 nm und 400 nm Hauptachsen) aus (a) unter dem Einfluss des Wortpulses $I_{W,2}$ durch eine Wortbahn. Die Biasspannung beträgt 100 mV und das Offsetfeld 60 Oe . (c) Mittels stromführender Bahnen ermittelte Asteroide einer Tunnelstruktur (ebenfalls aus dem System A mit $3 \mu\text{m}$ und $1 \mu\text{m}$ Hauptachsen).

Taktbahnen außerhalb des gezeigten Bildausschnitts zu einer Leitung zusammengeführt. Das von I_T erzeugte Biasfeld wirkt also immer synchron auf alle vier TMR-Zellen der Logik. Zur gezielten Programmierung der Einzellelemente sind deshalb vier Wortbahnen ($I_{W,1}, \dots, I_{W,4}$) erforderlich. Durch die Aufspaltung der Taktbahn in zwei separate Leitungen könnten zwei Wortbahnen eingespart werden und eine quadratische Anordnung der TMR-Elemente in den vier Kreuzungspunkten der Schaltbahnen wäre möglich. Die laterale Ausdehnung des Gatters könnte durch diese Abwandlung folglich leicht halbiert werden. Dies gilt für alle, auch die später präsentierten Logiklayouts dieser Arbeit.

Gemäß den Ausführungen im Abschnitt 2.2.5 kann die Abhängigkeit der Feldkomponente $H_{W,x}$ (vgl. Abb. 2.9 auf S. 71) von der Stromstärke I_W am Ort

der TMR-Strukturen berechnet werden. Im Zentrum unterhalb der Wortbahnen ($a = 0 \text{ nm}$ in derselben Abb. 2.9) ergibt sich:

$$H_{W,x} [Oe] = 0.605 I_W [mA] \quad (4.1)$$

Die Simulationen zeigen auch, dass das Magnetfeld über die laterale Ausdehnung der Elemente hinweg nahezu konstant ist. Die größten mit obigem Layout charakterisierten Tunnelstrukturen sind Ellipsen mit $2 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ langen Hauptachsen. Am Rand derselben beträgt $H_{W,x}$ noch mindestens 97.9 % des Maximalwertes, der zentral unterhalb der Bahn eingenommen wird. Das Layout ist so gewählt, dass auch ein hinzutretender Positionierungsfehler $\Delta < \pm 500 \text{ nm}$ nicht ins Gewicht fällt ($H_{W,x}(a = 3500 \text{ nm}) > 96.4 \%$).

Für die Taktbahnen errechnet sich analog:

$$H_{T,y} [Oe] = 0.585 I_T [mA] \quad (4.2)$$

Die Feldstärke ist nur geringfügig kleiner, weil die Zunahme des Elementabstands zur Bahn $\Delta d \approx 240 \text{ nm}$ klein gegenüber den übrigen Abmessungen wie der Bahnbreite ($20 \mu\text{m}$) ist.

Um das adressierte Schalten an diesem Gatter zu demonstrieren, sind beispielsweise die beiden oberen, seriell verknüpften TMR-Strukturen im Messstand kontaktiert worden. Sodann wird der Wortpuls für eines der Elemente sinusförmig variiert. Das Resultat ist ein zeitlich variabler Gesamttunnelwiderstand, der für das Beispiel elliptischer Strukturen mit 400 nm und 900 nm langen Hauptachsen in der Grafik 4.2(b) dargestellt ist. Gut sind die beiden abwechselnd besetzten Plateaus im Widerstand erkennbar. Das die Effektamplitude dabei statt der vollen 46 % des Schichtsystems nur etwa 20 % erreicht, zeugt davon, dass nur eine TMR-Zelle geschaltet wird. Unterdessen muss sich das zweite Element im hochohmigen Zustand mit antiparalleler Magnetisierungskonfiguration befinden. Nach den Berechnungen für das Schaltfeld ist auch keine Beeinflussung des nicht adressierten Elements zu erwarten, da $H_{W,x}$ am Ort desselben mit $I_W = 40 \text{ mA}$ kleiner 0.01 Oe ist. Dieselbe Annahme gilt auch für die beiden übrigen, nicht kontaktierten TMR-Zellen der Logik, an deren Position die Feldstärke ebenfalls weniger als 2 % des Wertes beträgt, der im Zentrum des adressierten Elements herrscht.

Es sei bemerkt, dass während der Messung ein zeitlich invariantes Offsetfeld $H_{Off} = 60 \text{ Oe}$ erforderlich ist, um die antiferromagnetische Streufeldkopplung zwischen den Elektroden (System A, Plasmaversorgungsleistung bei der Herstellung $L_P = 115 \text{ W}$) zu kompensieren. Bei Gattern, die auf TMR-Strukturen des Systems B basieren, wird dies nicht mehr vonnöten sein (s. Abs. 4.2.3).

Beachtenswert ist auch die kleine Schulter, die sich beim Übergang vom hochohmigen in den niederohmigen Zustand bei etwa 7.4 % Effekthöhe ausbildet.

Sie ist ein Hinweis auf die Formation einer Übergangskonfiguration, die offenkundig für ein enges Feldintervall existent ist. Inhomogen magnetisierte Bereiche und Domänen während der Magnetisierungsumkehr sind den Ausführungen in den Abschnitten 1.4.3 und 3.4 folgend bei der hier untersuchten Ausdehnung der Elemente auch durchaus zu erwarten. Abweichungen vom Schaltverhalten eines eindomänigen Teilchens offenbaren sich daher auch in den Asteroiden, wie am Beispiel in der Abbildung 4.2(c) zu sehen ist. Mit $1\ \mu\text{m}$ und $3\ \mu\text{m}$ langen Hauptachsen ist das Element größer als die Strukturen, für die die Schaltkurve in der Grafik (b) gezeigt wurde. Die Minorloops sind folgerichtig weniger stark verschoben, so dass ein Offsetfeld während der Untersuchungen nicht benötigt wird (vgl. Abb. 3.10(a) auf S. 107, dort ist $L_P = 500\text{W}$). Die Schaltasteroide wird gewonnen, indem zunächst die Schaltströme $I_{W,S}$ aus Messungen wie der in (b) für verschiedene Taktströme I_T bestimmt werden. Statt der Ströme werden dann die berechneten Magnetfelder gegeneinander aufgetragen.

Eine Übereinstimmung der experimentellen Asteroide mit der typischen Form einer Stoner-Wohlfarth-Kurve (s. Abb. 1.8, S. 25 und Abb. 1.13, S. 38) ist nur im Groben zu erkennen. So nähern sich die Wortfelder beider Schaltrichtungen ($H_{AP\rightarrow P}$ und $H_{P\rightarrow AP}$) zwar für wachsende Taktfelder an und fallen für $H_T = 57\text{Oe}$ und $H_T = -70\text{Oe}$ zusammen. Aber diese Entwicklung vollzieht sich in Stufen und nicht streng monoton wie im idealisierten Modell. Ferner sorgt die verbliebene Streufeldkopplung für eine Verschiebung der gesamten Schaltkurve in Richtung positiver H_W -Werte. Beispielsweise gilt bei Abwesenheit eines Biasfeldes:

$$H_{P\rightarrow AP} = -6\text{Oe} ; H_{AP\rightarrow P} = 28\text{Oe} \quad \text{mit } H_T = 0\text{Oe} \quad (4.3)$$

Die Zerfransung der Asteroide ist ein charakteristisches Anzeichen für die Bildung magnetischer Domänen. Sie kommt dadurch zustande, dass mit variablem H_T verschiedene Übergangskonfigurationen der Magnetisierung auftreten, die wiederum verschieden stabil sind und somit unterschiedlich große Wortfelder für ihre Auflösung erfordern. In den Doktorarbeiten von R. Richter [19] und H. Koop [94] ist dies genauer untersucht worden. Sie finden auch, dass die Details der deformierten Asteroiden aufgrund der Wechselwirkung der Magnetisierung mit dem Rand der Strukturen elementspezifisch sind. Eine getaktete Operation von Gattern mit Elementen der in diesem Abschnitt untersuchten Ausdehnung kann daher für keine hinreichend kleinen H_T -Werte gewährleistet werden, die noch mit Taktpulsen I_T auf einem hochintegrierten Chip zu erzeugen wären. Eine Möglichkeit, die Generation magnetischer Domänen während der Magnetisierungsumkehr zu vermeiden, besteht, wie im Absatz 3.4 gezeigt wurde, in der Verwendung von Submikrometerstrukturen. Deren Schaltasteroide sind Gegenstand der anschließenden Paragraphen.

4.2.2 Asteroiden von sub- μm Elementen / Pulsplasma-System

Um die Ausführungen über das magnetische Schaltverhalten in den Paragraphen 1.4 und 3.4 zusammenzufassen, ist zu bemerken, dass es zwei Klassen von Ursachen gibt, die zu Diskrepanzen mit der Asteroide nach Stoner und Wohlfarth (s. Abb. 1.8 auf S. 25) führen. Auf der einen Seite kann das Modell des eindomänigen Teilchens mit ideal glattem Rand und der Gestalt eines Sphäroids zu simpel sein, um reale, programmierbare Elektroden einer TMR-Struktur zu beschreiben. Auf der anderen Seite muss die Anwesenheit der hartmagnetischen Referenzelektrode in den meisten Fällen berücksichtigt werden. Im vorausgegangenem Abschnitt 4.2.1 ist demonstriert worden, dass in Tunnelstrukturen des Systems A mit einer lateralen Ausdehnung im Quadratmikrometerbereich beide Effekte auftreten. Gemäß den Erkenntnissen zum Schaltverhalten von Pulsplasma-Strukturen, die schon in Untersuchungen mit Hilfe externer Elektromagneten gewonnen worden sind (s. Abs. 3.4.1), ist zu prognostizieren, dass sich die Einflussnahme der erstgenannten Klasse in den hier charakterisierten Submikrometerelementen mindert, während die magnetische Streufeldkopplung zunehmen wird.

In der Darstellung 4.3 sind die Schaltasteroiden von vier verschiedenen TMR-Zellen gezeigt, die eine Fläche $A \approx 0.02 \mu\text{m}^2$ und ein Aspektverhältnis $A_V \approx 2$ besitzen.* Sie befinden sich in einem gemeinsamen Logikgatter, dessen Ausdehnung bereits auf $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ reduziert worden ist (s. Abb. 4.8 auf S. 150). Die Wortbahnen bestehen in $1 \mu\text{m}$ breiten und 100 nm dicken Kupferleitungen. Die Taktbahnen sind zusätzlich mit einer 80 nm dicken Goldschicht bedeckt und $1.25 \mu\text{m}$ breit. Die abschließende Goldschicht wird für die elektrische Kontaktierung im Messstand benötigt. Um die Zahl der Prozessschritte zu verringern, sind die Taktbahnen und Kontaktpads dieser Probe in einem gemeinsamen Lithografieschritt erzeugt worden (genauso wurde auch beim Gatter aus der Abb. 4.2 verfahren). Daher rührt die zusätzliche, die Gatterfunktion nicht negativ beeinträchtigende Beschichtung der Taktleitung.

Für den Zusammenhang zwischen den Strömen und Feldstärken in der Mitte des adressierten TMR-Elements gilt:

$$\begin{aligned} H_{W,x} [Oe] &= 3.9 I_W [mA] \\ H_{T,y} [Oe] &= 2.6 I_T [mA] \end{aligned} \tag{4.4}$$

*Die Abmessungen der elliptischen Hauptachsen sind mittels AFM-Aufnahmen nach dem Lift-Off-Vorgang mit einer vergleichsweise großen Unsicherheit zu $220 \pm 20 \text{ nm}$ und $110 \pm 20 \text{ nm}$ bestimmt worden. Bedauerlicherweise liegen keine REM-Bilder der Lackkappen vor, da die den Lift-Off-Prozess nicht gefährdende Abbildungsmethode (s. Abs. 3.5.2) zum Zeitpunkt der Probenfertigung noch nicht entwickelt worden war.

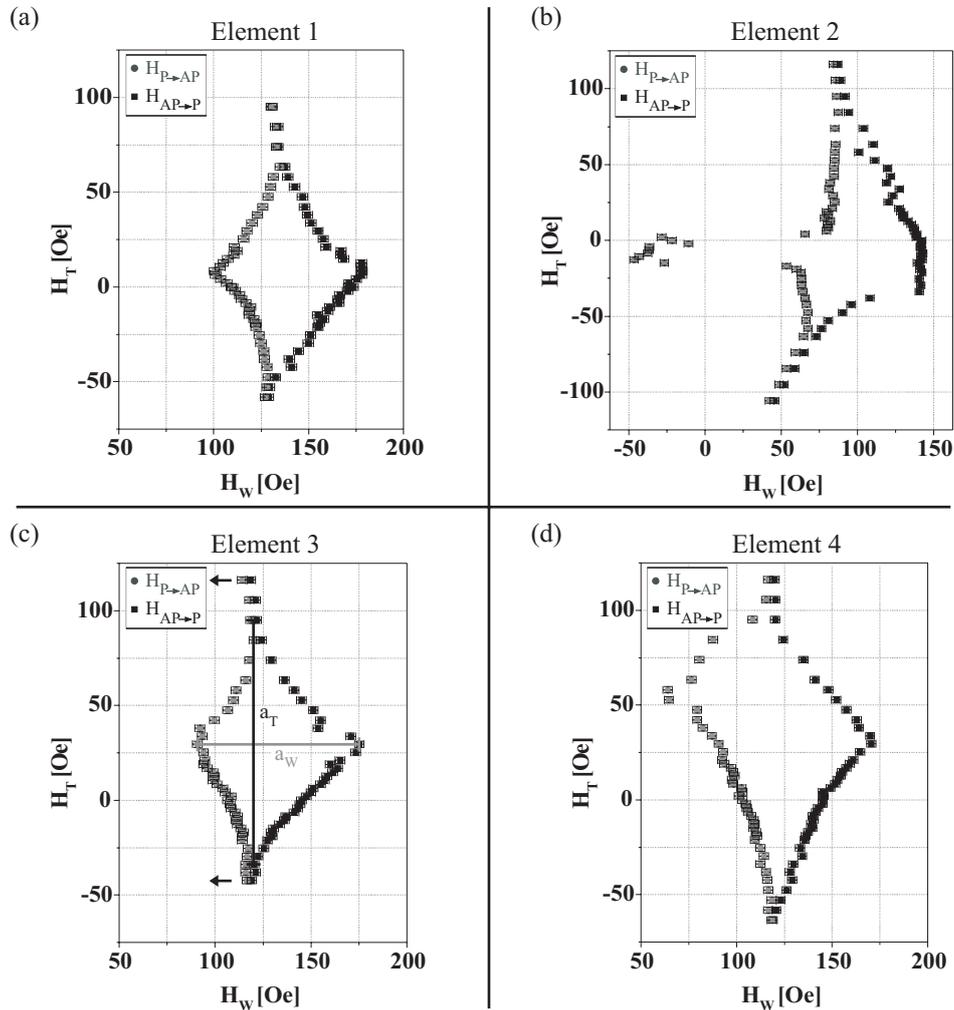


Abbildung 4.3: (a)-(d): Mittels stromführender Bahnen bestimmte Schaltasteroiden der vier TMR-Elemente eines $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ großen Logikgatters. Die laterale Ausdehnung der Tunnelstrukturen (Pulsplasma-System) beträgt etwa $0.02 \mu\text{m}^2$. In (c) sind die Asteroidenachsen a_W und a_T eingezeichnet. Weiteres im Text.

Augenscheinlich ist die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Asteroiden obiger Abbildung 4.3 und der theoretisch zu erwartenden Kurve (vgl. Abb. 1.8 auf S. 25) für die Tunnelstrukturen 1 und 3 in den Diagrammen 4.3(a) und (c) am größten. Denn den Schaltasteroiden der Elemente 2 und 4 (Abb. 4.3(b) und (d)) fehlt die charakteristische Symmetrie bezüglich zweier Achsen parallel zur Abszisse und Ordinate.

Dem TMR-Element 2 fällt eine Sonderrolle zu, da sein Tunnelwiderstand R_P um etwa 23 % kleiner ist als der der übrigen Strukturen im Gatter. Die Vermutung liegt nahe, dass die Fläche entsprechend vergrößert ist. Hinzu kommt, dass in einzelnen Minorloops für verschiedene H_T Stufen und Plateaus beobachtet werden. Beides zusammen lässt auch ohne direkten Nachweis durch eine REM-Aufnahme darauf schließen, dass die Struktur wegen eines lithografischen Defekts deformiert worden ist. Dies erklärte ebenso die mangelnde Reproduzierbarkeit im Schaltverhalten und die Verformung der Asteroide. R. Richter beschreibt in seiner Doktorarbeit [19] ebenfalls asymmetrische Asteroide von TMR-Strukturen und findet deren Ursache in der magnetischen Wechselwirkung zwischen den Elektroden. Denn das am Ort der programmierbaren Elektrode näherungsweise als unidirektional zu denkende Streufeld der Referenzschicht führt dazu, dass verschiedene magnetische Übergangskonfigurationen eingenommen werden, je nachdem, ob ein Wechsel von einem parallelen zu einem antiparallelen Magnetisierungszustand oder umgekehrt stattfindet.

Fallen die beiden Achsen, die einerseits als leichte Achse durch die Formanisotropie der elliptischen Strukturen und andererseits durch die nahezu homogene Magnetisierung der hartmagnetischen Elektrode ausgezeichnet sind, nicht zusammen, dann besitzt das entsprechende Streufeld eine Komponente entlang der schweren Figurenachse. Das begründet den Bruch der Symmetrie, deren zugehörige Symmetrieachse andernfalls parallel zur langen Hauptachse und somit parallel zu den Abszissen in den Grafen 4.3 verlaufen würde. Am Element 4 kann ein solcher Bruch beobachtet werden. Angesichts der fehlenden REM-Aufnahmen bleibt unklar, ob auch lithografisch verursachte Strukturdefekte für die Deformation der Asteroide eine Rolle spielen. Daher konzentriert sich die weitere Diskussion auf die Schaltasteroide der Elemente 1 und 3.

Um die Betrachtung zu quantifizieren, werden häufig die *Asteroidenachsen* [102] ermittelt, deren Endpunkte durch die $(H_W|H_T)$ -Koordinatenpaare gegeben sind, für die entweder H_W extremal (d. h. $H_T \approx 0 Oe$) ist oder $H_W = H_{AP \rightarrow P} = H_{P \rightarrow AP}$ (d. h. $H_T \gg 0 Oe$) gilt. Im Diagramm 4.3(c) sind sie am Beispiel des dritten Elements eingezeichnet.

Die Asteroidenachsen eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens schneiden sich im Asteroidezentrum bei $(0 Oe|0 Oe)$. Die hier zu verzeichnende Verschiebung der Asteroidezentren von den Strukturen 1 und 3 auf die Positionen $(130 Oe|8 Oe)$ und $(120 Oe|30 Oe)$ zeugt von der starken antiferromagnetisch wirkenden Streufeldkopplung, die die antiparallele Magnetisierungskonfiguration der Elektroden energetisch favorisiert. Dies ist bereits aus der Besprechung der Minorloops für $H_T = 0 Oe$ im Unterkapitel 3.4.1 bekannt. Neu ist die Verlagerung der Asteroide entlang der Ordinate. Offensichtlich hat

das Streufeld der Referenzelektroden eine über die Elementfläche gemittelte, nicht verschwindende Feldkomponente längs der schweren Elementachsen, wie sie auch schon für die TMR-Struktur aus der Abbildung 4.3(c) postuliert worden ist.

Bemerkenswert ist ebenso, dass der Schnittpunkt der Asteroidenachsen anders als beim Stoner-Wohlfarth-Teilchen nicht in der Mitte der Achsen liegt. Das ist die Konsequenz einer mit dem Betrag des Taktfeldes fortschreitenden Verminderung des Pinningfeldes $H_{pin} = \frac{1}{2}(H_{AP \rightarrow P} + H_{P \rightarrow AP})$, die eine Verzerrung der Asteroidenform nach sich zieht (in Abb. 4.3(c) durch Pfeile angedeutet).

Um zu zeigen, dass sowohl die Versetzung des Asteroidenzentrums entlang beider Achsen als auch die besagte Verzerrung auf die Präsenz der Referenzelektrode, mithin auf deren Einflussnahme mittels ihres Streufeldes zurückgeführt werden können, sind mikromagnetische Simulationen (s. Abs. 1.4.4) angestrengt worden. Dabei wird der zu simulierende Körper mit elliptischer Grundfläche und 220 nm und 110 nm langen Hauptachsen zur Verkürzung der Rechenzeit in nur drei Lagen gleicher Dicke $d = 2 \text{ nm}$ unterteilt.* Die untere Lage stellt die CoFe-Schicht der Referenzelektrode dar, die mittlere die nicht magnetische Barriere und die obere Lage dient zur Simulation der NiFe-Elektrode. Die einzelnen Lagen werden wiederum in knapp tausend Zellen eingeteilt, die ihrerseits eine $5 \times 5 \text{ nm}^2$ große Fläche und eine der Dicke d entsprechende Höhe besitzen. Alsdann wird jeder dieser Zellen, wie im Abschnitt 1.4.4 beschrieben, ein magnetischer Momentvektor zugeordnet, vorausgesetzt, dass sich die Zelle an einer Position innerhalb der magnetischen Elektroden befindet.

Um die magnetische Kopplung der CoFe-Schicht durch Exchange Bias an den Antiferromagneten in diesem einfachen Modell nachzubilden, werden die CoFe-Momente als zeitlich invariant gesetzt. Die Werte für die Sättigungsmagnetisierungen $M_{S,CoFe} = 1.65 \cdot 10^6 \frac{kA}{m}$, $M_{S,NiFe} = 8.6 \cdot 10^5 \frac{kA}{m}$ und für die Austauschkonstante $A_{NiFe} = 6.5 \cdot 10^{-12} \frac{J}{m}$ sind der Literatur entnommen oder an die dort spezifizierten Werte angelehnt [227, 235, 123]. So ist A_{NiFe} gegenüber dem Filmwert wie schon in früheren Arbeiten [97] halbiert worden, um die lokale Verminderung der Austauschwechselwirkung an den Korngrenzen des polykristallinen Materials näherungsweise zu berücksichtigen. Ferner wird in die Rechnungen eine uniaxiale Kristallanisotropie einbezogen ($K_u = 270 \frac{J}{m^3}$ [97]). Die leichten Richtungen sind dabei ebenfalls aufgrund der Polykristallinität zufällig über die Simulationszellen verteilt.

*Für die Berechnung einer kompletten Asteroide mit Minorloops für 21 verschiedene H_T -Feldstärken werden sodann bei Verwendung eines mit 2 GHz getakteten Prozessors und eines 512 MB umfassenden Arbeitsspeichers etwa 13 Stunden benötigt. Hierbei werden in circa $1.8 \cdot 10^6$ Iterationen ebenso viele Magnetisierungskonfigurationen berechnet.

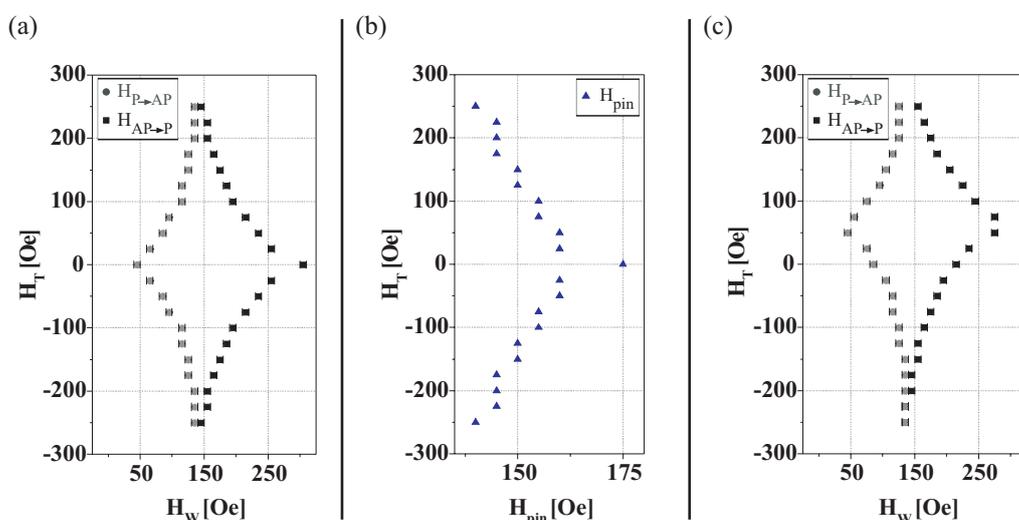


Abbildung 4.4: Mittels mikromagnetischer Simulationen berechnete Schaltasteroide einer elliptischen TMR-Struktur (Hauptachsen: $a = 220 \text{ nm}$ und $b = 110 \text{ nm}$). Für den Winkel zwischen der leichten Figurenachse und der Magnetisierungsrichtung in der Referenzelektrode gilt in (a) $\alpha = 0^\circ$ (in (c) $\alpha = 10^\circ$). Die durch die Fehlerbalken quantifizierte Toleranz in den Schaltfeldern rührt von der Feldschrittweite $\Delta H_W = 10 \text{ Oe}$ her. (b): Aus der Asteroide in (a) ermittelter Zusammenhang zwischen Takt- und Pinningfeld. Das Modell des TMR-Elements wird detailliert im Text erläutert.

Wegen der geschilderten Vereinfachungen ist eine quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten nicht zu erwarten. Dennoch ist das Modell hinreichend präzise, um die Diskrepanzen zwischen den experimentell gewonnenen Asteroide und dem Schaltverhalten eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens zu begründen. Mit der Darstellung 4.4(a) ist das Ergebnis der Rechnungen für den Fall illustriert, dass die Magnetisierung der CoFe-Schicht exakt parallel zur leichten Figurenachse ausgerichtet ist. Die Asteroide weist daher in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten eine so große Versetzung entlang der Abszisse auf, dass für alle Taktfelder folgende Ungleichung erfüllt ist:

$$H_C = \frac{H_{AP \rightarrow P} - H_{P \rightarrow AP}}{2} < H_{pin} = \frac{H_{AP \rightarrow P} + H_{P \rightarrow AP}}{2} \quad (4.5)$$

Also nimmt das simulierte TMR-Element in Remanenz ebenfalls nur eine, nämlich die antiparallele Magnetisierungskonfiguration ein. Bemerkenswert ist, dass auch die Verzerrung der Asteroide durch die Simulation wiedergegeben wird. Die aus den Schaltkurven ermittelte Abnahme von H_{pin} mit

steigendem Betrag des Taktfeldes zeigt sich im Grafen 4.4(b). So ist das Pinningfeld für die Taktfelder $H_T \approx \pm 250 \text{ Oe}$, bei denen die Schaltfelder $H_{AP \rightarrow P}$ und $H_{P \rightarrow AP}$ zusammenfallen, um 20 % vom Maximalwert bei $H_T = 0 \text{ Oe}$ verringert. Auch wenn eine abschließende Erklärung an dieser Stelle ausbleiben muss, gibt es dreierlei Beobachtungen, die mit Hilfe der Rechnungen gemacht worden sind und dem Verständnis dieses Phänomens förderlich sein sollten. Zum einen sind die Magnetisierungskonfigurationen der programmierbaren Elektrode auch in diesem Größenbereich nicht homogen. Sie sind vielmehr durch quasi-eindomänige Zustände mit geringfügig abweichender Magnetisierungsrichtung am Rand der Struktur ausgezeichnet. Dies gilt insbesondere für hohe Taktfelder und Konfigurationen kurz vor dem Erreichen der Schaltfelder. Im Verlauf eines Minorloops folgt die Magnetisierung in zentral gelegenen Elektrodenbereichen offensichtlich leichter dem externen Feld als am Rand, so dass die Magnetisierung dort erst später zu rotieren beginnt.

Ferner ist das Streufeld der hartmagnetischen Elektrode stark inhomogen und fällt innerhalb weniger Nanometer auf einen Bruchteil seines Maximalwertes ab (vgl. Abs. 3.4.1). Erst vermittelt der Austauschwechselwirkung wird das auf die Streufeldkopplung zurückzuführende Drehmoment auf die im Innern der Elektrode befindlichen, magnetischen Momente übertragen.

Dies ist drittens ein wesentlicher Unterschied zur Wirkung des homogenen Taktfeldes, welches je nach Winkel zwischen Feld- und Momentvektor direkt an jeder Simulationszelle angreift. Erste Simulationen mit verschiedenen Werten für die Austauschkonstante zeigen in der Tat eine deutliche Abhängigkeit der H_{pin} -Abnahme von A_{NiFe} . Weitere Rechnungen im Anschluss an diese Arbeit könnten vermehrten Aufschluss über den Ursprung jener Asteroideverzerrung geben.

Bei der Berechnung der Schaltasteroide, die in der Grafik 4.4(c) zu sehen ist, ist weiterhin angenommen worden, dass die CoFe-Magnetisierung zeitlich invariant in der Elektrodenebene liegt. Allerdings soll sie jetzt um einen Winkel $\alpha = 10^\circ$ aus der leichten Richtung verkippt sein. In der Folge tritt die Verschiebung des Asteroidezentrums entlang der Ordinate auf. Dies belegt obige Annahme, dass eben eine solche Verkipfung der CoFe-Magnetisierung ursächlich für den experimentell beobachteten Versatz entlang der schweren Elementrichtung ist. Mangels quantitativer Übereinstimmung in den Schaltfeldern kann allerdings nicht aufgrund der berechneten Verschiebung (50 Oe für $\alpha = 10^\circ$) auf die Fehlwinkelstellung in den Elementen 1 und 3 der Diagramme 4.3(a) und (c) geschlossen werden. Dies ist ein bekanntes Manko [97, 94], dessen Ursprung neben den oben dargelegten Vereinfachungen im Modell darin zu suchen ist, dass die polykristalline Beschaffenheit und die Rauigkeit des Schichtsystems nicht hinreichend berücksichtigt werden.

Neben der Position des Zentrums ist auch das Verhältnis der Asteroideach-

sen $A_A = \frac{a_W}{a_T}$ ein probates Mittel zur Charakterisierung einer Asteroide [102]. Gemäß der Theorie von Stoner und Wohlfarth ist es reziprok zum Aspektverhältnis des magnetischen Teilchens selbst. Für die hier untersuchten Strukturen gilt demnach:

$$A_A = \frac{1}{A_V} = 0.5 \quad (4.6)$$

Das die anhand der Abbildung 4.3 bemessenen Quotienten sowohl für das Element 1 ($A_A = 0.67$) als auch für das Element 3 ($A_A = 0.65$) größer sind, ist abermals ein Kennzeichen dafür, dass die Abmessungen der Strukturen, mithin auch deren Aspektverhältnis nach dem Lift-Off-Vorgang nicht präzise bestimmt werden können. Diese Interpretation ist konsistent mit dem Umstand, dass die Simulation mit $A_A = 0.52$ innerhalb der Toleranzen für die Schaltfelder dem Erwartungswert aus der Gleichung 4.6 gleichkommt.

Schließlich sei erwähnt, dass auch der Winkel, den die Asteroideachsen mit den Magnetfeldachsen einschließen, Aufschluss über das magnetische Schaltverhalten der Tunnelstrukturen gibt. So kann eine Drehung der Asteroide Folge davon sein, dass eine uniaxiale Anisotropie der programmierbaren Elektrode vorliegt [19], die u.a. durch lithografisch bedingte Strukturdeformation [94] verursacht werden kann. Folgerichtig wird dieser Effekt auch dann beobachtet, wenn die lithografischen Masken für die TMR-Elemente und die Schaltbahnen gegeneinander verdreht waren. Im Rahmen der Messgenauigkeit wird eine solche Rotation aber weder für die Elemente 1 und 3 (Abb. 4.3) noch für die Simulationen (Abb. 4.4) festgestellt.

Bleibt zu resümieren, dass die Mehrzahl der beobachteten Differenzen zwischen den Asteroide der Submikrometerstrukturen ($A \approx 0.02 \mu m^2$) des Pulsplasma-Systems und der Asteroide eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens in diesem Abschnitt geklärt werden konnte. Die größte Abweichung ist für Elemente festgestellt worden, die strukturell deformiert sind. Die übrigen Effekte wie der Versatz der Asteroidezentren und die Verzerrung der gesamten Kurve (H_{pin} -Abnahme mit wachsendem H_T) sind durch mikromagnetische Simulationen auf die magnetische Wechselwirkung zwischen programmierbarer und hartmagnetischer Elektrode zurückgeführt worden. Klar ist, dass diese Einflussnahme im Hinblick auf den Einsatz von Tunnelstrukturen in der Spinlogik gemindert werden muss. Im kommenden Paragraphen wird untersucht, ob dies durch den Einbau des künstlichen Antiferromagneten in der Referenzelektrode gelingt.

4.2.3 Asteroide von sub- μm Elementen / System B

Die aus dem TMR-System B gefertigten Tunnelstrukturen sind ebenfalls in $10 \times 10 \mu m^2$ messende Spinlogikgatter (s. Abb. 4.8) eingebettet, die mit den-

selben lithografischen Masken erstellt worden sind, wie sie auch im vorangegangenen Abschnitt Verwendung fanden. Die laterale Ausdehnung der Schaltbahnen ist demnach identisch. Dennoch gibt es Unterschiede in der Ausführung der Gatter, da die Probe zum Schutz gegen äußere Einflüsse wie Verunreinigungen mit einer 100 nm dicken Siliziumoxidschicht passiviert worden war, bevor die abermals freigelegten Kontaktpads mit Gold beschichtet worden sind. Die Taktleitungen bestehen daher wie auch die Wortbahnen in von dünnen Tantalschichten umgebenen 100 nm starken Kupferbahnen (s. Abb. 2.8). Wegen der ebenfalls etwas veränderten Dicken der Isolationsschichten gilt nunmehr für die durch Strompulse erzeugten Magnetfelder:

$$\begin{aligned} H_{W,x} [Oe] &= 3.4 I_W [mA] \\ H_{T,y} [Oe] &= 2.6 I_T [mA] \end{aligned} \quad (4.7)$$

Um Unwägbarkeiten auszuräumen, sind dieses Mal die Lackkappen der geätzten TMR-Strukturen im REM vermessen worden. Demnach sind sie $0.017\ \mu\text{m}^2$ groß und haben ein Aspektverhältnis $A_V = 2.34$ ($\approx 7:3$). Gleichzeitig ist auf diese Weise verifiziert worden, dass keine der hier charakterisierten Strukturen auffällige Randdeformationen (wie z.B. das Element in der Abbildung 2.10(d) auf S. 74) aufweisen.

Mit den Diagrammen 4.5(a) und (b) sind die Schaltasteroiden zweier solcher TMR-Strukturen illustriert. Bedauerlicherweise sind die mit den Taktbahnen zu generierenden Felder in ihrer Feldstärke begrenzt, so dass die Asteroiden nicht geschlossen sind. Denn nach Gleichung 4.7 ist beispielsweise für $H_T = 150\text{ Oe}$ eine Pulsamplitude $I_T = 58\text{ mA}$ erforderlich. Die zugehörige Stromdichte ist mit $j_T = 4.64 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ aber bereits so hoch, dass es nach wiederholtem Durchlaufen von Minorloops zu einer lokalen Erwärmung der Probe auf etwa 300°C kommt, wie weiter unten noch gezeigt werden wird. Wegen der unterschiedlichen, thermischen Längenausdehnungskoeffizienten von Kupfer ($\alpha_{Cu} = 16.8 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$ [236]) und Siliziumoxid ($\alpha_{SiO_2} = 0.45 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$ [236]) führt dies zu mechanischen Verspannungen, die neben der ebenfalls destruktiven Elektromigration eine Zerstörung der Bahnen verursachen.

Anhand der Grafiken 4.5(a) und (b) kann die Koerzitivfeldstärke für $H_T = 0\text{ Oe}$ zu $H_C = 210\text{ Oe}$ bestimmt werden. Gemäß der Gleichung 4.6 folgt für die Taktfelder, bei denen sich $H_{AP \rightarrow P}$ und $H_{P \rightarrow AP}$ gleichen, $H_T = \pm 490\text{ Oe}$. Bei einer maximalen Stromdichte $j_{T,max} < 4 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ würde dafür eine etwa 4-fach dickere Kupferbahn benötigt.

Da die Asteroiden nicht geschlossen sind, sind auch die Zentren derselben nicht exakt bestimmbar. Dennoch ist unzweifelhaft zu erkennen, dass der Versatz der Asteroiden im Vergleich zum Absatz 4.2.2 erheblich und für den Zweck der Informationsspeicherung hinreichend vermindert ist. So gilt für die

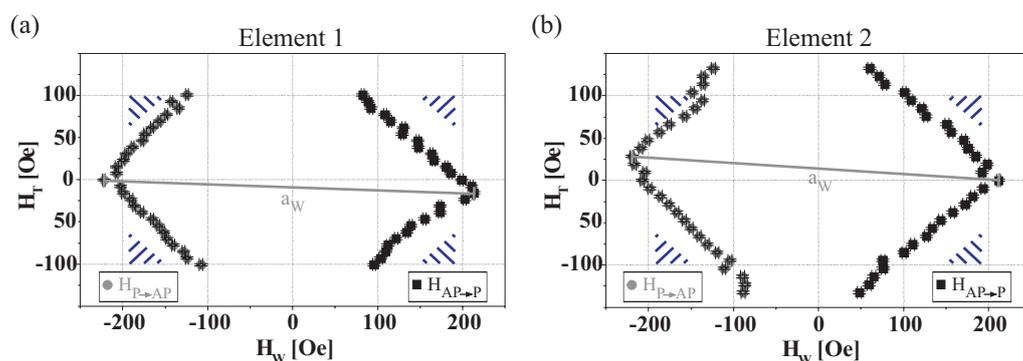


Abbildung 4.5: Schaltasteroiden zweier $0.017 \mu\text{m}^2$ großer TMR-Elemente des Systems B. Die mit den Taktbahnen generierten Magnetfelder reichen nicht aus, um die Asteroiden zu schließen. Innerhalb der blau schraffierten Bereiche finden sich Kombinationen von Wort- und Taktfeldern, die für die getaktete Operation der zugehörigen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ Logikgatter geeignet sind.

Schaltfelder des Elements 1 bei ausgeschaltetem Taktfeld $H_{P \rightarrow AP} = -220 \text{ Oe}$ und $H_{AP \rightarrow P} = 200 \text{ Oe}$. Das Pinningfeld beträgt also -10 Oe und bleibt auch für alle hier angelegten Taktfelder dem Betrage nach kleiner 30 Oe . Da H_{pin} damit auch deutlich kleiner als die Koerzitivfeldstärke ist, kann das TMR-Element zwei verschiedene, remanente Magnetisierungskonfigurationen einnehmen.

An den Asteroiden kann ferner abgelesen werden, dass auch eine getaktete Gatteroperation nach dem im Absatz 1.5.3 geschilderten Prinzip möglich ist (vgl. Abb. 1.13 auf S. 38). Diese gelingt durch die Wahl einer Kombination von Schaltfeldern, die wie zum Beispiel $(H_W = \pm 170 \text{ Oe} \mid H_T = \pm 90 \text{ Oe})$ in dem blau schraffierten Bereich der Abbildung 4.5 enthalten ist.

Im Abschnitt 3.4.1 wurde für das TMR-System A skizziert, wie mittels mikromagnetischer Rechnungen das Streufeld der Referenzelektrode bestimmt werden kann, welches im lateralen Mittel auf die programmierbare Elektrode wirkt. Genauso wird an dieser Stelle das Nettostreufeld des künstlichen Antiferromagneten abgeschätzt. Dazu wird das Streufeld einer einzelnen Schicht berechnet, deren Schichtdicke $d = 0.2 \text{ nm}$ der Differenz gleicht, die in der Dicke der beiden antiparallel magnetisierten CoFe-Schichten besteht. In einer ebenfalls mit den Schichtdicken gewichteten, mittleren Höhe $z = 6.6 \text{ nm}$ ergibt sich sodann für den Anteil des Streufeldes am Kopplungsfeld $H_{AAF} = -10 \text{ Oe}$. Hinzu kommt die Néelkopplung, die in Elementen des Systems B dieselbe Magnetisierungskonfiguration wie die Streufeldkopplung favorisiert (s. Abs. 3.4.2), so dass das zu erwartende Gesamtkopplungsfeld

$H_{pin,theo} = -14 Oe$ in der Größenordnung mit obigem, experimentellem Datum übereinstimmt.

Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass die Asteroidenachse a_W im Diagramm 4.5(a) (in 4.5(b)) mit der Abszisse einen Winkel $\beta = 2.0^\circ$ ($\beta = 3.8^\circ$) einschließt. Diese Rotation der Asteroide könnte allein durch die Verdrehung der lithografischen Masken während des Herstellungsprozesses erklärt werden. In der Regel kann diese aber durch die Ausrichtung der Probe an Positionierungsmarken kleiner 1° gehalten werden. Daher ist ebenso denkbar, dass eine weitere der im vorangegangenen Abschnitt erwähnten Ursachen hier Wirkung zeigt. So wurde bereits im Paragraphen 3.3 belegt, dass die Referenzelektrode mit einem AAF-Fehlwinkel von bis zu 26° versehen sein kann. Folglich könnte vermittels der Néelkopplung eine unidirektionale Anisotropie in der programmierbaren Elektrode induziert sein, die nicht mit der Figurenachse zusammenfällt und so die hier beobachtete Drehung der Asteroide verursacht.

Ferner ist im Zuge der Experimente ein nicht anvisierter Effekt registriert worden. So ändern sich die Eigenschaften der TMR-Strukturen während der wiederholten Aufnahme von Minorloops, wenn ein Schwellwert $|I_T| \approx 40 mA$ ($|H_T| \approx 100 Oe$) mit der Taktstromstärke überstiegen wird. In der Schaltasteroide des zweiten Elements ist dies anhand einer geringfügigen Deformation zu erkennen (Abb. 4.5(b)). Die unterhalb des Schwellwertes streng monotone Verringerung des Schaltfeldes $H_{P \rightarrow AP}$ wird oberhalb desselben sichtlich gestört. In der Folge verkleinert sich die Abnahme der Koerzitivfeldstärke mit wachsendem Betrag des Taktfeldes. Gleichzeitig ändert sich der Tunnelwiderstand der Elemente.

Um dieses Phänomen eingehender zu beleuchten, ist eine Reihe von Minorloops angestellt worden. Dabei ist während jeder Messung die Stromstärke $I_T = 60 mA$ für die Dauer von etwa $0.8 s$ aufrecht erhalten worden. Im Anschluss der Loops ist der Tunnelwiderstand R_P in Remanenz bestimmt worden. Zudem wurde die TMR-Effektamplitude unter der Verwendung externer Elektromagneten kontrolliert. Der Gang beider Größen mit der summierten Taktpulsdauer, die im Folgenden mit der *Heizdauer* D bezeichnet wird, ist im Diagramm 4.6 aufgetragen. Der Widerstand R_P steigt linear mit der Heizdauer an und vergrößert sich von ursprünglich $13.6 M\Omega$ ($AR = 230 k\Omega$) um 35 % auf $18.3 M\Omega$ ($AR = 310 k\Omega$) nach $D = 6.4 s$. Die Entwicklung der Effektamplitude lässt keinen ähnlich systematischen Zusammenhang erkennen, zeigt aber ebenfalls eine erhebliche Variation zwischen $TMR_{max} = 42.4\%$ und $TMR_{min} = 35.2\%$.

Die Annahme, dass es sich hier um eine thermisch induzierte Veränderung der Tunnelstruktur handelt, ist plausibel, zumal die Veränderung eintritt, wenn die Stromdichte nahe der kritischen Stromdichte ist, die zu einer eben-

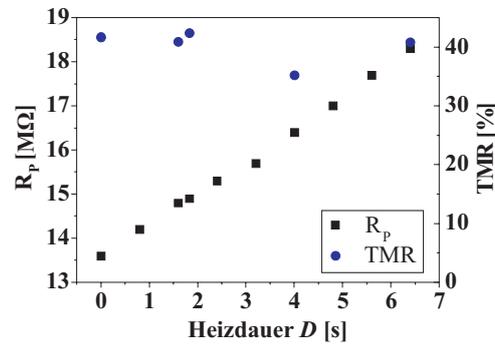


Abbildung 4.6: Entwicklung des Tunnelwiderstands R_p und der TMR-Effektamplitude einer $0.017 \mu\text{m}^2$ großen Tunnelstruktur mit der Heizdauer D , die sich aus der Summe der vorangegangenen Pulse mit einem Taktstrom $I_T = 60 \text{ mA}$ zusammensetzt.

so thermisch getriebenen Zerstörung der Taktbahn führt. Folgerichtig musste die Messreihe zur Grafik 4.6 aufgrund eines Defektes der Taktbahn jäh abgebrochen werden.

T. Dimopoulos *et al.* [185] haben die thermisch induzierten Veränderungen an einem TMR-Schichtsystem analysiert, welches sich nur wenig vom System B unterscheidet.* Dazu charakterisieren sie mittels optischer Lithografie hergestellte TMR-Strukturen mit Elementflächen zwischen $A = 9 \mu\text{m}^2$ und $A = 10000 \mu\text{m}^2$. Bei der Präparation der zugehörigen Schichtsysteme wird die Auslagerungstemperatur in einem Intervall von $T = 150^\circ\text{C}$ bis $T = 400^\circ\text{C}$ variiert. Die Autoren beobachten ebenfalls einen Anstieg im Flächenwiderstand, der für eine Auslagerungstemperatur $T \geq 275^\circ\text{C}$ in dieselbe Größenordnung kommt wie in der Abbildung 4.6. Zudem berichten sie von einem Abfall in der TMR-Effektamplitude, den sie auf die Diffusion von Manganatomen an die Grenzfläche der Tunnelbarriere zurückführen. Die Zunahme im Widerstand erklären sie mit einer Redistribution des Sauerstoffs in der Al_2O_3 -Barriere und weiteren Veränderungen an ihrer Grenzfläche durch Interdiffusion. Bemerkenswert ist, dass Dimopoulos *et al.* bei $T = 315^\circ\text{C}$ eine abrupte Vergrößerung der Koerzitivfeldstärke der weichmagnetischen Elektrode verzeichnen. Sie interpretieren diese Veränderung als Zeichen eines einsetzenden Phasenübergangs der amorphen CoFeB-Schicht in ein polykristallines Stadium. Dies erklärte auch den hier geschilderten Wandel im Schaltverhalten.

* Anstelle der PtMn-Schicht nutzen sie Manganiridium und die Zusammensetzung der $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ -Legierung in der Referenzelektrode ist ebenfalls abgewandelt (vgl. Abb. 2.2 auf S. 55).

Obschon also die Ergebnisse von Dimopoulos *et al.* aufgrund der unterschiedlichen, thermischen Behandlung* nicht ohne Vorbehalt übertragen werden können, darf insbesondere wegen der in beiden Fällen registrierten Veränderung im Schaltverhalten angenommen werden, dass durch die Taktpulse mit $I_T = 60 \text{ mA}$ und einer Pulsdauer im Sekundenbereich Temperaturen von etwa 300°C am Ort der Elemente erreicht werden können. Je nach thermischer Stabilität des TMR-Systems [45, 165] kann dies zu einer die Funktion eines Logikgatters störenden Modifikation der Tunnelstrukturen führen.

Allerdings könnte dieser Effekt auch dazu genutzt werden, den Antiferromagneten kurzzeitig über die Blocking-Temperatur zu heizen, um dann durch einen Puls in der Wortbahn die Referenzelektrode der adressierten Struktur gezielt schalten zu können. Dies käme der Invertierung der logischen Signale gleich, die nach Abkühlung in der folgenden Operation des Gatters an die so unprogrammierte TMR-Zelle gegeben werden. Wie im Absatz 1.5.3 ausführlich dargelegt, stiege so die Zahl der logischen Funktionen, die mit einem Gatter repräsentiert werden könnten, was der Spinlogik zu einem weiteren Vorteil gereichte.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass der Einsatz des gepinnten, künstlichen Antiferromagneten PtMn/CoFe/Ru/CoFe in der Referenzelektrode die antiferromagnetische Streufeldkopplung auch in den kleinsten hier charakterisierten TMR-Strukturen ($A = 0.017 \mu\text{m}^2$) für den Anwendungszweck in der Spinlogik hinreichend verringert hat. Eine vergleichbare Kompensation des Streufeldes durch die gezielte Erhöhung der Néelkopplung war im System A nicht geglückt. Die thermisch induzierten Veränderungen der Tunnelelemente während der Aufnahme der Asteroiden könnten leicht durch die Verwendung dickerer Schaltbahnen verhindert werden. Aber auch mit dem Blick auf die erzielbare Integrationsdichte künftiger Spinlogikgatter ist eine Verkleinerung der Takt- und Wortströme wünschenswert [152, 9]. Eine Möglichkeit, das zu erreichen, wird im nächsten Paragraphen erörtert.

4.2.4 Flussverstärker

Das Prinzip der Flussverstärkung ist bereits im Abschnitt 2.2.5 skizziert worden. Die Magnetisierung einer weichmagnetischen Schicht oberhalb einer Schaltbahn richtet sich bei Stromfluss aus (s. Abb. 2.8(b)). Es entstehen magnetische Oberflächenladungen am Rand der Bahn, deren Streufeld \tilde{H}_S am Ort der TMR-Struktur additiv zum strominduzierten Magnetfeld H_I hinzutritt.

*Das Schichtsystem der hier untersuchten TMR-Strukturen wurde bereits im Zuge der Probenpräparation bei $T = 245^\circ\text{C}$ für eine Stunde ausgelagert.

Um den Effekt der Flussverstärkung zu verifizieren, werden an dieser Stelle nur die Wortbahnen der Gatter modifiziert. Ihr System besteht nun in der Schichtabfolge Ta / Cu 100 / Ta / Ni₈₀Fe₂₀ 30 / Ta [nm].* Die lateralen Abmessungen der Schaltbahnen bleiben in diesen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Logikschaltungen gegenüber denen aus den vorangegangenen Absätzen 4.2.2 und 4.2.3 unverändert.

Aufgrund der Formanisotropie der Wortbahnen ist zu erwarten, dass sich die Magnetisierung für $I_W = 0 \text{ mA}$ parallel zur Bahnrichtung einstellt und das Streufeld \tilde{H}_S verschwindet. Für den anderen Extremfall mit vollständig ausgelenkter Magnetisierung gilt gemäß der Gleichung 2.3 auf Seite 69 für die maximale Verstärkung:

$$\tilde{H}_{S,max} = 119 \text{ Oe} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M_S = 8.6 \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}} \\ t = 30 \text{ nm} \\ L = 1 \mu\text{m} \\ x = 430 \text{ nm} \end{array} \quad (4.8)$$

Die NiFe-Schicht sollte demnach dick genug gewählt sein, um den Effekt der Flussverstärkung zu beobachten.

Mit der Abbildung 4.7(a) wird das Resultat einer ersten Versuchsreihe an Logikgattern mit modifizierten Schaltbahnen repräsentiert. Sie befinden sich auf derselben Probe wie die Schaltungen, deren Tunnelstrukturen im Abschnitt 4.2.2 charakterisiert worden sind. Anstelle der Magnetfelder werden jetzt die Stromstärken I_T und I_W betrachtet, bei denen das adressierte TMR-Element geschaltet wird. Die für Submikrometerstrukturen des Pulsplasma-Systems ($A \approx 0.02 \mu\text{m}^2$) charakteristische Verschiebung der Asteroide entlang der Abszisse findet sich auch hier. Wesentlich von der Stoner-Wohlfarth-Asteroide unterschieden ist die Kurve aber durch ihre Unstetigkeit.

Vergleichbare Diskrepanzen werden für Elemente mit herkömmlichen Schaltbahnen nur gefunden, wenn sie lithografisch verursachte Defekte aufweisen (wie das Element 2 in der Abb. 4.3). Hier werden sie gleichwohl für verschiedene I_T als typisches Merkmal der Asteroide aller untersuchten Tunnelstrukturen registriert. Eine zuverlässig getaktete Operation der zugehörigen Gatter wird dadurch verhindert. Dabei sei betont, dass lithografische Defekte nur selten und nicht mit Regelmäßigkeit auftreten. Ferner werden im

*Die äußeren Tantalschichten fungieren als Gluelayer (s. Abs. 2.1.4). Die dritte Tantalage rührt daher, dass das Schichtsystem in zwei Schritten aufgebracht wird. Im Zuge der ersten Beschichtung werden die Proben flächendeckend mit den drei erstgenannten Schichten bedeckt. Anschließend werden Teile der Probenoberfläche mit einer Aluminiumfolie schützend abgedeckt, um danach das restliche Bahnmaterial aufzutragen. Durch diesen Handgriff gelingt es, auf einer einzelnen Probe Spinlogikgatter mit und ohne Flussverstärker zu erzeugen. Dies ist für den Vergleich der Schaltungen förderlich, da so sichergestellt ist, dass sich ihr Herstellungsprozess im übrigen Fortgang nicht unterscheidet.

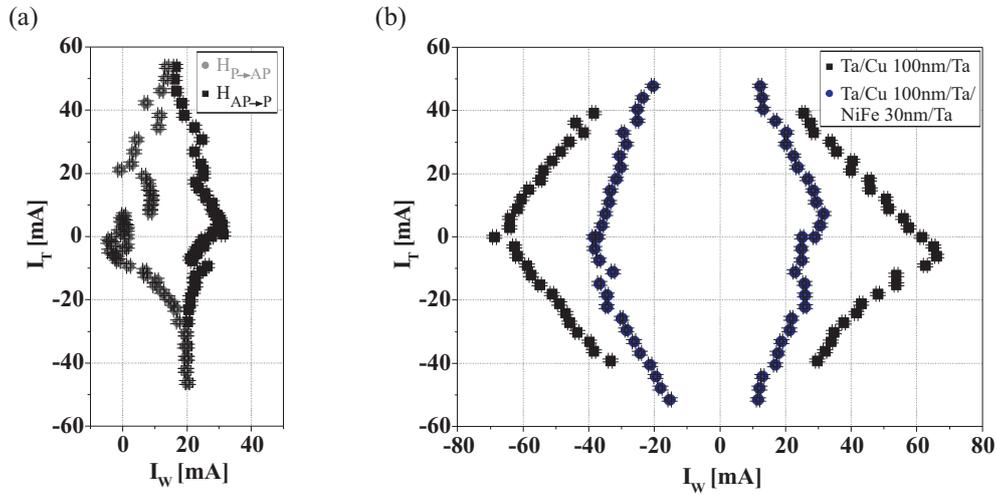


Abbildung 4.7: Mittels flussverstärkten Wortbahnen (Ta / Cu 100 / Ta / $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 30 / Ta [nm]) gewonnene Schaltasteroiden von TMR-Strukturen aus dem Pulsplasma-System (a) und dem System B (b). An dieser Stelle werden statt der Magnetfelder die Wort- und Taktströme gegeneinander aufgetragen. Wird die magnetische Beschichtung auf verwinkelte und verschieden breite Leiterabschnitte ausgedehnt, werden wie in (a) Unstetigkeiten in den Asteroiden beobachtet. In (b) ist zu Vergleichszwecken eine zweite Asteroiden eines nominell identischen Elements ohne Flussverstärker gezeigt. Weiteres im Text.

Rahmen der Zellpaarigkeit (s. Kapitel 3) keine weiteren Anomalien in den Eigenschaften der Elemente festgestellt, die auf strukturell bedingte Besonderheiten schließen ließen. Deshalb erscheint die Annahme plausibel, dass die Störungen der Asteroidenform durch überlagerte Hystereseeffekte in den mit Permalloy bedeckten Schaltbahnen verursacht werden.

Eigens zur Überprüfung dieser These sind in Zusammenarbeit mit Nils Wiese Untersuchungen zum Schaltverhalten der Permalloybahnen durchgeführt worden. Hierfür stand in einem Erlangerer Laboratorium der *Siemens AG Corporate Technology* ein Kerreffekt-Magnetometer vom Typ *NanoMOKE2* der Fa. *Durham Magneto Optics Ltd* [237] zur Verfügung. Der geringe Durchmesser des Laserspots von $3 \mu\text{m}$ und die durch Mittelung über 1000 Loops erzielte, hohe Sensitivität erlaubten die Aufnahme von Magnetisierungskurven einzelner Schaltbahnen. Auf diese Weise sind Hystereseeffekte und ein nicht linearer Zusammenhang zwischen einem externen Magnetfeld, welches senkrecht zur Bahn angelegt wurde, und der Magnetisierung nachgewiesen worden. Ferner ist festgestellt worden, dass die spezielle Form der Hysterese

für verschiedene Leiterbahnabschnitte differiert. Der Fehler, der bei dieser ersten Versuchsreihe unterlaufen ist, liegt offenbar darin, dass der gesamte Bereich der Wortbahnen mit der magnetischen Legierung beschichtet worden ist, der unter Verwendung der Maske (I) aus der Grafik 2.5 (S. 63) strukturiert worden ist. Wegen der komplizierten Gestalt des magnetischen Volumens hängt die Magnetisierung auch in den geraden Bahnteilen in nicht trivialer Weise von I_T ab.

Diese Erläuterung wird überdies durch magnetooptische Untersuchungen gestützt, die Cowburn *et al.* [238] an planaren $20\ \mu\text{m}$ langen und $100\ \text{nm}$ breiten Permalloystreifen durchgeführt haben. Sie demonstrieren, dass die magnetischen Bahnen von Domänenwänden durchlaufen werden können und somit als *Leiter für Domänenwände* fungieren, wenn ein externes Magnetfeld in einem Loop variiert wird. Dabei hängt das zur Wandbewegung erforderliche *Propagationsfeld* von der geometrischen Ausführung der Bahnen ab. Sie finden ferner, dass das *Nukleationsfeld*, bei dem eine Domänenwand erzeugt wird, von $180\ \text{Oe}$ auf $39\ \text{Oe}$ gesenkt wird, wenn an einem Bahnenende ein $1\ \mu\text{m}^2$ großes Permalloyquadrat als *Injektor von Domänenwänden* angebracht wird. Auf ähnliche Weise wirken hier die größeren Anschlussstrukturen der Wortbahnen. Hinzu kommt, dass die injizierten Domänenwände an verwinkelten Stellen und am nicht ideal glatten Rand der Leiterbahnen gepinnt werden, so dass die Propagationsfelder örtlich variieren. Die Wechselwirkung der folglich inhomogenen Magnetisierung mit dem hinzutretenden Taktfeld führt sodann zu den hier beobachteten Unstetigkeiten in den Asteroiden.

In einer zweiten Versuchsreihe sind daher nur die innerhalb der Gatter befindlichen, geraden und etwa $10\ \mu\text{m}$ langen Teilstücke der Schaltbahnen mit magnetischem Material ergänzt worden. In der Darstellung 4.7(b) findet sich die zugehörige Gegenüberstellung der Asteroiden zweier Tunnelelemente, die einzig in dieser Ausführung ihrer Schaltbahnen differieren. Die TMR-Strukturen aus dem System B sind etwa $0.017\ \mu\text{m}^2$ groß und befinden sich auf derselben Probe, die schon im Abschnitt 4.2.3 analysiert worden ist.

Offensichtlich wirkt der Flussverstärker nun in der beabsichtigten Weise. So sind die zur Ummagnetisierung benötigten Wortströme für alle Taktfelder grob auf die Hälfte reduziert. Für $I_T = 0\ \text{mA}$ ist die absolute Differenz mit $\Delta I_W = 32\ \text{mA}$ am größten. Setzt man das Streufeld der Permalloyschicht mit dem Feld gleich, dass durch einen Strom $I_W = \Delta I_W$ generiert werden würde, so berechnet man mit der Gleichung 4.7:

$$\tilde{H}_S = 3.4 \frac{\text{Oe}}{\text{mA}} \Delta I_W = 109\ \text{Oe} \quad (4.9)$$

Dieser Wert ist nur um 8.4% kleiner als der durch die Gleichung 4.8 gegebene Maximalwert. Aufgrund atomarer Durchmischung an den Ta/NiFe-

Grenzflächen ist dort die Bildung dünner *Dead Layer* zu erwarten, die zu einer Reduktion des magnetischen Flusses führen. Qu. Leng *et al.* bestimmen die effektive Dicke eines Dead Layers in einem Ta/NiFe-Schichtsystem zu etwa 1 nm pro Grenzfläche [239]. Damit lässt sich die hier beobachtete Differenz in \tilde{H}_S erklären. Die Magnetisierung der effektiv also nur 28 nm dicken NiFe-Schicht in der Wortbahn ist beim Erreichen der Schaltstromstärke folglich nahezu senkrecht zum Bahnrand ausgerichtet.

Wie die Gegenüberstellung in der Grafik 4.7(b) ebenfalls verdeutlicht, sinkt die absolute Ersparnis ΔI_W mit steigendem Betrag des Taktstroms. Dies liegt zum einen daran, dass das Taktfeld die Magnetisierung der NiFe-Bahn zurück in die Richtung des Leiters zu drehen sucht. Zum anderen schaltet das Tunnelelement aufgrund des Taktfeldes bei kleineren Werten für I_W . Folglich sind auch das durch I_W induzierte Magnetfeld und das mit ihm verknüpfte Drehmoment auf die Bahnmagnetisierung verringert.

Zusätzliche Modifikationen des Flussverstärkers sind also erforderlich, zumal die Schaltströme in künftigen Anwendungen nach Maßgabe der Halbleiterindustrie nur noch einige Milliampere betragen sollen [152, 9]. Im 1-Mbit-MRAM von Motorola [240] werden zur weiteren Steigerung des flussverdichtenden Effekts Schaltbahnen mit einer magnetischen Ummantelung in Jochform genutzt (s. auch [241]). Außerdem befinden sich die Wort- und Taktbahnen auf verschiedenen Seiten der Tunnelelemente, um ihre wechselseitige Beeinflussung zu mindern.

Auch mit dem hier genutzten einfachem Design des Flussverstärkers könnte eine weitere, signifikante Reduktion der Schaltströme erzielt werden. Allein durch die Verringerung der Bahnbreite auf 500 nm wäre eine Ersparnis um etwa einen Faktor 2 möglich. Dies setzt allerdings eine hohe Genauigkeit in der Positionierung der einzelnen lithografischen Masken voraus, die nur in professionellen, industriellen Verfahren gewährleistet sind. Ferner sollten weitere Versuchsreihen folgen, die die optimale Dicke der weichmagnetischen Bahnbeschichtung ausloten.

4.2.5 Crosstalk und Half-Select

Neben der Verringerung der zur Programmierung erforderlichen Schaltströme und dem praktisch limitierten Grad der Zellpaarigkeit gibt es noch eine weitere Barriere, die die Miniaturisierung von Spinlogikgattern allerdings in grundsätzlicher Weise begrenzt. Gleiches gilt folgerichtig für die Integrationsdichte von auf diesen Gattern basierenden Computer-Chips. Diese Beschränkung ist mit der Forderung nach Nichtflüchtigkeit gespeicherter Information verbunden.

Im Paragraphen 1.5.4 ist bereits gezeigt worden, dass die Magnetisierungs-

konfigurationen der TMR-Strukturen auch bei den hohen, in Prozessoren üblichen Umgebungstemperaturen $T \leq 125^\circ\text{C}$ thermisch stabil sind. Dabei blieb jedoch bislang unbeachtet, dass die für die Zerfallszeit τ maßgebliche Energiebarriere E_B im Betrieb eines Logikgatters schwankt. Diese Variation hat ihren Ursprung in magnetischen Störfeldern, die durch Ströme in Schaltbahnen benachbarter Speicherzellen generiert werden (*Crosstalk*-Problematik, [19]). Hinzu kommt die Verminderung von E_B durch das Taktfeld (*Half-Select*-Problematik, [9, 242]). Dies macht eine weiterführende Erörterung der thermischen Stabilität erforderlich.

Zuvörderst sei jedoch darauf hingewiesen, dass zur Beantwortung der Frage nach prinzipiellen Grenzen für die laterale Ausdehnung von TMR-Speicherzellen zuweilen in zu unpräziser Weise das *Superparamagnetische Limit* angeführt wird. Gemäß der Definition von C. Bean [243] sind superparamagnetische Teilchen eindomänige Teilchen, die jedoch so klein sind, dass die remanente Magnetisierung eines Ensembles solcher Partikel aufgrund thermischer Fluktuation zum Verschwinden gebracht wird. Ihre Existenz wurde erstmals im Jahre 1949 von L. Néel [244] postuliert. Als Abschätzung für die kritische, laterale Ausdehnung wird sodann der Durchmesser d_{sp} eines sphärischen Teilchens gegeben, der mit folgender Gleichung durch den Vergleich der thermischen Energie mit der Anisotropieenergie ermittelt wird:

$$\frac{4}{3}\pi \left(\frac{d_{sp}}{2}\right)^3 K_u = \alpha_{sp} k_B T \quad \text{mit} \quad \alpha_{sp} \leq 25 \quad (4.10)$$

Korrekt ist diese Vorgehensweise aber nur für Partikel ohne Formanisotropie, die eine über das Teilchenvolumen konstante, uniaxiale Kristallanisotropie aufweisen. Die polykristallinen und planaren Elektroden einer TMR-Struktur mit einem Aspektverhältnis $A_V \approx 2$ werden nicht zutreffend beschrieben. Überdies wird der kritische Durchmesser d_{sp} , unterhalb dessen die Partikel als superparamagnetisch eingestuft werden, in der Regel für ein Verhältnis $\alpha_{sp} \leq 25$ bestimmt [54, 245, 246]. Dieses entspricht einer für die Speicheranwendung viel zu geringen Zerfallszeit $\tau \leq 100$ s.

Aber auch mit $\alpha_{sp} = 50$ liefert die Gleichung 4.10 keine gute Abschätzung. Denn ohne Berücksichtigung der Formanisotropie ergibt sich für eine Temperatur $T = 125^\circ\text{C}$ ein Durchmesser $d_{sp, NiFe} = 125$ nm. Demnach wären die kleinsten hier untersuchten Strukturen bereits nah an der Grenze zur thermischen Stabilität. Ersetzt man ferner in obigem Zusammenhang 4.10 das Kugelvolumen mit dem Volumen V einer programmierbaren Elektrode, so findet sich für die Magnetisierungskonfiguration der kleinsten Pulsplasma-Elemente ($V = 0.028 \mu\text{m}^2 \cdot 5$ nm) bei Raumtemperatur eine Zerfallszeit $\tau \approx 1 \cdot 10^{-5}$ s. Dies steht klar im Widerspruch zu den experimentellen Befunden.

Das geeignetere Stabilitätskriterium bieten also die im Abschnitt 1.5.4 angeführten Gleichungen. Sie ergeben für das Mindestvolumen V_{min} der programmierbaren Elektrode einer Tunnelstruktur:

$$V_{min} = \frac{100}{\mu_0} \frac{k_B T}{M_S H} \quad (4.11)$$

Mit den Parametern für das TMR-System B und der Approximation des Schaltfeldes H durch die Koerzitivfeldstärke der kleinsten hier charakterisierten Elemente findet sich:

$$V_{min} \approx 3.3 \cdot 10^{-23} m^3 \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M_S = M_{S,CoFeB} = 8.0 \cdot 10^5 \frac{A}{m} \\ H = H_C \approx 210 Oe \\ T = 125^\circ C \end{array} \quad (4.12)$$

Damit ist V_{min} nochmals um einen Faktor 2 kleiner als das kleinste hier experimentell realisierte Elektrodenvolumen ($V = 0.017 \mu m^2 \cdot 4 nm$, Abs. 4.2.3). Um allerdings eine Abschätzung zu geben, die auch für die Betriebssituation Gültigkeit besitzt, bedarf es einer geringfügigen Modifikation der zugrunde liegenden Beziehungen 1.45 und 1.44 (S. 45), die die Einflussnahme der Stör- und Taktfelder berücksichtigt. Diese werden im Folgenden angebracht.

Die Abhängigkeit des Crosstalks von der geometrischen Ausführung der Logikgatter ist bereits von R. Richter [19] besprochen worden. Daher soll hier auf eine detaillierte Diskussion verzichtet werden, zumal die relevanten Zusammenhänge auch mit der Ansicht 2.9 auf Seite 71 plausibel werden. Der wichtigste Parameter ist der Abstand a einer nicht adressierten TMR-Struktur zu einer benachbarten Schaltbahn, der in Relation zur Distanz d zwischen den Metallisierungsebenen der Schaltbahnen und der Tunnelemente die Stärke des Störfeldes bestimmt (s. Abb. 2.9(b)). So kann der Effekt des Crosstalks nicht nur durch eine Vergrößerung von a , sondern auch durch eine Verringerung von d gemindert werden. Bei den im Zuge dieser Arbeit hergestellten Gattern liegt d für die Wortbahnen zwischen $150 nm$ und $300 nm$. Dabei wird die Distanz im wesentlichen durch die Dicke der Isolationsschichten gegeben. Erste Versuche weisen darauf hin, dass durch die Verwendung anderer Isolatormaterialien wie Tantaloxid d um mehr als einen Faktor 2 verkleinert werden kann [247]. Des Weiteren sei erwähnt, dass sich der Crosstalk außerdem durch die Abstimmung der Bahnbreite und Bahnhöhe auf die übrigen Gatterdimensionen wie a und d vermindern lässt [19].

Es ist eine Konsequenz des in der Grafik 4.8 gezeigten Layouts, dass alle Tunnelstrukturen der Spinlogik dem Taktfeld ausgesetzt sind, ganz gleich, ob sie tatsächlich umprogrammiert werden sollen. Finden in einem solchen Gatter die Submikrometerstrukturen des Systems B Verwendung, so erfordert die

getaktete Operation die Wahl einer der im Absatz 4.2.3 spezifizierten Schaltfeldkombinationen, z. B. $H_W = \pm 170 \text{ Oe}$ und $H_T = \pm 90 \text{ Oe}$.

Wie von den Schaltasteroiden in den Diagrammen 4.5 auf der Seite 137 abgeleitet werden kann, ist die Koerzitivfeldstärke bei Anwesenheit eines Taktfeldes $H_T = 90 \text{ Oe}$ etwa halbiert. Dasselbe folgt für die Energiebarriere E_B , die die beiden entgegengesetzten Magnetisierungsconfigurationen voneinander separiert (vgl. Abb. 1.13 auf S. 38). Nimmt man an, dass nach jedem Taktpuls, mit dem ein Gatter potenziell neu konfiguriert worden ist, ein Auslesetakt der Logik von gleicher Dauer stattfindet, so oszilliert die Barrierenhöhe zwischen den Werten E_B und $\frac{E_B}{2}$. Angelehnt an den funktionellen Zusammenhang 1.44 (S. 45) ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit pro Sekunde Betriebsdauer, dass ein nicht adressiertes Element dennoch ummagnetisiert wird:

$$\begin{aligned} P = \frac{1}{\tau} &= \frac{1}{\tau_0} \left[\frac{1}{2} \exp\left(-\frac{E_B}{k_B T}\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{E_B}{2k_B T}\right) \right] \\ &\equiv \frac{1}{\tau_0} \exp(-\alpha_{eff}) \end{aligned} \quad (4.13)$$

Mit den Werten für die Tunnelstrukturen aus dem Absatz 4.2.3 und der Gleichung 1.45 berechnet sich der Quotient aus Barrierenhöhe und thermischer Energie in Abwesenheit von Störfeldern zu:

$$\alpha = \frac{E_B}{k_B T} = 104 \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M_{S,CoFeB} = 8.0 \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}} \\ V = 0.017 \mu\text{m}^2 \cdot 4 \text{ nm} \\ H = H_C = 210 \text{ Oe} \\ T = 125^\circ\text{C} \end{array} \quad (4.14)$$

Durch Einsetzen dieses Ergebnisses in die Gleichung 4.13 und Lösung derselben findet sich

$$\alpha_{eff} = 52.6 \approx \frac{\alpha}{2} \quad (4.15)$$

Aufgrund der Half-Select-Problematik ist α_{eff} etwa auf die Hälfte und damit erheblich reduziert. Dennoch bleibt das Stabilitätskriterium $\tau \gg 10$ Jahre ($\alpha_{eff} > 50$) erfüllt.

Wie die erfolgreiche Messung von Schaltasteroiden belegt, spielt der Crosstalk in den $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ großen Logikgattern keine Rolle. Denn das Feld einer Wortbahn fällt von $H_W = 170 \text{ Oe}$ unterhalb derselben auf etwa 6 Oe am Ort des nächsten Elementes ab. Dieser Betrag ist kleiner als der Maximalwert eines Störfeldes, welches zusätzlich zum Taktfeld präsent und mit der Forderung $\alpha_{eff} \geq 50$ noch zu vereinen ist. Jenes Maximum sei im Folgenden mit Hilfe der Gleichung 4.13 abgeschätzt.

Wegen der exponentiellen Abhängigkeiten und $E_B \gg 2k_B T$ kann der erste

Summand vernachlässigt werden. Um nun die weitere Herabsenkung der Barrierenhöhe durch ein Störfeld H_{\times} einzubeziehen, ist die nachstehende Transformation durchzuführen:

$$\frac{E_B}{2} \longrightarrow \frac{E_B}{2} \frac{H_C - H_{\times}}{H_C} \quad (4.16)$$

Die Umstellung der so modifizierten Gleichung ergibt mit denselben Werten wie in 4.14 das Resultat:

$$H_{\times, max} = H_C \left[1 - \frac{(50 - \ln 2) 2k_B T}{E_B} \right] = 11 Oe \quad (4.17)$$

Gemäß den Rechnungen für die Magnetfelder stromführender Bahnen wird diese Feldstärke erst in einem Abstand zum Bahnzentrum $a < a_{min} = 1.71 \mu m$ überschritten. Mit dem Design aus der Abbildung 4.8 ($a = 2.25 \mu m$) sind die Optionen zur Erreichung einer maximalen Integrationsdichte also noch nicht zur Gänze ausgeschöpft.

Bemerkenswert ist, dass der Mindestabstand a_{min} auch für einen abgewandelten Querschnitt der Wortbahnen mit nur noch halber Bahnbreite ($500 nm \times 200 nm$) lediglich um etwa $100 nm$ verringert ist ($a_{min} = 1.62 \mu m$). Dies macht deutlich, dass die Crosstalk- und die Half-Select-Problematik durchaus eine Hürde für die Miniaturisierung von Spinlogikgattern darstellen.

Betont sei auch, dass bei der Wahl $a = a_{min}$ wegen $\alpha_{eff} = 50$ keine weitere Verkleinerung der im Abschnitt 4.2.3 besprochenen Strukturen ($A = 0.017 \mu m^2$) erlaubt ist. Dies ist konträr zur Gleichung 4.12 und zeigt, dass das Mindestvolumen V_{min} einer programmierbaren Elektrode nur mit Bezug auf das Layout der gesamten Spinlogik ermittelt werden kann.

Möglichkeiten zur Verschiebung dieser Hindernisse für die Miniaturisierung bestehen in einer Reduktion der Betriebstemperatur oder in dem Einsatz von Flussverstärkern, die in der Form eines Jochs nach Berichten von Mitarbeitern der *Motorola Laboratories* [240] eine den Crosstalk hemmende Wirkung haben.

Im Paragraphen 4.2.1 ist zur Verminderung des Flächenbedarfs bereits ein anderes Design der Logikgatter mit quadratischer Anordnung der TMR-Zellen vorgeschlagen worden. Wegen des Half-Selects kann dann entweder die Takt- oder die Wortbahn* eines nicht adressierten Elements Strom durchflossen

*Das quadratische Arrangement erfordert, dass die Input- und die Referenzelemente mittels der jetzt vereinzelter Taktbahnen versetzt getaktet werden. In diesem Zusammenhang wird nicht mehr von Taktleitungen, sondern von *Digit-Bahnen* gesprochen [205, 231]. Um Irritationen auszuschließen, werden hier die Bezeichnungen *Taktbahn* für eine das Biasfeld erzeugende Leitung und *Wortbahn* für die senkrecht kreuzende Schaltbahn beibehalten.

sein. Im Fall der Wortbahn ist die E_B -Verringerung mit $H_W = 170 Oe$ erheblich. Sie kann in Analogie zur Einflussnahme des Störfeldes H_\times mit einer Transformation (Gl. 4.16) für E_B einberechnet werden. Es ergibt sich ein Verhältnis $\alpha_{eff} = 20$ und eine für die technische Anwendung um Größenordnungen zu kurze Zerfallszeit $\tau \approx 3 s$. Der Grund hierfür ist die Streuung der Schaltfelder, die mit der individuellen Form und der Rotation der Asteroiden (s. Abb. 4.5) verbunden ist. Dadurch muss die Feldstärke H_W groß gewählt werden, um eine zuverlässige Gatteroperation zu gewährleisten.

Das Stabilitätskriterium kann erfüllt werden, wenn H_W nur wenig größer als die halbe Koerzitivfeldstärke ist:

$$H_W \approx \frac{1}{2} H_C (I_T = 0 mA) \quad (4.18)$$

Denn dann gilt wiederum für die mit H_W verknüpfte Herabsenkung der Barrierenhöhe $\Delta E_B \approx \frac{E_B}{2}$, die noch mit $\alpha_{eff} > 50$ zu vereinen ist (s.o.).

Neben dem 4σ -Kriterium für die Schaltfelder (s. Abs. 3.4.2) setzt also auch die platzsparende, quadratische Anordnung der TMR-Zellen eine hohe Zellpaarigkeit im magnetischen Schaltverhalten voraus, die hier aufgrund der in den Abschnitten 3.4 und 4.2.3 erläuterten Ursachen noch nicht gegeben ist.

4.3 $10\mu m \times 10\mu m$ Logikgatter

Die REM-Aufnahmen in der Zusammenstellung 4.8 dokumentieren das Endprodukt des im Kapitel 2 dargelegten Prozesses zur Erzeugung von Spinlogikgattern. Für den Strukturübertrag werden die in den Grafiken 2.4 und 2.5 auf den Seiten 60 und 63 illustrierten EBL-Masken genutzt. Das Bild 4.8(a) zeigt die Anschlussstruktur in einem $2.6 \times 2.6 mm^2$ großen Schreibfeld. Die 64 Kontaktpads dienen zur Ansteuerung und Charakterisierung von vier Logikgattern, die sich auf den Ecken eines Rechtecks mit Kantenlängen von etwa $145 \mu m$ und $135 \mu m$ im Zentrum des Feldes befinden (s. Abb. 4.8(b)). Aufgrund der Goldbeschichtung kann die elektrische Kontaktierung im Messstand sowohl mittels Messspitzen als auch durch Drahtbonden (s. Abs. 2.3.4) vorgenommen werden.

Eine der Spinlogiken ist im REM-Bild 4.8(c) mit 19.6-tausendfacher Vergrößerung zu sehen. Den hellsten Kontrast gibt die obenliegende Taktbahn (I_T), die mit einer Breite von $1.25 \mu m$ in der Gestalt eines liegenden U's ausgeführt worden ist. Die vier in der Aufnahme von oben nach unten verlaufenden Wortbahnen ($I_{W,1}, \dots, I_{W,4}$) sind $1 \mu m$ breit. Sie werden zur gezielten Programmierung der einzelnen Elemente benötigt, deren Positionen unterhalb der Schaltbahnen durch rote Ellipsen (nicht maßstabsgetreu) markiert sind. Das

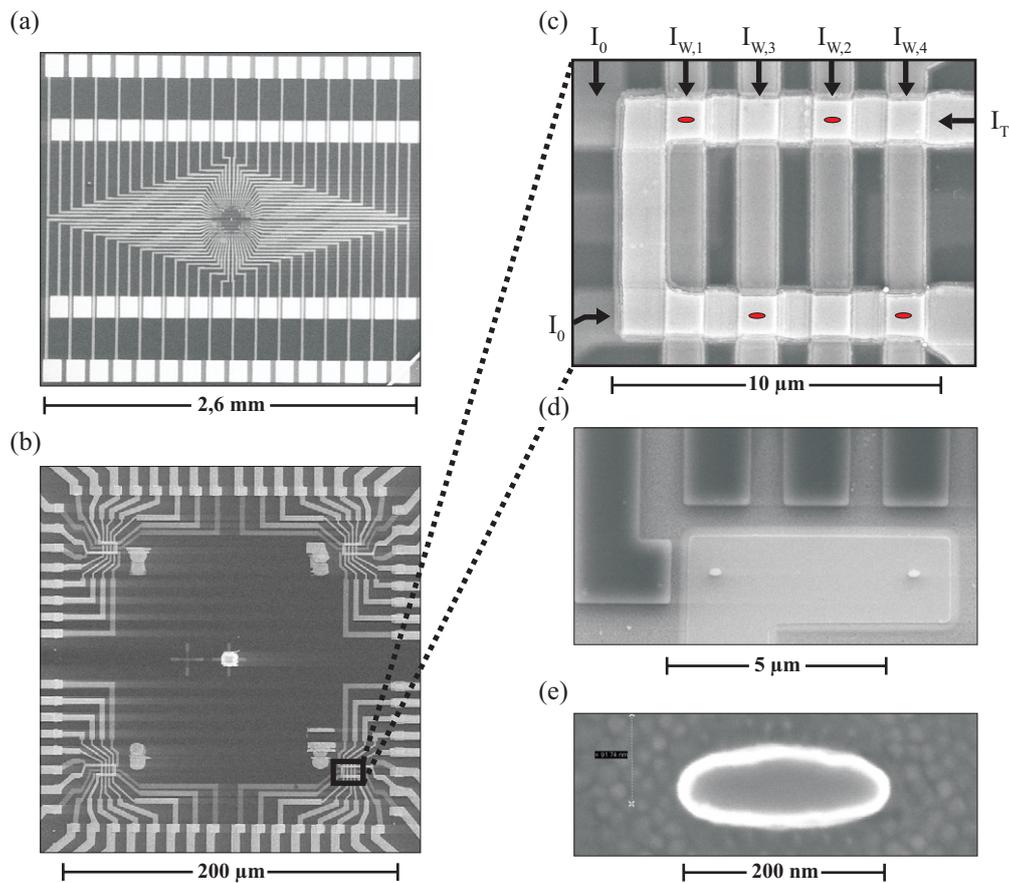


Abbildung 4.8: (a)-(c): REM-Aufnahmen einer fertig strukturierten Probe mit etwa $10 \times 10 \mu m^2$ großen Spinlogikgattern. (a) Komplette Anschlussstruktur mit 64 Kontaktpads für vier Gatter. (b) Zentrale, vergrößerte abgebildete Region aus (a). (c) Einzelne Spinlogik mit Takt- (I_T) und Wortbahnen ($I_{W,1}, \dots, I_{W,4}$). Zudem sind Teile der Ausleseleitungen (I_0) zu erkennen. Die Positionen der im Bild nicht sichtbaren TMR-Elemente werden durch rote, nicht maßstabsgetreue Ellipsen gekennzeichnet. (d) Zur Überprüfung der Positioniergenauigkeit etc. partiell ausgeführte Lackmasken. Die Elementkappen erscheinen als helle Punkte. (e) Lackmaske einer einzelnen TMR-Struktur ($A = 0.017 \mu m^2$). Weiteres s. Text.

variabel gestaltete Schichtsystem der Magnetfeld erzeugenden Leiter (s. Abb. 2.8) und die erforderlichen Isolatorschichten zwischen den verschiedenen Metallisierungsebenen werden sukzessive im Verlauf des Herstellungsprozesses aufgebracht. Fasst man die äußere Begrenzung der Taktbahn und der rech-

ten Wortbahn ($I_{W,4}$) als den Umriss der Spinlogik auf, so zeigt sich, dass das Gatter mit einer Grundfläche $A = 77 \mu m^2$ bequem durch ein $10 \times 10 \mu m^2$ messendes Quadrat einbeschrieben werden kann. Neben den Schaltbahnen ist auch ein Teil der oberen Ausleseleitungen zu erkennen, durch die zur Bestimmung der Elementwiderstände die Ströme I_0 geleitet werden.

Die Masken der Tunnelstrukturen selbst sind in der Abbildung 4.8(d) als helle Punkte auf einer Kontaktbahn auszumachen. Die Aufnahme entstand im Zuge eines Tests zur Ermittlung der optimalen Belichtungsdosis und zur Bestimmung der Genauigkeit, mit der die einzelnen EBL-Masken positioniert werden können. Deshalb sind die Lackmasken insbesondere der Wortbahnen nur partiell ausgeführt. Wegen des hier noch nicht korrigierten Proximity-Effektes (s. Abs. 2.2.3) erscheinen sie breiter als in den späteren Logikgattern.

Mit der nach dem Ätzzvorgang gemachten REM-Aufnahme 4.8(e) ist schlussendlich die Lackmaske eines einzelnen TMR-Elementes illustriert, die typisch für die in dem Absatz 4.2.3 charakterisierten Tunnelstrukturen ist. Sie ist etwa $0.017 \mu m^2$ groß und die Hauptachsen betragen etwa $210 nm$ und $90 nm$. Wegen der im Paragraphen 2.3.1 auf der Seite 76 angeführten Limitierungen des Belichtungsvorgangs ist die Gestalt nicht exakt elliptisch.

Mit dem Gebrauch von Gattern, wie sie in obiger Abbildung 4.8 zu sehen sind, sind die Schaltasteroiden der Submikrometerstrukturen gewonnen worden, die aus dem Pulsplasma-System (Abs. 4.2.2) oder dem TMR-System B (Abs. 4.2.3) gefertigt worden sind. Dadurch ist bereits demonstriert worden, dass bei Verwendung letztgenannten Schichtsystems wesentliche Vorbedingungen, die an die Funktion von Spinlogikgattern geknüpft sind (s. Abs. 1.5.4), erfüllt werden. So ist im speziellen für die $0.017 \mu m^2$ großen Strukturen ein Arbeitspunkt ermittelt worden, d. h. eine Kombination von Wort- und Taktpulsen mit $H_W = \pm 170 Oe$ und $H_T = \pm 90 Oe$, der die reproduzierbare, getaktete und adressierte Ummagnetisierung der TMR-Zellen gewährleistet. Ferner ist schon dargelegt worden, dass dem Stabilitätskriterium Genüge getan werden kann, welches mit der Forderung nach Nichtflüchtigkeit der so eingeschriebenen Information verbunden ist.

Es bleibt die Charakterisierung der seriell verschalteten Tunnелеlemente und die Demonstration ihrer Programmierung. Dazu sei auf das Diagramm 4.9 verwiesen, welches den zeitlichen Verlauf des Serienwiderstands R_{Ein} zweier Eingangselemente eines Gatters während einer Programmierungssequenz zeigt. Die Pulsfolge der bipolaren Ströme $I_{W,1}$ und $I_{W,2}$ ist so gewählt, dass sukzessive alle Kombinationen logischer Inputs an die TMR-Zellen gegeben werden. Da die Pulsquelle im Messstand nur zwei Kanäle bereitstellt (s. Abb. 4.1), kann während der Sequenz kein Taktsignal vorgegeben werden. Die Amplitude der Wortpulse muss daher mit $I_W = 62 mA$ größer sein, als bei einer

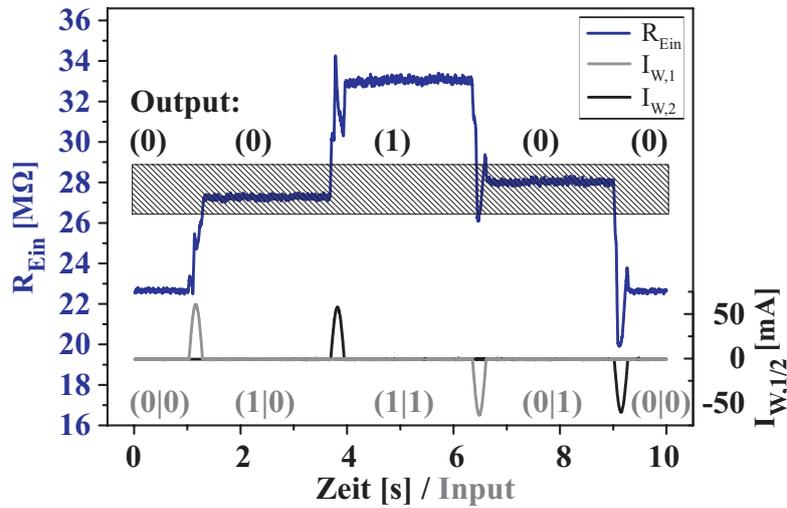


Abbildung 4.9: Serienwiderstand R_{Ein} zweier Eingangselemente unter dem Einfluss einer Sequenz von Strompulsen $I_{W,1}$ und $I_{W,2}$ durch die zugehörigen Wortbahnen (vgl. Abb. 4.8(c)). Die während der Messung konstant gehaltene Biasspannung, die an beiden TMR-Zellen insgesamt abfällt, beträgt $U_0 = 200\text{ mV}$. Der mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung abgeschätzte Bereich für den Widerstand R_{Ref} einer zweiten Serienschaltung von Referenzelementen im Zustand (0|1) ist durch Schraffur gekennzeichnet. Die den Widerständen R_{Ein} und R_{Ref} entsprechenden logischen Inputs respektive Outputs sind ebenfalls eingetragen und ergeben die NOR-Funktion. Näheres im Text.

getakteten Operation.

Zu Beginn der Messung besitzen beide Elemente eine parallele Konfiguration ihrer Elektrodenmagnetisierungen mit niedrigem Tunnelwiderstand. Gemäß der im Abschnitt 1.5.3 getroffenen Übereinkunft (s. Abb. 1.14 auf S. 40) ist dies mit dem logischen Input (1|1) gleichbedeutend. In der Folge wird mit jedem Puls eines der Elemente ummagnetisiert und der Widerstand R_{Ein} verändert sich. In der Zeit zwischen den Pulsen bleibt er jedoch konstant, was bedeutet, dass der programmierte Input erfolgreich gespeichert wird.

Die zwischenzeitlich auftretenden Spitzen im Serienwiderstand zeugen von einer kapazitiven Kopplung zwischen den Puls- und Ausleseleitungen. Dabei sei betont, dass dieses Kopplungsphänomen ein von der Messapparatur erzeugtes Artefakt ist, welches seinen Ursprung vornehmlich in der Umschaltbox und den Messzuleitungen hat (s. Abb. 4.1). Dies ist durch den Nachweis der gleichen Kopplungsphänomene belegt, der mit Testdurchläufen ohne Probe

erbracht werden konnte. Ferner ergibt sich mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{SiO_2} = 3.54 \cdot 10^{-11} \frac{F}{m}$ [236] für Quarzglas und den Abmessungen eines Kreuzungspunktes zwischen Ausleseleitung und Wortbahn (Fläche $A \approx 1 \mu m^2$, Abstand $d \approx 150 nm$) als Abschätzung für die resultierende Kapazität der Kreuzung $C \approx 240 aF$. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit oben angeführten Testmessungen zu klein, um die großen Spitzen im Diagramm 4.9 zu erklären.

Des Weiteren fällt auf, dass der Gesamtwiderstand R_{Ein} für die beiden Zustände (0|1) und (1|0) nicht identisch ist. Dies muss der nicht vollkommenen Zellpaarigkeit der Eingangselemente zugeschrieben werden. In die Grafik 4.9 ist daher ein schraffierter Bereich eingezeichnet worden, der den Wertebereich von R_{Ein} angibt, welcher sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung mit den Standardabweichungen im Tunnelwiderstand $\sigma_{R,P} = 6\%$ und in der Effektivamplitude $\sigma_{TMR} = 2\%$ für die Serienschaltung von TMR-Strukturen im Zustand (0|1) oder (1|0) berechnet.*

Nach den Ausführungen im Abschnitt 1.5 ergibt die Kombination der Inputelemente mit einer zweiten Serienschaltung von Referenzelementen ein komplettes Logikgatter. Befänden sich letztere beispielsweise im Zustand (0|1), so wäre ihr Gesamtwiderstand R_{Ref} im schraffierten Gebiet gelegen. Nur für den Input (0|0) wäre der Widerstand der Eingangselemente signifikant größer, so dass die Ungleichung $U_{Diff} = U_{Ref} - U_{Ein} > U_{Diff,1}$ erfüllt wäre, was einem logischen Output „1“ gleichkäme. In allen anderen Fällen gäbe das Gatter den Wert „0“ zurück. Damit stellte es die NOR-Funktion dar.

Wie im Paragraphen 1.5.3 erläutert worden ist, könnte mit der Umprogrammierung der Referenzelemente in den Zustand (1|1) ebenso die NAND-Verknüpfung abgebildet werden. Um diese Darstellung logischer Funktionen durch Spinlogikgatter im Experiment vorzuführen, ist eigens ein Demonstrator in Kooperation mit J. Bangert von der *Siemens AG Corporate Technology* entwickelt und realisiert worden. Dies ist Gegenstand des anschließenden Abschnitts 4.4.

4.4 Demonstrator

Die Ansteuerung der Spinlogikgatter wird in der Komposition der Demonstratorschaltung von einem ASIC übernommen. Dazu gehört die Bereitstellung der Wortpulse, die mit einer Frequenz von $1 MHz$ an die Gatter übertragen werden können. Zudem sind zwei Konstantstromquellen auf dem Chip

*Die Werte stammen aus der Tabelle 3.7(b) auf Seite 99, mit der die Ergebnisse der Zellpaarigkeitsuntersuchung für etwas größere Tunnelstrukturen ($A = 0.026 \mu m^2$) zusammengefasst worden sind.

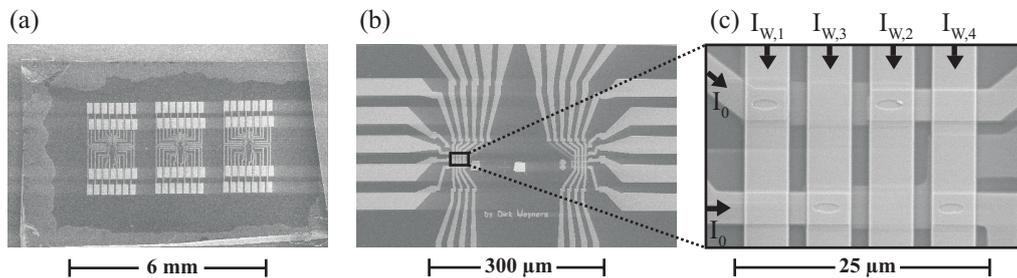


Abbildung 4.10: (a) REM-Aufnahme der zu Demonstrationszwecken erzeugten Probe. In den drei $1.4 \times 2.6 \text{ mm}^2$ messenden Schreibfeldern befinden sich jeweils zwei Logikgatter. Diese sind in der vergrößerten Darstellung (b) des zentralen Bereichs eines Feldes zu sehen. (c) Einzelnes Spinlogikgatter mit einer Grundfläche $A = 14.5 \times 22 \mu\text{m}^2$. Seine Position ist in (b) gekennzeichnet. Die ebenfalls erkennbaren TMR-Strukturen sind aufgrund der ASIC-Spezifikationen $1.6 \mu\text{m}^2$ groß. Weiteres s. Text.

integriert, die die Ströme I_0 zur Widerstandsbestimmung der Eingangs- und der Referenzelemente generieren. Eine Verstärkerstufe wandelt letztlich die Differenzspannung U_{Diff} gemäß den Ausführungen im Paragraphen 1.5.3 in das logische Ausgangssignal. Sowohl Input- wie auch Ausgangspegel werden durch Leuchtdioden visualisiert. Wie bereits angeführt, ist der ASIC von J. Bangert dimensioniert worden. Die Herstellung wurde von N. Kordas am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg übernommen.

Nach den Vorgaben, die durch die besonderen Eigenschaften dieses ICs gestellt sind, sind sodann die mit der Abbildung 4.10 dokumentierten Logikgatter fabriziert worden. Sie basieren auf Tunnelstrukturen des TMR-Systems B. Die zugehörigen EBL-Masken sind in den Grafiken 2.6(d)-(f) zusammengefasst. Mit dem Ziel, die elektrische Kontaktierung zu erleichtern, ist die Anschlussstruktur mit vergrößerten Kontaktpads ($150 \times 300 \mu\text{m}^2$) modifiziert worden. In einem $1.4 \times 2.6 \text{ mm}^2$ großen Schreibfeld befinden sich nun noch zwei Logikgatter. Eine Probe mit drei derartigen Schreibfeldern ist in der REM-Aufnahme 4.10(a) zu sehen. Die zentrale Region eines Feldes zeigt das Bild 4.10(b). Eine der Spinlogiken ist schlussendlich in der Abbildung 4.10(c) nochmals vergrößert dargestellt. Ihr Flächenbedarf ist mit $A = 14.5 \times 22 \mu\text{m}^2 = 319 \mu\text{m}^2$ mehr als viermal so hoch wie der der kleinsten im Zuge dieser Arbeit realisierten Logikgatter ($A = 77 \mu\text{m}^2$). Wie im Folgenden ausgeführt wird, ist dies eine Konsequenz der notwendigen Abstimmung der Gattereigenschaften auf den ASIC.

So sind die Lesestromquellen auf einen Wert $I_0 = 1.3 \cdot 10^{-6} A$ stabilisiert. Unterscheiden sich nun die Zustände der Eingangs- und der Referenzelemente in der Magnetisierungskonfiguration nur eines Elementes, so gilt für die Differenzspannung:

$$U_{Diff} = U_{Ref} - U_{Ein} = \pm TMR(I_0) \cdot R_P \cdot I_0 \quad (4.19)$$

In grober Näherung für die Effektamplitude $TMR(I_0)$ durch den bei Messung mit konstanter Biasspannung gefundenen Wert $TMR(20 mV) \approx 47\%$ (s. Abb. 3.8(d)) folgt, dass der Tunnelwiderstand R_P etwa $100 k\Omega$ betragen muss, um eine Differenz $U_{Diff} \approx 60 mV$ zu erzielen. Nach einer persönlichen Mitteilung von J. Bangert, ist ein U_{Diff} -Wert in dieser Größenordnung erforderlich, um mit dem vorliegendem ASIC-Design eine zuverlässige Generation des Ausgangssignals zu gewährleisten.* Aufgrund des Flächenwiderstands ($\overline{AR}_P \approx 140 k\Omega \mu m^2$, s. Tab. 3.7(b)) muss die laterale Ausdehnung der TMR-Strukturen also mit $A = 1.6 \mu m^2$ größer gewählt werden, als nach Maßgabe des Lithografieprozesses möglich wäre. Begleitet wird dieser Umstand allerdings von einer 100%igen Ausbeute an funktionstüchtigen TMR-Zellen. Mit $2.4 \mu m$ und $0.83 \mu m$ langen Hauptachsen ergibt sich für ihr Aspektverhältnis $A_V \approx 3$.

Entsprechend vergrößert sind daher die Wortbahnen ($I_{W,1}, \dots, I_{W,4}$) mit nunmehr $4 \mu m$ Breite. Gleiches gilt in der Folge auch für das komplette Logikgatter. Um einen auf den ASIC und die Schaltfelder der Elemente abgestimmten Widerstand $R_W < 20 \Omega$ zu erzielen, bestehen die Wortbahnen zudem in jetzt $200 nm$ dicken Kupferleitungen, die sich erst nahe der zentralen Gatterregion verjüngen (s. Abb. 4.10(b)). Für den Zusammenhang zwischen der Feldstärke am Ort des Elementes und der Stromstärke I_W findet sich im Experiment:

$$H_{W,x} [Oe] = 1.1 I_W [mA] \quad (4.20)$$

Da die Wortpulse bereits durch den ASIC getriggert an die Logik weitergeführt werden und kein Taktpulse bereit gestellt wird, entfällt die in den übrigen Gattern und in künftigen Anwendungen benötigte Taktleitung. Durch die folglich dünnere Bedeckung genügt der topografisch hervorgerufene Kontrast, um die unterhalb der Wortbahnen gelegenen Tunnelstrukturen im REM-Bild 4.10(c) erkennen zu können.

Ebenfalls deutlicher zu sehen sind die Ausleseleitungen, die sowohl eine Charakterisierung der einzelnen Tunnelelemente als auch die Versorgung der seriell verknüpften Strukturen mit I_0 ermöglichen. Bleibt zu erwähnen, dass

*Tatsächlich wird U_{Diff} durch diese Rechnung geringfügig überschätzt, da die TMR-Effektamplitude bei den mit I_0 verknüpften Biasspannungen $U_{Bias} > 100 mV$ vermindert ist (s. Fußnote auf S. 116).

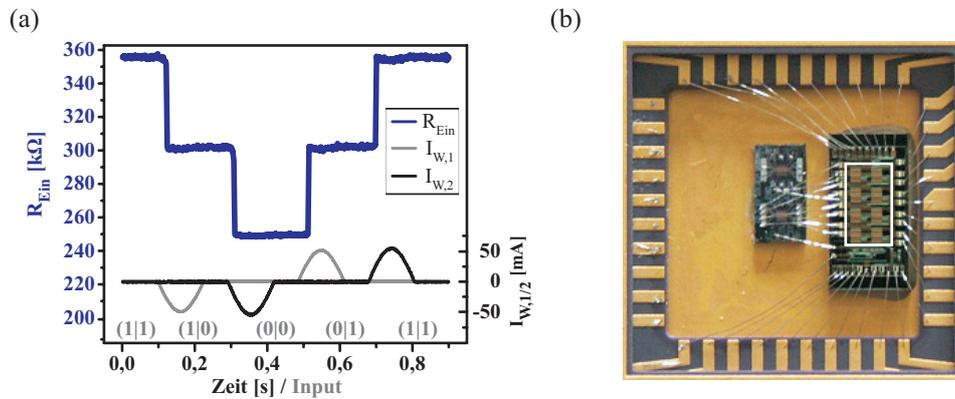


Abbildung 4.11: (a) Serienwiderstand R_{Ein} zweier Eingangselemente einer Demonstratorlogik unter dem Einfluss einer Sequenz von Wortpulsen $I_{W,1}$ und $I_{W,2}$. Alle logischen Inputs werden erfolgreich gespeichert. Die äquivalenten Zustände (1|0) und (0|1) besitzen im Rahmen der Messgenauigkeit ($\Delta R_{Ein} = \pm 2 \text{ k}\Omega$) denselben Widerstand. Die Biasspannung, die an den TMR-Zellen insgesamt abfällt, beträgt $U_0 = 100 \text{ mV}$. (b) IC-Sockel mit verbondetem ASIC (auf der rechten Sockelhälfte positioniert) und einer in diesem Fall von Mitarbeitern der Siemens AG erstellten Spinlogikprobe. Der Bereich, den allein die Stromquellen auf dem ASIC einnehmen, ist weiß umrahmt.

die gesamte Probenoberfläche mit Ausnahme der Kontaktpads zum Schutz gegen Verunreinigungen mit einer 80 nm dicken SiO_2 -Schicht passiviert worden ist.

Das Diagramm 4.11(a) illustriert das typische Verhalten des Serienwiderstands zweier Tunnelstrukturen einer Demonstratorlogik, die unter dem Einfluss einer Programmsequenz von Wortpulsen $I_{W,i}$ stehen. Die Grafik ist damit das Pendant zur Abbildung 4.9 für $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ messende Gatter, obgleich die Sequenz mit einem anderen Ausgangszustand (1|1) beginnt.

Wie schon im Abschnitt 4.3 wird jede beliebige Kombination logischer Inputs erfolgreich eingeschrieben und gespeichert. Dabei schalten die TMR-Elemente, noch bevor die Pulse ihr Maximum erreichen. Folglich könnten die Amplituden auf $I_{W,1} = I_{W,2} = 35 \text{ mA}$ weiter gesenkt werden. Sie bleiben damit unterhalb der maximalen Stromstärke, die in Abhängigkeit von der ohmschen Last mit den Pulsquellen des ASICs erzeugt werden kann ($I_{W,max} = 200 \text{ mA}$ an 5Ω und $I_{W,max} = 50 \text{ mA}$ an 50Ω).

Im Unterschied zur Grafik 4.9 bleiben die Spitzen im Gang von R_{Ein} trotz vergleichbarer Pulsamplitude und Frequenz aus. Dies liegt darin begrün-

det, dass der Messstrom durch die Elemente hier etwa um einen Faktor 50 größer ist und die kapazitive Kopplung der Signalwege nicht zum Tragen kommt. Eine weitere Diskrepanz ist, dass im Rahmen der Messgenauigkeit ($\Delta R_{Ein} = \pm 2 k\Omega$) keine Differenz im Widerstand für die Zustände $(1|0)$ und $(0|1)$ festgestellt wird. Der in Bezug auf die Gatterfunktion bestehenden Äquivalenz dieser Zustände wird also Genüge getan. Dies zeugt von dem erhöhten Grad an Zellpaarigkeit, den die hier verwendeten TMR-Strukturen im Vergleich zu den Strukturen aus dem Absatz 4.3 aufgrund ihrer etwa 90-fach größeren Elementfläche aufweisen (vgl. Abb. 3.2 auf S. 90). Eine signifikante, die Gatterfunktion beeinträchtigende Verringerung des Spannungsgaps, welches die beiden Ausgangssignalbereiche „0“ und „1“ voneinander trennt, wird im Demonstrator deshalb nicht beobachtet (vgl. Abb. 1.15 auf S. 47). Das Foto 4.11(b) zeigt den ASIC, der bereits mit einem Spinlogikgatter und den Kontaktpads eines IC-Sockels verbondet worden ist. Einen Großteil der Chipfläche nehmen die Stromquellen zur Erzeugung der Wortpulse ein. Mit einem entsprechenden Aufbau ist die Funktion der Spinlogikgatter mit der Darstellung wechselnder, logischer Funktionen erfolgreich demonstriert worden. Dabei erfolgte die Vorführung bei der Siemens AG in Erlangen im Rahmen eines Abschlusstreffens des BMBF-Projektes *Magnetoresistive Logik*, in welches auch die vorliegende Arbeit eingebunden ist.

Resümee

Grundlagen

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Skalierbarkeit von Spinlogikgattern. Zentraler Baustein dieser Logikschaltungen sind ultrakleine, magnetoresistive Tunnelstrukturen mit einer lateralen Ausdehnung im tiefen Submikrometerbereich.

Im ersten Kapitel wird mittels des von Jullière entwickelten und durch Slonczewski modifizierten Modells in die Begrifflichkeiten des Tunnelmagnetowiderstands eingeführt. Da durch Kathodenzerstäubung erzeugte TMR-Zellen eine strukturelle Unordnung auf atomarer Ebene aufweisen, bleibt für diese Elemente eine quantitativ korrekte Beschreibung des Effektes jedoch aus. Die alsdann gegebene Erläuterung spezieller, magnetischer Phänomene in Dünnschichtsystemen und die Einweisung in den Magnetismus von Submikrometerstrukturen ist unentbehrlich, um die magnetischen Eigenschaften der Tunnelelemente zu begründen und auf die Erfordernisse einer Spinlogik einstellen zu können. Das skizzierte Modell des eindomänigen Stoner-Wohlfarth-Teilchens dient dabei als idealtypische Basis für die Charakterisierung der experimentell ermittelten Schaltasteroide. Die im weiteren Gang der Arbeit angestellten, mikromagnetischen Simulationen tragen sodann zur Erklärung von Abweichungen im Schaltverhalten bei.

Das Prinzip der Spinlogik wird detailliert erläutert und die Bedingungen, die an die Funktion der Gatter geknüpft sind, werden abgeleitet. In diesem Zusammenhang werden das Stabilitätskriterium für die Nichtflüchtigkeit gespeicherter Information und das 4σ -Kriterium für die minimale Differenz in den logischen Ausgangssignalen eines Gatters formuliert.

Herstellung

Eine wesentliche Leistung dieser Arbeit besteht in der Etablierung des Herstellungsprozesses von Spinlogikschaltungen, die mittels der Elektronenstrahl-lithografie skaliert werden. In Kapitel 2 wird deshalb eine Übersicht über die

Aspekte gegeben, die bei der Herstellung Relevanz in Bezug auf die Erfüllung oben genannter Vorbedingungen haben. Näher beleuchtet werden die Korrektur von Proximity-Effekten, die Verhinderung der Redeposition beim Strukturübertrag durch Ionenätzen sowie die Anpassung der Schaltbahngeometrie mit Hilfe von Magnetfeldberechnungen. Zudem werden Effekte, die bei der Maskenbelichtung auftreten und die Miniaturisierung begrenzen, wie die Kleinwinkelstreuung und die Generation von Sekundärelektronen beziffert. Ursachen für einen auf der Nanometerskala nicht ideal glatten Strukturrand werden benannt und eine einfache Modellvorstellung für den Lift-Off-Prozess wird entwickelt.

Diverse Layouts der Logikgatter mit einem Platzbedarf zwischen etwa $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ und weniger als $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ sowie ein spezielles Maskendesign für die Untersuchung der Zellpaarigkeit werden realisiert. Hierbei sind die elliptischen TMR-Strukturen mit 210 nm und 90 nm langen Hauptachsen die bislang kleinsten Tunnelelemente, die je in Logikgattern zum Einsatz gekommen sind.

Zellpaarigkeit

Aus der Vielzahl physikalischer Phänomene, die die elektronischen und magnetischen Eigenschaften von TMR-Strukturen maßgeblich beeinflussen können, erwächst die Aufgabe, die resultierende Streuung in der Effektamplitude, dem Tunnelwiderstand und dem magnetischen Schaltverhalten experimentell zu bemessen. Dies wird im Kapitel 3 anhand von Transportmessungen für drei verschiedene Tunnelsysteme vollbracht. MOKE-Untersuchungen sowie AFM- und REM-Aufnahmen ergänzen diese Zellpaarigkeitsuntersuchungen, welche erstmals an Elementen durchgeführt werden, die mit ihrer lateralen Ausdehnung $A \geq 0.017 \mu\text{m}^2$ eine hohe Integrationsdichte künftiger Logikchips versprechen.

TMR-System	$A [10^{-3} \mu\text{m}^2]$	$\sigma_{R,SAT}$ bzw. $\sigma_{R,P}$ [%]	σ_{TMR} [%]
Pulsplasma	28	5.7	1.9
System B	26	5.5	2.1

Tabelle 4.1: Streuung in den elektronischen Eigenschaften von TMR-Strukturen zweier hier untersuchter TMR-Systeme mit lateraler Ausdehnung im Submikrometerbereich. Die Angaben in Prozent beziehen sich auf den Mittelwert der zugehörigen Größe.

Sowohl für die Pulsplasma-Elemente wie auch für die Strukturen des Systems B werden geringe, relative Standardabweichungen im Tunnelwiderstand $\sigma_R < 6\%$ und in der Effektamplitude $\sigma_{TMR} \approx 2\%$ ermittelt (s. Tab. 4.1). Dennoch genügen sie dem 4σ -Kriterium in der Formulierung für die Spinlogik bisher nicht.

Des Weiteren ist die Flächenstreuung dieser kleinsten Strukturen so gering, dass sie nicht durch Vermessen mithilfe des Rasterelektronenmikroskops bestimmt werden kann, wenn die Elemente zwischenzeitlich durch eine Isolatorschicht bedeckt waren. Auf diese Weise ist zu erklären, dass kein systematischer Zusammenhang zwischen der Streuung im Tunnelwiderstand und der Flächenvariation gefunden wird.

Dies ist bei der Entwicklung einer Methode berücksichtigt worden, die eigens zur Trennung intrinsischer Inhomogenitäten in einem TMR-Schichtsystem und lithografisch bedingter Defekte eingeführt wird. Die Verfahrensweise basiert auf der Idee, dass nur die erstgenannten Defekte flächig über die nicht strukturierten Proben verteilt sein können. Da nun die laterale Ausdehnung der Lackmasken bestimmt wird, gelingt es im Fall des Systems B, einen verminderten Grad der Zellpaarigkeit auf das Vorliegen solcher intrinsischer Inhomogenitäten zurückzuführen. Da das Verfahren weder auf ein spezielles TMR-System noch auf eine besondere Lithografiertechnik beschränkt ist, wird seine Anwendung auch bei der Charakterisierung künftiger Schichtsysteme und Präparationsmethoden ergebnisreich sein.

Außerdem erweisen sich Rotationsmessungen als probates Mittel zur Überprüfung der magnetischen Ausrichtung von Referenzelektroden. Mit ihnen wird in $0.026 \mu\text{m}^2$ großen Strukturen aus dem Schichtsystem B ein elementweise variierender AAF-Fehlwinkel α festgestellt. Die zugehörige Standardabweichung beträgt $\sigma_\alpha = 10^\circ$ und die Fluktuationswellenlänge ist vergleichbar mit der lateralen Ausdehnung dieser Elemente.

Zur Bewertung des Herstellungsprozesses wird ein Vergleich mit Tunnelstrukturen angestellt, die mittels hoch entwickelter, optischer Lithografieverfahren gefertigt werden und als Speicherzellen in den MRAM-Prototypen von Samsung und Sony Verwendung finden. Die Gegenüberstellung belegt, dass die hier erzeugten TMR-Elemente ($A = 0.36 \mu\text{m}^2$) in ihrem Grad der Zellpaarigkeit dem der industriell gefertigten Strukturen gleichkommen.

Durch die Analyse der Minorloops mit Blick auf das magnetische Schaltverhalten wird rasch deutlich, dass aus dem TMR-System A bestehende Submikrometerelemente nicht für den Einsatz in Spinlogikgattern geeignet sind, da diese nur einen remanenten Zustand mit antiparalleler Magnetisierungskonfiguration in den Elektroden besitzen. Die durch gezielte Erhöhung der Grenzflächenrauigkeit beförderte Néelkopplung ($\sigma_z = 8.9 \text{ \AA}$, $H_{N\acute{e}el} = -46 \text{ Oe}$) genügt nicht, um die mit sinkender lateraler Ausdehnung steigende antifer-

romagnetische Streufeldkopplung zu kompensieren. Der resultierende Gang des Kopplungsfeldes H_{pin} mit der Strukturgröße wird durch mikromagnetische Berechnungen quantitativ übereinstimmend modelliert.

Erfreulich positiv hingegen fällt das Fazit für die Tunnelstrukturen mit dem TMR-System B aus. Der Einbau des künstlichen Antiferromagneten in der Referenzelektrode bewirkt, dass sich H_{pin} bei Variation der Elementfläche über mehrere Größenordnungen nur wenig ändert. Folgerichtig kann die grundlegende Voraussetzung für die Verwendung der Elemente in Logikschaltungen, zwei konträre, remanente Magnetisierungskonfigurationen mit verschiedenem Tunnelwiderstand zu besitzen, erfüllt werden. Dies gilt auch für die kleinsten Strukturen ($A = 0.017 \mu m^2$), deren Kopplungsfeld $H_{pin} = -19 Oe$ um ein Vielfaches geringer als die Koerzitivfeldstärke $H_K = 180 Oe$ ist. Die hohe Squareness $S = \frac{M_R}{M_S} = 99\%$ und der nahezu rechteckige Verlauf der Minorloops zeugen zudem davon, dass nur noch quasi-eindomänige Konfigurationen in ihren Elektroden auftreten. Die für die Programmierung der Elemente erforderlichen Schaltfelder kumulieren in zwei wohldefinierten Feldbereichen und dem zugehörigen 4σ -Kriterium wird Genüge getan.

Logikgatter

Neben der Darstellung logischer Funktionen erlaubt das Design der Gatter auch die Charakterisierung einzelner TMR-Elemente. Durch die Ummagnetisierung der programmierbaren Elektroden mittels stromführender Leiterbahnen glückt so die Aufnahme von Schaltasteroiden. Zwischen der Asteroide eines theoretischen Stoner-Wohlfarth-Teilchens und den Asteroiden der Submikrometerstrukturen des Pulsplasma-Systems ($A \approx 0.02 \mu m^2$) werden Diskrepanzen wie der Versatz der Asteroidenzentren und die Abnahme des Kopplungsfeldes mit steigendem Biasfeld beobachtet. Durch mikromagnetische Simulationen können diese Phänomene auf die magnetische Wechselwirkung zwischen den Elektroden zurückgeführt werden. Ferner wird experimentell demonstriert, dass der Einsatz des gepinnten, künstlichen Antiferromagneten PtMn/CoFe/Ru/CoFe in der Referenzelektrode diese magnetische Kopplung für den Anwendungszweck in hinreichender Weise vermindert.

Folgerichtig findet sich ein Arbeitspunkt, d. h. eine Kombination aus Wort- und Taktpulsen, für die eine reproduzierbare und getaktete Programmierung kleinster Elemente ($A = 0.017 \mu m^2$) gewährleistet ist. Auch das Kriterium für die Nichtflüchtigkeit gespeicherter Information, welches durch die Berücksichtigung der Crosstalk- und der Half-Select-Problematik eine Anpassung an die Betriebssituation in einem Spinlogikgatter erfährt, wird erfüllt. Damit ist zum ersten Mal gezeigt, dass die auf diesen Tunnelstrukturen basierenden,

$10 \times 10 \mu m^2$ großen Logikgatter grundlegende Operationen einer Spinlogik wie die reproduzierbare, getaktete und adressierte Programmierung ihrer TMR-Zellen bereitstellen.

Eine bemerkenswerte Konsequenz des oben angeführten, modifizierten Kriteriums ist, dass das minimale Volumen einer programmierbaren Elektrode aufgrund der Störfelder nur mit Bezug auf das Layout der gesamten Spinlogik zu bemessen ist. Dass die Forderung nach Nichtflüchtigkeit auch bei Vernachlässigung dieser Störfeldefekte eine weitere Verringerung des Elektrodenvolumens $V = 0.017 \mu m^2 \cdot 4 nm$ höchstens um einen Faktor 2 erlaubt, unterstreicht, wie weit die Skalierung mit den hier realisierten TMR-Strukturen bereits fortgeschritten ist. Erst zusätzliche Modifikationen beispielsweise das Elektrodenmaterial betreffend werden dieses Skalierungslimit weiter hinauschieben.

In einigen Logikgattern kommen $1 \mu m$ breite Wortbahnen zum Einsatz, die mit einer $30 nm$ dicken, weichmagnetischen Permalloyschicht abgedeckt werden. Am Ort der Tunnelelemente tritt ihr Streufeld zum strominduzierten Magnetfeld der Bahnen hinzu. Eine Vergrößerung um mehr als $100 Oe$ und eine Halbierung der zur Programmierung erforderlichen Wortpulse wird so erzielt.

Der Betrieb einzelner Spinlogikgatter wird schlussendlich mit der Darstellung wechselnder, logischer Funktionen unter Verwendung einer eigens zu diesem Zweck angefertigten Schaltung demonstriert. Die Ansteuerung mit einer Taktfrequenz von $1 MHz$ wird hierbei von einem ASIC übernommen.

Ausblick

Die in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen zur Zellpaarigkeit haben demonstriert, dass mit den Tunnelstrukturen der hier verwendeten TMR-Systeme bislang keine sehr hohe Ausbeute an funktionierenden Spinlogikgattern zu erzielen ist, wenn die Elemente mittels der Elektronenstrahlithografie bis hinab in einen für künftige Anwendungen relevanten Submikrometergrößenbereich ($A < 0.03\mu\text{m}^2$) skaliert werden.

Eine vielversprechende Möglichkeit, dieser Herausforderung zu begegnen, besteht in der Steigerung der TMR-Effektamplitude. Dies kann zum Beispiel durch die Verwendung anderer Elektrodenmaterialien geschehen, die eine höhere Spinpolarisation als die CoFe- und CoFeB-Legierungen besitzen ($P_{\text{CoFe}} = 43\%$ [159] und $P_{\text{CoFeB}} = 51\%$ [186] bei Raumtemperatur). Zu den halbmimetallischen Materialien, denen aufgrund einer Bandlücke auf Fermienergie eine Spinpolarisation $P = 100\%$ zugeschrieben wird, gehören Heusler-Legierungen [248]. Folgerichtig beobachten Schmalhorst *et al.* [249] mit $\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Elementen bei einer Temperatur $T = 20\text{ K}$ eine Effektamplitude von $\text{TMR} = 94.6\%$, was nach dem Jullière-Modell einer effektiven Polarisation der Heusler-Elektrode $P = 65.5\%$ entspricht. Eine weitere Erhöhung wird von einer Verbesserung der strukturellen Qualität dieser Elemente erwartet.

Auch der Austausch des Barrierenmaterials wird zum Erfolg führen, wie neuere Untersuchungen an Tunnelstrukturen mit Magnesiumoxid belegen. Bis zu 355% TMR-Effekt bei Raumtemperatur sind bereits mit CoFeB/MgO/CoFeB-Systemen erreicht worden [250]. Als Ursache für diese enorme Amplitude werden die sehr verschiedenen, von der Spineinstellung abhängigen Dämpfungskonstanten der Elektronenwellenfunktionen im kristallinen MgO (NaCl-Struktur) angeführt [251]. Bedeutend mit Blick auf die industrielle Fertigung ist, dass nicht nur epitaktisch gewachsene [43], sondern auch durch Kathodenzerstäubung hergestellte, polykristalline MgO-Strukturen einen starken Effekt ($\text{TMR} = 220\%$ bei Raumtemperatur [252]) zeigen. Denn die erforderliche Textur der Barrieren- und Elektrodenkristallite kann durch anschließende Auslagerung bei einer Temperatur $T \approx 400^\circ\text{C}$ erzeugt werden.

Die Tatsache, dass mit Magnesiumoxid zudem Barrieren mit geringem Flächenwiderstand in der Größenordnung von $1 \Omega \mu m^2$ machbar sind [250], prädestiniert magnetoresistive MgO-Tunnelstrukturen für den Einsatz in Anwendungen wie dem MRAM und der Spinlogik und wird die technologische Entwicklung derselben vorantreiben.

Die Attraktivität der Spinlogik-Bausteine wird weiter gesteigert, wenn die Flexibilität der Logikgatter, d. h. die Zahl der pro Gatter darstellbaren Funktionen, erhöht wird. Dies kann mit einer programmierbaren Referenzelektrode bewerkstelligt werden. Ist sie durch Exchange Bias gepinnt, so besteht die Krux bei der Auflösung des Dilemmas zwischen magnetischer Stabilität und Programmierbarkeit in der kurzzeitigen Erhitzung des adressierten Elements über die Blocking-Temperatur des Antiferromagneten. Die in dieser Arbeit bereits geleistete Demonstration der Elementerwärmung auf etwa $300^\circ C$ belegt, dass die benötigten Temperaturen durch mikrostrukturierte Leiterbahnen erzeugt werden können. Eine weitere Verfolgung dieses Lösungsansatzes erscheint daher lohnenswert.

Eine Alternative zur programmierbaren und hartmagnetischen Elektrode bietet ein neuartiges Konzept für die Spinlogik, welches ebenfalls auf der Verwendung einer Heusler-Elektrode fußt und an dieser Stelle eingeführt werden soll.* Es entsteht durch Verquickung zweier bereits bekannter Konzepte. So ist wie bei der von Ney *et al.* [140] vorgeschlagenen Logik ein Set-Schritt notwendig, der das Gatter in einen wohldefinierten Ausgangszustand bringt. Ein Vergleich der Widerstände von Eingangs- und Referenzelementen liefert alsdann in Analogie zum Hassoun-Konzept [11] den Wert der logischen Ausgangsvariablen. Zur Darstellung der vier Grundfunktionen AND, OR, NAND und NOR sind allerdings nur noch zwei Tunnelstrukturen erforderlich, was den Flächenbedarf im Vergleich zu den hier charakterisierten Logikgattern halbiert.

Möglich wird dies durch eine Inversion des magnetoresistiven Tunneleffektes, die durch die Biasspannung kontrolliert werden kann und aufgrund einer Besonderheit in der Bandstruktur der Co_2MnSi -Legierung zustande kommt. Denn oberhalb des Gaps besitzt die Zustandsdichte der Minoritätsladungsträger (Spin-down Elektronen) ein ausgeprägtes, lokales Maximum. Bei genügend hoher Energie können Elektronen aus der gegenüberliegenden Elektrode in diese Zustände oberhalb des Gaps tunneln. Die Konsequenz ist eine von der Spannung abhängige Spinpolarisation der energetisch erreichbaren Zustände. Gemäß dem Modell von Jullière lässt sich also mit der Biasspannung das

*Ein Artikel, in dem der zugrunde liegende, physikalische Effekt und das Konzept in geringfügiger Abwandlung für bipolare Biasspannungen erläutert werden, ist zur Veröffentlichung in dem Journal *Applied Physics Letters* eingereicht [147].

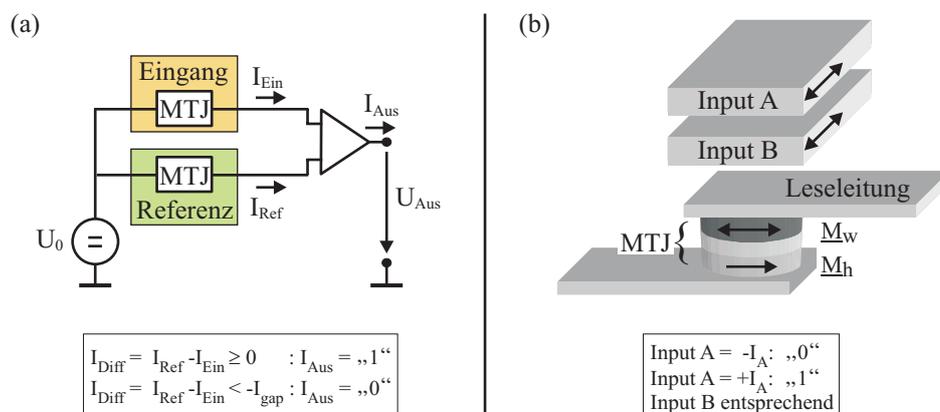


Abbildung 4.12: (a) Schematischer Aufbau der weiter entwickelten Spinlogikschaltung. Die beiden Tunnelstrukturen (MTJs) werden von einer regelbaren Konstantspannungsquelle gespeist. Der logische Output ergibt sich aus der Differenz der Tunnelströme. (b) Zugehöriges, modifiziertes Basisgatter und Input-Definition. Die Pulsamplituden werden so gewählt, dass eine stromdurchflossene Bahn nicht ausreicht, um die weichmagnetische Elektrode (M_w) zu schalten. Weiteres s. Text.

Vorzeichen der TMR-Effektamplitude wählen. An $\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -Strukturen ist diese Inversion für $U_{Bias} < -1.2\text{V}$ schon experimentell verifiziert worden [147].

Anhand der Abbildung 4.12(a) sei der modifizierte Aufbau des flexibler einzusetzenden Spinlogikgatters erläutert. Er besteht im Kern aus nunmehr zwei TMR-Strukturen. Während das Eingangselement den Gatterinput erhält, wird das Referenzelement zur Programmierung der darzustellenden Funktion genutzt. Um den Effekt der TMR-Inversion nutzbar zu machen, werden beide Tunnelzellen von einer regelbaren Konstantspannungsquelle gespeist. Der logische Output liegt zunächst als Differenz I_{Diff} der Tunnelströme I_{Ein} und I_{Ref} vor und muss gemäß der in den Grafiken 4.12(a) und (b) gegebenen Vorschrift durch einen Verstärker in I_{Aus} transformiert werden, um wiederum als Input für eine nachfolgende Gatterstufe dienen zu können.

Auch das Basisgatter erfährt eine Abwandlung (Abb. 4.12(b)). Zwar wird die Ummagnetisierung der programmierbaren TMR-Elektrode wiederum durch Pulse in stromführenden Bahnen hervorgerufen. Diese sind allerdings nun parallel zueinander ausgeführt und können mit positiven sowie negativen Inputströmen $\pm I_A$ und $\pm I_B$ gleicher Amplitude gespeist werden. Jene sind so gewählt, dass die Elektrode nur dann ummagnetisiert werden kann, wenn sich die Magnetfelder beider gleichsinnig durchflossenen Bahnen addieren.

Eine Konsequenz dieses Konzeptes ist, dass für eine synchrone Operation die Inputsignale getaktet zugeführt werden. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei im Weiteren vorausgesetzt, dass die Magnetisierung $\underline{\mathbf{M}}_h$ der Referenzelektrode fest und positiv sei (im Bild nach rechts orientiert). Ferner seien logischer Output und Input wie in den obigen Ansichten 4.12(a) und (b) vereinbart.

Das NAND-Gatter:

Vor der logischen Operation erfolgt zunächst der Set-Schritt. Dabei wird die Biasspannung so eingestellt, dass der TMR-Effekt nicht invertiert ist. Ferner bedeutet dies im Fall des NAND-Gatters, dass beide Tunnelelemente in den Zustand mit antiparalleler Magnetisierungskonfiguration gebracht werden. Ebenfalls ohne Beschränkung der Allgemeinheit seien dazu negative Ströme erforderlich. Es werden also durch das Schaltbahnenpaar des Eingangselementes die Ströme $-I_A$ und $-I_B$ geleitet. Gleiches gilt für die Schaltbahnen des Referenzelementes und der in der Abbildung 4.13(a) gezeigte Ausgangszustand des NAND-Gatters stellt sich ein. Während der weiteren Gatteroperation wird das Referenz-MTJ nicht mehr umprogrammiert.

Zu Beginn ist der Tunnelwiderstand der beiden Strukturen im Rahmen der Zellpaarigkeit identisch, $I_{Diff} \approx 0$ und der logische Output $I_{Aus} = „1“$. Dies ändert sich auch nicht, solange nur durch eine der Schaltbahnen ein positiver Strom fließt. Das heißt, für die logischen Inputs (0|0), (1|0) und (0|1) bleibt der Output unverändert. Nur für den Fall $+I_A = +I_B$, also (1|1) wird $\underline{\mathbf{M}}_w$ umgedreht. I_{Diff} wird kleiner Null und unterschreitet einen Schwellwert $-I_{gap}$. Der Verstärker wandelt das Signal in $I_{Aus} = „0“$ um. Insgesamt ergibt dies die Wahrheitstafel der NAND-Verknüpfung (s. Abb. 4.13(a)).

Das NOR-Gatter:

Der Ausgangszustand für die NOR-Funktion unterscheidet sich von dem der NAND-Funktion nur dadurch, dass das Eingangs-MTJ in den parallelen Magnetisierungszustand überführt wird. Dies kann durch die Berechnung der Wahrheitstafel leicht nachvollzogen werden.

Das AND-Gatter:

Die AND-Verknüpfung geht durch Negation aus der NAND-Funktion hervor. Bei dem an dieser Stelle präsentierten Konzept wird diese Negation durch die Invertierung des TMR-Effektes und einen anderen, magnetischen Ausgangszustand vollzogen. Für Ersteres genügt ein Offset in der Biasspannung, so dass $U_{Bias} < -1.2V$ gilt. Eine bipolare Konstantstromquelle ist nicht erforderlich. Der Vergleich mit dem Referenzelement, welches immer mit derselben Biasspannung wie das Eingangs-MTJ versorgt wird, ist andererseits notwendig, da sich die Elementwiderstände aufgrund der nicht-linearen Tunnelkennlinien mit der Biasspannung verändern.

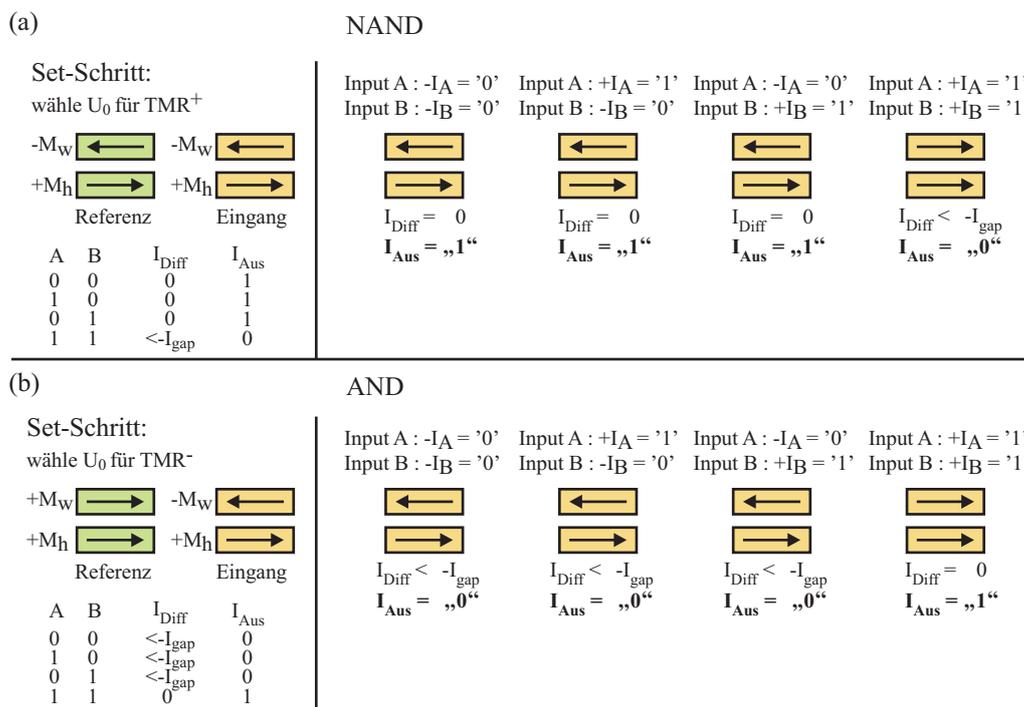


Abbildung 4.13: (a) Die NAND-Verknüpfung: Set-Schritt und logische Operation. (b) Die AND-Verknüpfung: Set-Schritt und logische Operation. Näheres s. Text.

Durch den Set-Schritt ist also der in der Darstellung 4.13(b) skizzierte Anfangszustand einzustellen. Nun ist I_{Diff} immer negativ, der Output folglich immer gleich „0“, es sei denn, der Fall $+I_A = +I_B$ tritt ein. Die Magnetisierung \underline{M}_w des Eingangselementes wechselt das Vorzeichen und das Ausgangssignal wird „1“. Das ist die AND-Funktion.

Das OR-Gatter:

Auch für das OR-Gatter ist die Inversion des TMR-Effektes auszunutzen. Zudem sind beide TMR-Elemente anfangs in den parallelen Magnetisierungszustand zu bringen.

Folgerichtig gelingt die Repräsentation dieser vier Grundfunktionen mit nur einem einzigen Spinlogikgatter. Bislang verhindert jedoch der hohe Flächenwiderstand der Tunnelstrukturen ($AR \approx 10 G\Omega\mu m^2$) und die geringe Effektamplitude ($TMR \approx 4\%$ bei $U_{Bias} = -1.5 V$) die technologische Einführung dieser neuen Logikschaltungen. Wissenschaftliche Mitarbeiter der Forschungsgruppe um G. Reiss haben sich dieser Herausforderung bereits angenommen und streben durch Materialforschung und Modifikation der Schicht-

präparation nach Lösungen.

Das klassische, hier experimentell realisierte wie auch das modifizierte Konzept der Spinlogik haben gemein, dass die weichmagnetische Elektrode mit Hilfe stromdurchflossener Schaltbahnen ummagnetisiert wird. Eine faszinierende Alternative bietet die Injektion eines spinpolarisierten Stroms, durch die ebenso die Magnetisierung eines dünnen Films umgekehrt werden kann. Dieser Effekt ist 1996 von Slonczewski [253] vorhergesagt und experimentell zuerst an Co/Cu/Co-Schichtsystemen nachgewiesen worden [254, 255]. Da zur Magnetisierungskehr bisher eine hohe Stromdichte $j = 10^6 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$ benötigt wird, ist die Beobachtung desselben Effektes an Tunnelstrukturen erst mit der Verwirklichung niederohmiger Barrieren mit einem Flächenwiderstand $AR < 100 \Omega \mu m^2$ im Jahr 2003 geglückt [256]. Gelingt es, die erforderliche Stromdichte zu senken, scheinen insbesondere niederohmige MgO-Elemente vielversprechende Kandidaten für den Einsatz in neuartigen Speicher- und Logikbausteinen zu sein, bei denen auf separate Schaltbahnen verzichtet werden könnte [257].

Bleibt abschließend und zusammenfassend festzuhalten, dass die Ergebnisse dieser Arbeit und die Möglichkeiten, die sich mit einem Wechsel des Barrierenmaterials zu Magnesiumoxid eröffnen, die Einführung der Spinlogik in künftigen Anwendungen als technologisch realisierbar, sehr vorteilhaft und somit wahrscheinlich erscheinen lassen [148].

Literaturverzeichnis

- [1] THOMSON, W.: *On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron.* Proc. Roy. Soc. London, **8**:546, 1857.
- [2] BAIBICH, M. N., 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**(21):2472, 1988.
- [3] BINASCH, G., P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH und W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange.* Phys. Rev. B, **39**(7):4828, 1989.
- [4] JULLIÈRE, M.: *Tunneling between ferromagnetic films.* Phys. Lett., **54** A(3):225, 1975.
- [5] Mannigfaltige Beispiele für Anwendungen magnetoresistiver Sensoren finden sich auf der Internetseite der Fa. SENSITEC GMBH. <http://www.sensitec.de/downloads/assets/systemloesungen.pdf>.
- [6] TSANG, C. H., R. E. FONTANA, JR. T. LIN, D. E. HEIM, B. A. GURNEY und M. L. WILLIAMS: *Design, fabrication, and performance of spin-valve read heads for magnetic recording applications.* IBM J. Res. & Dev., **42**(1):103, 1998.
- [7] SCHOTTER, J., P. B. KAMP, A. BECKER, A. PÜHLER, G. REISS und H. BRÜCKL: *Comparison of a prototype magnetoresistive biosensor to standard fluorescent DNA detection.* Biosensors & Bioelectronics, **19**:1149, 2004.
- [8] GALLAGHER, W. J. und S. S. P. PARKIN: *Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip.* IBM J. Res. & Dev., **50**(1):5, 2006.

- [9] MOTOYOSHI, M. und H. KANO: *Ways of Achieving High-performance MRAMs*. IEEE VLSI-TSA International Symposium on VLSI Technology, Seite 82, 2005.
- [10] DURLAM, M., D. ADDIE, J. AKERMAN, B. BUTCHER, P. BROWN, J. CHAN, M. DEHERRERA, B.N. ENGEL, B. FEIL, G. GRYNKEWICH, J. JANESKY, M. JOHNSON, K. KYLER und ANDERE: *A 0.18 μm 4Mb Toggling MRAM*. Electron Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest. IEEE International 8-10 Dec. 2003, Seite 34.6.1. Motorola Laboratories.
- [11] HASSOUN, M. M., W. C. BLACK, JR., E. K. F. LEE, R. L. GEIGER und A. HURST, JR.: *Field Programmable Logic Gates Using GMR Devices*. IEEE Trans. Magn., **33**(5):3307, 1997.
- [12] SPAIN, R.: *Domain tip propagation logic*. IEEE Trans. Magn., **2**(3):347, 1966.
- [13] HWANG, J.-P., J.-C. WU und F. B. HUMPHREY: *Magnetic Bubble Logic Component Library*. IEEE Trans. Magn., **22**(4):217, 1986.
- [14] COWBURN, R. P. und M.E. WELLAND: *Room Temperature Magnetic Quantum Cellular Automata*. Science, **287**(5457):1466, 2000.
- [15] COWBURN, R. P.: *Magnetic nanodots for device applications*. J. Magn. Magn. Mater., **242-245**:505, 2002.
- [16] PRINZ, G. A.: *Magnetoelectronics*. Science, **282**:1660, 1998.
- [17] SIEMERS, CH. und S. SIEMERS: *Reconfigurable Computing based on Universal Configurable Blocks - A New Approach for Supporting Performance- and Realtime-dominated Applications*. In: *Proceedings of the 5th Australasian Computer Architecture Conference ACAC-2000*, Band **22** der Reihe *Australian Computer Science Communications*, Seite 82. 2000.
- [18] TRIMBERGER, STEPHEN (Herausgeber): *Field-Programmable Gate Array Technology*. Kluwer Academic Publishers, Norwell, Massachusetts, 1994.
- [19] RICHTER, R.: *Logic gates realized with spin dependent tunneling elements*. Doktorarbeit, Universität Bielefeld, 2002.

- [20] RICHTER, R., L. BÄR, J. WECKER und G. REISS: *Nonvolatile field programmable spin-logic for reconfigurable computing*. Appl. Phys. Lett., **80**:1291, 2002.
- [21] SOMMERFELD, A. und H. BETHE. *Handbuch der Physik*, **24**(2):333, 1933. Verlag Julius Springer, Berlin.
- [22] KANE, E. O.: *Basic Concepts of Tunneling*. In: BURSTEIN, E. und S. LUNDQUIST (Herausgeber): *Tunneling Phenomena in Solids*, Kapitel 1, Seite 1. Plenum Press, 1969.
- [23] GIAEVER, I.: *Metal-Insulator-Metal Tunneling*. In: BURSTEIN, E. und S. LUNDQUIST (Herausgeber): *Tunneling Phenomena in Solids*, Kapitel 3, Seite 19. Plenum Press, 1969.
- [24] DUKE, C. B.: *Theory of Metal-Barrier-Metal Tunneling*. In: BURSTEIN, E. und S. LUNDQUIST (Herausgeber): *Tunneling Phenomena in Solids*, Kapitel 4, Seite 31. Plenum Press, 1969.
- [25] CLARK, J. und A. I. BRAGINSKI (Herausgeber): *The SQUID Handbook*. WILEY-VCH, 2004.
- [26] TEDROW, P. M. und R. MESERVEY: *Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel*. Phys. Rev. Lett., **26**(4):192, 1971.
- [27] TEDROW, P. M. und R. MESERVEY: *Spin Polarization of Electrons Tunneling from Films of Fe, Co, Ni and Gd*. Phys. Rev. B, **7**(1):318, 1973.
- [28] ASHCROFT, N. W. und N. D. MERMIN: *Solid State Physics*. Thomson Learning, London, 1976.
- [29] TSYMBAL, E. Y., O. N. MRYASOV und P. R. LECLAIR: *Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions*. J. Phys.: Condens. Matter, **15**:R109, 2003.
- [30] GIDER, S., B.-U. RUNGE, A. C. MARLEY und S. S. P. PARKIN: *The Magnetic Stability of Spin-Dependent Tunneling Devices*. Science, **281**:797, 1998.
- [31] MIYAZAKI, T. und N. TEZUKA: *Giant magnetic tunnel effect in Fe / Al₂O₃ / Fe junction*. J. Magn. Magn. Mater., **139**:L231, 1995.

- [32] MOODERA, J. S., L. R. KINDER, T. M. WONG und R. MESERVEY: *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions*. Phys. Rev. Lett., **74**:3273, 1995.
- [33] DE TERESA, J. M., A. BARTHELEMY, A. FERT, J. P. CONTOUR, R. LYONNET, F. MONTAIGNE, P. SENEOR und A. VAURÈS: *Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃: New Ideas on Spin-Polarized Tunneling*. Phys. Rev. Lett., **82**:4288, 1999.
- [34] MESERVEY, R. und P. M. TEDROW: *Spin-polarized electron tunneling*. Phys. Rep., **238**(4):173, 1994.
- [35] SLONCZEWSKI, J. C.: *Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier*. Phys. Rev. B, **39**(10):6995, 1989.
- [36] KIRTLEY, J.: *The Interaction of Tunneling Electrons with Molecular Vibrations*. In: HANSMA, P. K. (Herausgeber): *Tunneling Spectroscopy - Capabilities, Applications, and New Techniques*, Seite 43. Plenum Press New York, 1982.
- [37] STEARNS, M. B.: *Simple Explanation of Tunneling Spin-Polarization of Fe, Co, Ni and its Alloys*. J. Magn. Magn. Mater., **5**:167, 1977.
- [38] BAGAYOKO, D., A. ZIEGLER und J. CALLAWAY: *Band structure of bcc cobalt*. Phys. Rev. B, **27**(12):7046, 1983.
- [39] WANG, C. S. und J. CALLAWAY: *Energy bands in ferromagnetic nickel*. Phys. Rev. B, **15**(1):298, 1977.
- [40] YUASA, S., T. SATO, E. TAMURA, Y. SUZUKI, H. YAMAMORI, K. ANDO und T. KATAYAMA: *Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: A crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance*. Europhys. Lett., **52**(3):344, 2000.
- [41] CALLAWAY, J. und C. S. WANG: *Energy bands in ferromagnetic iron*. Phys. Rev. B, **16**(5):2095, 1977.
- [42] TSYMBAL, E. Y. und D. G. PETTIFOR: *Modelling of spin-polarized electron tunnelling from 3d ferromagnets*. J. Phys: Condens. Matter, **9**:L411, 1997.
- [43] YUASA, S., T. NAGAHAMA, A. FUKUSHIMA, Y. SUZUKI und K. ANDO: *Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions*. Nat. Mat., **3**:868, 2004.

- [44] LUCIŃSKI, T., S. CZERKAS, H. BRÜCKL und G. REISS: *Growth and properties of Co/Al-O_x/Ni(80)Fe(20) trilayers monitored in-situ during deposition process*. J. Magn. Mater., **222**:327, 2000.
- [45] REISS, G., H. BRÜCKL, J. SCHMALHORST und A. THOMAS: *Stability of Magnetic Tunnel Junctions*. Springer Lecture Notes in Physics, **593**:91, 2002.
- [46] WEISSMANTEL, C. und C. HAMANN: *Grundlagen der Festkörperphysik*. Johann Ambrosius Barth Verlag, 4. Auflage, 1995.
- [47] TSYMBAL, E. Y., A. SOKOLOV, I. F. SABIRIANOV und B. DOUDIN: *Resonant Inversion of Tunneling Magnetoresistance*. Phys. Rev. Lett., **90**(18):186602, 2003.
- [48] JANSEN, R. und J. S. MOODERA: *Influence of barrier impurities on the magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys., **83**(11):6682, 1998.
- [49] HEISENBERG, W.: *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Z. Phys., **49**:619, 1928.
- [50] NOLTING, W.: *Quantentheorie des Magnetismus*, Band 1. Grundlagen, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1986.
- [51] DÖRING, W.: *Mikromagnetismus*. In: FLÜGGE, S. (Herausgeber): *Handbuch der Physik: Ferromagnetismus*, Band 18, Seite 341. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1966.
- [52] HUBERT, A. und R. SCHÄFER: *Magnetic Domains*. Springer-Verlag, Heidelberg, Berlin, 1998.
- [53] GANS, R.: *Ferromagnetische Einkristalle*. Physik. Zeits., **32**(15):924, 1932.
- [54] MORRISH, A. H.: *The Physical Principles Of Magnetism*. IEEE Press classical reissue. IEEE Press, New York, 2001.
- [55] NYE, J. F.: *Physical Properties of Crystals*. Oxford Univ. Press, Oxford, 1957.
- [56] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 3. Auflage, 1999.

- [57] BROWN, W. F.: *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, Band 1 der Reihe *Series Of Monographs On Selected Topics In Solid State Physics*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1962.
- [58] O'HANDLEY, R. C.: *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*. John Wiley & Sons, 1999.
- [59] BROWN, W. F.: *Magnetoelastic Interactions*, Band 9 der Reihe *Springer Tracts in Natural Philosophy*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1966.
- [60] KOCH, R., M. WEBER, K. THÜRMER und K. H. RIEDER: *Magnetoelastic coupling of Fe at high stress investigated by means of epitaxial Fe(001) films*. J. Magn. Magn. Mater., **159**:L11, 1996.
- [61] BLOCH, F.: *Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika*. Z. Phys., **74**:295, 1932.
- [62] NÉEL, L.: *On a new mode of coupling between the magnetizations of two thin ferromagnetic layers*. Comptes Rendus, **255**:1676, 1962.
- [63] ELMERS, H.-J.: *Magnetismus dünner Filme*. In: *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, Band 2. Schriften des Forschungszentrums Jülich, 1999.
- [64] KOOLS, J. C. S., W. KULA, D. MAURI und T. LIN: *Effect of finite magnetic film thickness on Néel coupling in spin valves*. J. Appl. Phys., **85**(8):4466, 1999.
- [65] KOOLS, J. C. S.: *Effect of energetic particle bombardment during sputter deposition on the properties of exchange-biased spin-valve multilayers*. J. Appl. Phys., **77**(7):2993, 1995.
- [66] KYUNG, H., H. S. AHN, C. S. YOON und C. K. KIM: *Effect of microstructure on the magnetoresistive properties of NiFe/Co(CoFe)/Al(Ta)-oxide/Co(CoFe) tunnel junctions*. J. Appl. Phys., **89**(5):2752, 2001.
- [67] TEGEN, S., I. MÖNCH, J. SCHUMANN, H. VINZELBERG und C. M. SCHNEIDER: *Effect of Néel coupling on magnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys., **89**(12):8169, 2001.
- [68] MEIKLEJOHN, W. H. und C. P. BEAN: *New Magnetic Anisotropy*. Phys. Rev., **102**(5):1413, 1956.

- [69] MEIKLEJOHN, W. H. und C. P. BEAN: *New Magnetic Anisotropy*. Phys. Rev., **105**(3):904, 1956.
- [70] LUBORSKY, F. S. *Rev. Electro-Technology*, Seite 107, 1962.
- [71] TAKENOIRI, S., K. ENOMOTO, Y. SAKAI und S. WATANABE: *High exchange bias field and low noise IrMn/CoZrNb layers achieved by rapid thermal annealing for perpendicular recording media*. Magnetics Conference, Digest of Technical Papers. 2002 IEEE International, Seite FQ10.
- [72] CAIN, W. C., D. C. MARKHAM und M. H. KRYDER: *Dual exchange biased NiFe-TbCo unshielded MR heads for high density recording*. IEEE Trans. Magn., **25**(5):3695, 1989.
- [73] KEFFER, F.: *Anisotropy in the Antiferromagnetic MnFe₂*. Phys. Rev., **87**(4):608, 1952.
- [74] YOSIDA, K.: *On the Antiferromagnetism of Single Crystals*. Prog. Theoret. Phys., **6**(5):691, 1951.
- [75] MEIKLEJOHN, W. H.: *Exchange Anisotropy - A Review*. J. Appl. Phys., **33**:1328, 1962.
- [76] NOGUÉS, J. und I. K. SCHULLER: *Exchange Bias*. J. Magn. Magn. Mater., **192**:203, 1999.
- [77] BESCHOTEN, B., A. TILLMANN, J. KELLER, G. GÜNTHERODT, U. NOWAK und K. D. USADEL: *Domain State Model for Exchange Bias: Influence of Structural Defects on Exchange Bias in Co/CoO*. In: KRAMER, B. (Herausgeber): *Adv. in Solid State Phys.*, Band **42**, Seite 419. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
- [78] MORAN, T. J., J. M. GALLEGRO und I. K. SCHULLER: *Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces*. J. Appl. Phys., **78**(3):1887, 1995.
- [79] ZAAG, P. J. VAN DER, A. R. BALL, L. F. FEINER und R. M. WOLF: *Exchange biasing in MBE grown Fe₃O₄/CoO bilayers: The antiferromagnetic layer thickness dependence*. J. Appl. Phys., **79**(8):5103, 1996.
- [80] NOGUÉS, J., T. J. MORAN, D. LEDERMAN, I. K. SCHULLER und K. V. RAO: *Role of interfacial structure on exchange-biased FeF₂-Fe*. Phys. Rev. B, **59**(10):6984, 1999.

- [81] UYAMA, H., Y. OTANI und K. FUKAMICHI: *Effect of antiferromagnetic grain size on exchange-coupling field of $Cr_{70}Al_{30}/Fe_{19}Ni_{81}$ bilayers*. Appl. Phys. Lett., **71**(9):1258, 1997.
- [82] WONG, B. Y., C. MITSUMATA, S. PRAKASH, D. E. LAUGHLIN und T. KOBAYASHI: *Structural origin of magnetic biased field in $NiMn/NiFe$ exchange coupled films*. J. Appl. Phys., **79**(10):7896, 1996.
- [83] OHL DAG, H., A. SCHOLL, F. NOLTING, E. ARENHOLZ, S. MAAT, A. T. YOUNG, M. CAREY und J. STÖHR: *Correlation between Exchange Bias and Pinned Interfacial Spins*. Phys. Rev. Lett., **91**(1):017203, 2003.
- [84] YELON, A.: *Interactions in multilayer magnetic films*. In: *Physics of Thin Films*, Band **6**, Seite 205. Academic Press, New York, 1971.
- [85] GRÜNBERG, P., R. SCHREIBER, Y. PANG, M. B. BRODSKY und H. SOWERS: *Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers*. Phys. Rev. Lett., **57**(19):2442, 1986.
- [86] GRÜNBERG, P.: *Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit*. In: *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, Band **2**. Schriften des Forschungszentrums Jülich, 1999.
- [87] STILES, M. D.: *Interlayer exchange coupling*. J. Magn. Magn. Mater., **200**:322, 1999.
- [88] PARKIN, S. S. P., N. MORE und K. P. ROCHE: *Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru , Co/Cr , and Fe/Cr* . Phys. Rev. Lett., **64**:2304, 1990.
- [89] DEMOKRITOV, S. O.: *Biquadratic interlayer coupling in layered magnetic systems*. J. Phys. D: Appl. Phys., **31**:925, 1998.
- [90] SLONCZEWSKI, J. C.: *Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers*. Phys. Rev. Lett., **67**:3172, 1991.
- [91] SEUL, M. und R. WOLFE: *Evolution of disorder in magnetic stripe domains. II. Hairpins and labyrinth patterns versus branches and comb patterns formed by growing minority component*. Phys. Rev. A, **46**(12):7534, 1992.

- [92] LIEBMANN, M., A. SCHWARZ, U. KAISER und R. WIESENDANGER: *Magnetization reversal of structurally disordered manganite thin film with perpendicular anisotropy*. Phys. Rev. B, **71**:104431, 2005.
- [93] STONER, E. C. und E. P. WOHLFARTH: *A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*. Trans. Roy. Soc. A, **240**(826):599, 1948.
- [94] KOOP, H.: *Untersuchung des Einflusses der geometrischen Form auf das Schaltverhalten magnetischer Tunnелеlemente im sub- μm Grössenbereich*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2004.
- [95] SCHMIDT, H. und R. J. RAM: *Coherent magnetization reversal of nanoparticles with crystal and shape anisotropy*. J. Appl. Phys., **89**(1):507, 2001.
- [96] SCHMIDT, H.: *Magnetization reversal by coherent rotation in single-domain magnets with arbitrary anisotropy*. J. Appl. Phys., **93**(4):2107, 2003.
- [97] MEYNERS, D.: *Domänenuntersuchungen an nanostrukturierten magnetischen Tunnелеlementen*. Diplomarbeit, Universität Bielefeld, 2001.
- [98] KUBOTA, H., G. REISS, H. BRÜCKL, W. SCHEPPER, J. WECKER und G. GIERES: *Magnetoresistance and Dipole Shift of Ultrasmall Magnetic Tunnel Junctions Characterized by Conducting Atomic Force Microscopy*. Jpn. J. Appl. Phys., **41**, **2**(2B):L 180, 2002.
- [99] KUBOTA, H., Y. ANDO, T. MIYAZAKI, G. REISS, H. BRÜCKL, W. SCHEPPER, J. WECKER und G. GIERES: *Size dependence of switching field of magnetic tunnel junctions down to 50 nm scale*. J. Appl. Phys., **94**:2028, 2003.
- [100] KOOP, H., H. BRÜCKL, D. MEYNERS und G. REISS: *Shape dependence of the magnetization reversal in sub- μm magnetic tunnel junctions*. J. Magn. Magn. Mater., **272-276**:e1475, 2004.
- [101] MEYNERS, D., K. ROTT, H. BRÜCKL, G. REISS und J. WECKER: *Sub-Micron-Sized Magnetic Tunnel Junctions in Field Programmable Logic Gate Arrays*. J. Appl. Phys., **99**:023907, 2006.
- [102] ANGUELOUCH, A., B. D. SCHRAG, G. XIAO, Y. LU, P. L. TROUILLOUD, R. A. WANNER, W. J. GALLAGHER und S. S. P. PARKIN: *Two-dimensional magnetic switching of micron-size films in magnetic tunnel junctions*. Appl. Phys. Lett., **76**(5):622, 2000.

- [103] MEYNNERS, D., H. BRÜCKL und G. REISS: *Influence of boundary roughness on the magnetization reversal in submicron sized magnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys., **93**(5):2676, 2003.
- [104] LU, Y., P. L. TROUILLOUD, D. W. ABRAHAM, R. KOCH, J. SCLONCZEWSKI, S. BROWN, J. BUCCHIGNANO, E. O'SULLIVAN, R. A. WANNER, W. J. GALLAGHER und S. S. P. PARKIN: *Observation of magnetic switching in submicron magnetic-tunnel junctions at low frequency*. J. Appl. Phys., **85**(8):5267, 1999.
- [105] WEISS, P.: *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*. J. de Phys. Rad., **6**:661, 1907.
- [106] KNELLER, ECKART: *Ferromagnetismus*. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962.
- [107] KITTEL, C.: *Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films and Small Particles*. Phys. Rev., **70**(11):965, 1946.
- [108] LIOU, S. H., R. F. SABIRYANOV, S. S. JASWAL, J. C. WU und Y. D. YAO: *Magnetic domain patterns of rectangular and elliptic arrays of small permalloy elements*. J. Magn. Magn. Mater., **226-230**:1270, 2001.
- [109] ZHU, X.: *Magnetic Force Microscopy Studies of Submicron and Nanoscale Magnet Arrays*. Doktorarbeit, Department of Physics, McGill University, Montréal, Canada, 2002.
- [110] SHI, J., T. ZHU, M. DURLAM, E. CHEN, S. TEHRANI, Y. F. ZHENG und J.-G. ZHU: *End domain states and magnetization reversal in submicron magnetic structures*. IEEE Trans. Magn., **34**(4):997, 1998.
- [111] LANDAU, L. D. und E. LIFSHITZ: *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Z. Sowjetunion, **8**:153, 1935.
- [112] CRAIK, D.J. und R. S. TEBBLE: *Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains*, Band 4 der Reihe *Series Of Monographs On Selected Topics In Solid State Physics*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- [113] NÉEL, L.: *Énergie des parois de Bloch dans les couches minces*. C. R. Acad. Sci. Paris, **241**:533, 1955.

- [114] PORTIER, X. und A. K. PETFORD-LONG: *The formation of 360° domain walls in magnetic tunnel junction elements*. Appl. Phys. Lett., **76**(6):754, 2000.
- [115] THOMAS, L., M. G. SAMANT und S. S. P. PARKIN: *Domain-Wall Induced Coupling between Ferromagnetic Layers*. Phys. Rev. Lett., **84**(8):1816, 2000.
- [116] BROWN, W. F.: *Criterion for Uniform Micromagnetization*. Phys. Rev., **105**(5):1479, 1957.
- [117] RAVE, W., K. FABIAN und A. HUBERT: *Magnetic states of small cubic particles with uniaxial anisotropy*. J. Magn. Magn. Mater., **190**:332, 1998.
- [118] M. E. SCHABES, H. N. BERTRAM: *Magnetization processes in ferromagnetic cubes*. J. Appl. Phys., **64**:1347, 1988.
- [119] BOHR, N. Doktorarbeit, Copenhagen, 1911. unveröffentlicht.
- [120] LEEUWEN, J. H. VAN. *J. Phys. (Paris)*, **2**:361, 1921.
- [121] BROWN, W. F.: *Micromagnetics*, Band **8**. Interscience Publ., New York, 1963.
- [122] DONAHUE, M. J., D. G. PORTER und D. P. O'LEARY: *Objekt Oriented Micromagnetic Framework, User's Guide*. Version 1.1b0, 2000.
- [123] <http://math.nist.gov/oommf/software.html>.
- [124] WECKER, J. und J. BANGERT: *Nichtflüchtige Datenspeicherung mit magnetischen Tunnelementen: Das Magnetic Random Access Memory*. In: *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, Band **2**. Schriften des Forschungszentrums Jülich, 1999.
- [125] JOHNSON, M.: *Hybrid Ferromagnet-Semiconductor Device for Memory and Logic*. IEEE Trans. Magn., **36**(5):2758, 2000.
- [126] MOCHIZUKI, A., H. KIMURA, M. IBUKI und T. HANYU: *TMR-based Logic-in-Memory Circuit for Low-Power VLSI*. IEICE Trans. Fundamentals, **E88-A**(6):1408, 2005.
- [127] GERRITS, TH., H. A. M. VAN DEN BERG, J. HOHLFELD, L. BÄR und TH. RASING: *Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping*. Nature, **418**:509, 2002.

- [128] DEHON, A. und J. WAWRZYNEK: *Reconfigurable Computing: What, Why, and Implications for Design Automation*. In: *Proceedings of the 36th Design Automation Conference*, Seite 610. IEEE Conference Proceedings, 1999.
- [129] SIEMERS, CH. und D. P. F. MÖLLER: *Der >S<puter: Ein dynamisch rekonfigurierbares Mikroarchitekturmodell zur Erreichung des maximalen Instruktionsparallelitätsgrades*. In: *Vortragsband der 14. ITG/GI-Fachtagung Architektur von Rechensystemen ARCS '97*, Seite 133. VDE Verlag, Berlin und Offenbach, Sept. 1997.
- [130] KIM, H. J. und W. H. MANGIONE-SMITH: *Factoring Large Numbers with Programmable Hardware*. ACM/SIGDA International Symposium on FPGAs, Seite 41, 2000.
- [131] RENCHER, M. und B. L. HUTCHINGS: *Automated Target Recognition on Splash 2*. IEEE Symposium on Field-Programmable Custom Computing Machines, Seite 28, 1997.
- [132] HUANG, W.-J., N. SAXENA und E. J. MCCLUSKEY: *A Reliable LZ Data Compressor on Reconfigurable Coprocessors*. IEEE Symposium on Field-Programmable Custom Computing Machines, Seite 249, 2000.
- [133] W. C. BLACK, JR. und B. DAS: *Programmable logic using giant-magnetoresistance and spin-dependent tunneling devices*. J. Appl. Phys., **87**(9):6674, 2000.
- [134] TIETZE, U. und CH. SCHENK: *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 12. Auflage, 2002.
- [135] BOOLE, G.: *An Investigation of the Laws of Thought, on Which are Founded the Mathematical Theories of Logic and Probabilities*. Walton and Maberley, London, 1854.
- [136] SHANNON, C. E.: *A symbolic analysis of relay and switching circuits*. Masterarbeit, Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Electrical Engineering, 1940.
- [137] URBANSKI, K. und R. WOITOWITZ: *Digitaltechnik*. BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1993.
- [138] HENTSCHKE, S.: *Grundzüge der Digitaltechnik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1988.

- [139] SHEN, J.: *Logic Devices and Circuits Based on Giant Magnetoresistance*. IEEE Trans. Magn., **33**(6):4492, 1997.
- [140] NEY, A., C. PAMPUCH, R. KOCH und K. H. PLOOG: *Programmable computing with a single magnetoresistive element*. Nature, **425**:485, 2003.
- [141] NEY, A. und J. S. HARRIS, JR.: *Reconfigurable magnetologic computing using the spin flop switching of a magnetic random access memory cell*. Appl. Phys. Lett., **86**:013502, 2005.
- [142] WORLEDGE, D. C.: *Spin flop switching for magnetic random access memory*. Appl. Phys. Lett., **84**(22):4559, 2004. IBM/Infineon Technologies.
- [143] WORLEDGE, D. C.: *Magnetic phase diagram of two identical coupled nanomagnets*. Appl. Phys. Lett., **84**(15):2847, 2004. IBM/Infineon Technologies.
- [144] JOHNSON, M.: *Magneto-electronic memories last and last*. IEEE Spectrum, **37**(2):33, 2000.
- [145] MCCARTNEY, M. R., R. E. DUNIN-BORKOWSKI, M. R. SCHEINFELD, D. J. SMITH, S. GIDER und S. S. P. PARKIN: *Origin of Magnetization Decay in Spin-Dependent Tunnel Junctions*. Science, **286**:1337, 1999.
- [146] SCHMALHORST, J., H. BRÜCKL, G. REISS, R. KINDER, G. GIERES und J. WECKER: *Switching stability of magnetic tunnel junctions with an artificial antiferromagnet*. Appl. Phys. Lett., **77**(21):3456, 2000.
- [147] THOMAS, A., D. MEYNER, D. EBKE, N.-N. LIU, M. D. SACHER, J. SCHMALHORST, G. REISS, H. EBERT und A. HÜTTEN: *Inverted spin polarization of Heusler alloys for new spintronic devices*. Appl. Phys. Lett. zur Veröffentlichung eingereicht.
- [148] REISS, G. und D. MEYNER: *Reliability of field programmable magnetic logic gate arrays*. Appl. Phys. Lett., **88**:043505, 2006.
- [149] ENGEL, B. N., N. D. RIZZO, J. JANESKY, J. M. SLAUGHTER, R. DAVE, M. DEHERRERA, M. DURLAM und S. TEHRANI: *The Science and Technology of Magnetoresistive Tunneling Memory*. IEEE Trans. Nanotech., **1**(1):32, 2002.

- [150] HUGHES, B.: *Magnetoresistive Random Access Memory (MRAM) and Reliability*. IEEE 42nd Annual International Reliability Physics Symposium, Phoenix, Seite 194, 2004.
- [151] SU, C.-L., R.-F. HUANG, C.-W. WU, C.-C. HUNG, M.-J. KAO, Y.-J. CHANG und W.-C. WU: *MRAM defect analysis and fault modeling*. IEEE Proc. International Test Conference, Seite 124, 2004.
- [152] KIM, K. und G.-H. KOH: *Future Memory Technology including Emerging New Memories*. IEEE Proc. 24th International Conference on Microelectronics, Niš, Serbia and Montenegro, 1:377, 2004.
- [153] RIZZO, N. D., M. DEHERRERA, J. JANESKY, B. ENGEL, J. SLAUGHTER und S. TEHRANI: *Thermally activated magnetization reversal in submicron magnetic tunnel junctions for magnetoresistive random access memory*. Appl. Phys. Lett., **80**(13):2335, 2002.
- [154] ARRHENIUS, S. *Z. Phys. Chem.*, **4**:226, 1889. in: Selected Readings in Chemical Kinetics, hrsg. von M. H. Back und K. J. Laidler, Pergamon, Oxford 1967.
- [155] NÉEL, L. *Ann. Geophys. (C. N. R. S.)*, **5**:99, 1949.
- [156] BEECH, R. S., J. A. ANDERSON, A. V. POHM und J. M. DAUGHTON: *Curie point written magnetoresistive memory*. J. Appl. Phys., **87**(9):6403, 2000.
- [157] NOLTING, W.: *Statistische Physik*, Band **6** der Reihe *Grundkurs Theoretische Physik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 4. Auflage, 2002.
- [158] BAMBERG, G. und F. BAUR: *Statistik*. Internationale Standardlehrbücher der Wirtschafts- und Sozialwissenschaften. Oldenbourg, München, Wien, 1998.
- [159] THOMAS, A.: *Preparation and characterisation of magnetic single and double barrier junctions*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2003.
- [160] BOEVE, H., E. GIRGIS, J. SCHELTEN, J. DE BOECK und G. BORGHS: *Strongly reduced bias dependence in spin-tunnel junctions obtained by ultraviolet light assisted oxidation*. Appl. Phys. Lett., **76**(8):1048, 2000.

- [161] RICHTER, R., H. BOEVE, L. BÄR, J. BANGERT, U. K. KLOSTERMANN, J. WECKER und G. REISS: *Field programmable spin-logic based on magnetic tunnelling elements*. J. Magn. Magn. Mater., **240**:127, 2002.
- [162] OHRING, M.: *Materials Science of Thin Films, Deposition and Structure*. Academic Press, San Diego u.a., 2. Auflage, 2002.
- [163] MCCORD, M. A. und M. J. ROOKS: *Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication*, Band 1. SPIE Optical Engineering Press, 1997.
- [164] JUSTUS, M.: *Magnetische Tunnelemente mit Pulsplasma-oxidierten Barrieren und Elektroden aus Kobalt-Chrom Legierungen*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2003.
- [165] SCHMALHORST, J.: *Magnetische, thermische und dielektrische Stabilität von magnetischen Tunnelementen*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2001.
- [166] CRYSTEC GMBH, Köpenicker Str. 325, D-12555 Berlin. www.CrysTec.de.
- [167] LEYBOLD VAKUUM DRESDEN GMBH, Zur Wetterwarte 50, Haus 304, D-01109 Dresden. www.leybold-dresden.de.
- [168] HÜTTINGER ELEKTRONIK GMBH & CO. KG, Elsässer Str. 8, D-79110 Freiburg. www.huettinger-electronics.com.
- [169] ROTH & RAU AG, Gewerbering 3, OT Wüstenbrand, 09337 Hohenstein-Ernstthal. www.roth-rau.de.
- [170] BRINKMAN, W. F., R. C. DYNES und J. M. ROWELL: *Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers*. J. Appl. Phys., **41**(5):1915, 1970.
- [171] THOMAS, A., H. BRÜCKL, M. D. SACHER, J. SCHMALHORST und G. REISS: *Aluminum oxidation by a remote electron cyclotron resonance plasma in magnetic tunnel junctions*. J. Vac. Sci. Technol., **B 21**(5):2120, 2003.
- [172] SOUSA, R. C., J. J. SUN, V. SOARES und P. P. FREITAS: *Large tunneling magnetoresistance enhancement by thermal anneal*. Appl. Phys. Lett., **73**(22):3288, 1998.

- [173] TEHRANI, S., J. M. SLAUGHTER, E. CHEN, M. DURLAM, J. SHI und M. DEHERRERA: *Progress and Outlook for MRAM Technology*. IEEE Trans. Magn., **35**(5):2814, 1999.
- [174] KERR, J.: *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*. Phil. Mag., **3**:321, 1877.
- [175] VOLLMER, R.: *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*. In: *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, Band **2**. Schriften des Forschungszentrums Jülich, 1999.
- [176] SUDFELD, D.: *Aufbau eines Messplatzes für magnetfeldabhängige Messungen der Magnetisierung und des Magnetowiderstands dünner Schichten*. Examensarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2000.
- [177] CHAPMAN, B. N.: *Thin-film adhesion*. J. Vac. Sci. Technol., **11**:106, 1974.
- [178] FUKE, H. N., K. SAITO, Y. KAMIGUCHI, H. IWASAKI und M. SAHASHI: *Spin-valve giant magnetoresistive films with antiferromagnetic Ir-Mn layers*. J. Appl. Phys., **81**:4004, 1997.
- [179] IWASAKI, H., A. T. SAITO, A. TSUTAI und M. SAHASHI: *Excellent reliability of CoFe-IrMn spin valves*. IEEE Trans. Magn., **33**:2875, 1997.
- [180] KIKUCHI, H., M. SATO und K. KOBAYASHI: *Effect of CoFe composition of the spin-valvelike ferromagnetic tunnel junction*. J. Appl. Phys., **87**(9):6055, 2000.
- [181] THOMAS, A. persönliche Mitteilung.
- [182] MAISSEL, L. und R. GLANG (Herausgeber): *Handbook of Thin Film Technology*. McGraw-Hill Book Company, New York u.a., 1970.
- [183] REVITZ, M. und P. A. TOTTA. *Electrochem. Soc. Ext. Abstr.*, **72**:631, 1972.
- [184] GUPTA, D. und R. ROSENBERG: *Effect of a Solute Addition on Low-Temperature Self-Diffusion Processes in Au*. Thin Solid Films, **25**(1):171, 1975.

- [185] DIMOPOULOS, T., G. GIERES, J. WECKER, N. WIESE und M. D. SACHER: *Thermal annealing of junctions with amorphous and polycrystalline ferromagnetic electrodes*. J. Appl. Phys., **96**(11):6382, 2004.
- [186] WANG, D., C. NORDMAN, J. M. DAUGHTON, Z. QIAN und J. FINK: *70% TMR at Room Temperature for SDT Sandwich Junctions With CoFeB as Free and Reference Layers*. IEEE Trans. Magn., **40**(4):2269, 2004.
- [187] KANO, H., K. BESSHO, Y. HIGO, K. OHBA, M. HASHIMOTO, T. MIZUGUCHI und M. HOSOMI: *MRAM with improved Magnetic Tunnel Junction Material*. In: *Intermag Europe 2002 Digest of Technical Papers*, Proceedings of the 2002 IEEE International Magnetic Conference, Amsterdam, Netherlands, Seite BB 04, 2002.
- [188] ALLRESIST GMBH, Am Biotop 14, D-15344 Strausberg. www.allresist.de.
- [189] SIGMA-ALDRICH CHEMIE GMBH, Riedstrasse 2, D-89555 Steinheim. www.sigmaaldrich.com.
- [190] RAITH GMBH, Hauert 18, D-44227 Dortmund. www.raith.com.
- [191] LEO ELECTRON MICROSCOPY LTD, 511 Coldhams Lane, Cambridge, CB1 3JS, Cambridgeshire, United Kingdom. www.leo-em.co.uk.
- [192] HAWKES, P. und E. KASPER: *Principles of Electron Optics, 2*. Academic Press, 1989.
- [193] ROTT, K. persönliche Mitteilung.
- [194] RISHTON, S. A. und D. P. KERN: *Point exposure distribution measurements for proximity correction in electron beam lithography on a sub-100 nm scale*. J. Va. Sci. Technol., **B 5**(1):135, 1987.
- [195] REICHMANIS, E. und A. E. NOVEMBRE: *Lithographic resist materials chemistry*. In: LAUDISE, R. A., E. SNITZER, R. A. HUGGINS, J. A. GIORDMAINE und JR. J. B. WACHTMANN (Herausgeber): *Annual Review of Materials Science*, Band **23**. Inc. Palo Alto, CA, 1993.
- [196] THOMPSON, L. F.: *Resist Processing*. In: THOMPSON, L. F., C. G. WILSON und M. J. BOWDEN (Herausgeber): *Introduction to Microlithography, Second Edition*. American Chemical Society, Washington DC, 1994.

- [197] HATZAKIS, M.: *Recent developments in electron-resist evaluation techniques*. J. Vac. Sci. Technol., **12**(6):1276, 1975.
- [198] KYSER, D. F. und N. S. VISWANATHAN: *Monte Carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography*. J. Vac. Sci. Technol., **12**(6):1305, 1975.
- [199] CHANG, T. H. P.: *Proximity effect in electron-beam lithography*. J. Vac. Sci. Technol., **12**(6):1271, 1975.
- [200] GLÖERSEN, P. G.: *Ion-beam etching*. J. Vac. Sci. Technol., **12**(1):28, 1975.
- [201] MELLIAR-SMITH, C. M.: *Ion etching for pattern delineation*. J. Vac. Sci. Technol., **13**(5):1008, 1976.
- [202] MELLIAR-SMITH, C. M. und C. J. MOGAB: *Plasma-Assisted Etching Techniques for Pattern Delineation*. In: VOSSEN, J. L. und W. KERN (Herausgeber): *Thin Film Processes*. Academic Press, New York u.a., 1978.
- [203] STUART, R. V. und G. K. WEHNER: *Sputtering Yields at Very Low Bombarding Ion Energies*. J. Appl. Phys., **33**(7):2345, 1962.
- [204] MILLER, A. C. und A. W. CZANDERNA: *Redeposition of sputtered species during ion etching of Cu, Ag, and Au*. J. Vac. Sci. Technol., **12**(5):1086, 1975.
- [205] DURLAM, M., P. NAJI, A. OMAIR, M. DEHERRERA, J. CALDER, J. M. SLAUGHTER, B. ENGEL, N. RIZZO, G. GRYNKEWICH, B. BUTCHER, C. TRACY, K. SMITH, K. KYLER, J. REN, J. MOLLA, B. FEIL, R. WILLIAMS und S. TEHERANI: *A low power 1Mbit MRAM based on 1T1MTJ bit cell integrated with Copper Interconnects*. 2002 Symposium on VLSI Circuits Digest of Technical Papers, Seiten 158–161, 2002.
- [206] BLACK, J. R.: *Electromigration - A Brief Survey and Some Recent Results*. IEEE Trans. Electron Devices, **ED-16**(4):338, 1969.
- [207] KÖTTER, T.: *Gefügeeinfluss auf das Elektromigrationsverhalten von Kupferleiterbahnen für höchstintegrierte Schaltungen*. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, 2002.
- [208] TIPLER, P. A.: *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg u.a., 1994.

- [209] KLEINEBERG, U., A. BRECHLING, M. SUNDERMANN und U. HEINZMANN: *STM Lithography in an Organic Self-Assembled Monolayer*. Advanced Functional Materials, **11**(3):208, 2001.
- [210] MACDOWELL, A. A., J. E. BJORKHOLM, J. BOKOR, L. EICHNER, R. R. FREEMAN, J. Z. PASTALAN, L. H. SZETO, D. M. TENNANT, O. R. WOOD II, T. E. JEWELL, W. M. MANSFIELD, W. K. WASKIEWICZ, D. L. WHITE und D. L. WINDT: *Reduction imaging with soft x rays for projection lithography*. Rev. Sci. Instr., **63**(1):737, 1992.
- [211] ROTT, K., D. MEYNER, H. BRÜCKL und G. REISS: *Level of uniformity of magnetic tunnel junctions under lithographic aspects*. 69. Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin, 2005.
- [212] PASCUAL, J. I., J. MÉNDEZ, J. GÓMEZ-HERRERO, A. M. BARÓ und N. GARCÍA: *Quantum Contact in Gold Nanostructures by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett., **71**(12):1852, 1993.
- [213] ONO, T., Y. OOKA und H. MIYAJIMA: *$2e^2/h$ to e^2/h switching of quantum conductance associated with a change in nanoscale ferromagnetic domain structure*. Appl. Phys. Lett., **75**(11):1622, 1999.
- [214] REIMER, L. und G. PFEFFERKORN: *Raster-Elektronenmikroskopie*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1973.
- [215] MEMMERT, U., A. N. MÜLLER und U. HARTMANN: *Probes for magnetic force microscopy imaging of soft magnetic samples*. Meas. Sci. Technol., **11**:1342, 2000.
- [216] DEAK, J. G. und R. H. KOCH: *The effect of edge roughness on magnetization reversal in micron-sized permalloy thin films*. J. Magn. Magn. Mater., **213**:25, 2000.
- [217] POKHIL, T., D. SONG und J. NOWAK: *Spin vortex state and hysteretic properties of submicron size NiFe elements*. J. Appl. Phys., **87**(9):6319, 2000.
- [218] SHI, J. und S. TEHRANI: *Geometry dependence of magnetization vortices in patterned submicron NiFe elements*. Appl. Phys. Lett., **76**(18):2588, 2000.
- [219] Modell 572 A, hergst. von HYBOND INC, 330 State Place, Escondido, CA 92029 U.S.A. www.hybond.com.

- [220] THOMAS, A.: *Tunnelmagnetowiderstand in Co/Al₂O₃/Co/Al₂O₃/Co Doppelbarrieren*. Diplomarbeit, Universität Bielefeld, 2000.
- [221] ROTT, K.: *persönliche Mitteilung*.
- [222] BRÜCKL, H., J. SCHMALHORST, H. BOEVE, G. GIERES und J. WECKER: *Comparison of hard magnetic electrodes for magneto-electronics by magnetic force microscopy*. J. Appl. Phys., **91**(10):7029, 2002.
- [223] HOFFMANN, H.: *Quantitative Calculation of the Magnetic Ripple of Uniaxial Thin Permalloy Films*. J. Appl. Phys., **35**(6):1790, 1964.
- [224] ADACHI, K., D. BONNENBERG und M. B. STEARNS: *Magnetische Eigenschaften von Metallen*, Band **19** der Reihe *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik / Landolt-Börnstein, Gruppe III: Kristall- und Festkörperphysik*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1986.
- [225] WIESE, N.: *persönliche Mitteilung*.
- [226] SACHER, M.: *persönliche Mitteilung*.
- [227] GÜNTHERODT, G. und U. RÜDIGER: *Magnetische Festkörper: Ein Überblick*. In: *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, Band **2**. Schriften des Forschungszentrums Jülich, 1999.
- [228] CHANG, H.: *Fields external to open-structure magnetic devices represented by ellipsoid or spheroid*. Br. J. Appl. Phys., **12**(4):160, 1961.
- [229] SHI, J., S. TEHRANI, T. ZHU, Y. F. ZHENG und J.-G. ZHU: *Magnetization vortices and anomalous switching in patterned NiFeCo sub-micron arrays*. Appl. Phys. Lett., **74**(17):2525, 1999.
- [230] SHI, J., T. ZHU, S. TEHRANI, Y.F. ZHENG und J.-G. ZHU: *Switching anomaly and magnetization vortices of 200 Å thick NiFeCo elements in one-micron patterned arrays*. J. Magn. Magn. Mater., **198**:251, 1999.
- [231] KOH, G. H., H. J. KIM, W. C. JEONG, J. H. OH, J. H. PARK, S. Y. LEE, G. T. JEONG, I. J. HWANG, T. W. KIM, J. E. LEE, H. J. KIM, S. O. PARK, U. I. JEONG, H. S. JEONG und K. KIM: *Fabrication of high performance 64 kb MRAM*. J. Magn. Magn. Mater., **272-276**:1941–1942, 2004.

- [232] COMPUTER BOARDS INC, 125 High Street # 6, Mansfield, MA, 02048, U.S.A. www.computerboards.com.
- [233] BORNEMEIER, J.: *Magnetoresistive elements in combination with Schottky-barriers on GaAs*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2005.
- [234] LECROY SA, 4, Rue Moise Marcinhes, Case postale 341, 1217 Meyrin 1, Geneva. www.lecroy.ch.
- [235] BOZORTH, R. M.: *Ferromagnetism*. IEEE Press, New York, 1951.
- [236] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 18. Auflage, 2004.
- [237] DURHAM MAGNETO OPTICS LTD, Blacket Physics Laboratory, Imperial College London, Prince Consort Road, London SW7 2BW, UK. www.durhammagnetooptics.com.
- [238] COWBURN, R. P., D. A. ALLWOOD, G. XIONG und M. D. COOKE: *Domain wall injection and propagation in planar Permalloy nanowires*. J. Appl. Phys., **91**(10):6949, 2002.
- [239] LENG, QU., H. HAN, M. MAO, C. HINER und F. RYAN: *Magnetic dead layers in NiFe/Ta and NiFe/Si/diamond-like carbon films*. J. Appl. Phys., **87**(9):6621, 2000.
- [240] DURLAM, M., P. J. NAJI, A. OMAIR, M. DEHERRERA, J. CALDER, J. M. SLAUGHTER, B. N. ENGEL, N. D. RIZZO, G. GRYNKEWICH, B. BUTCHER, C. TRACY, K. SMITH, K. W. KYLER, J. J. REN, J. A. MOLLA, W. A. FEIL, R. G. WILLIAMS und S. TEHERANI: *A 1-Mbit MRAM Based on 1T1MTJ Bit Cell Integrated With Copper Interconnects*. IEEE J. Solid-State Circuits, **38**(5):769, 2003.
- [241] KISHI, T., T. UEDA, H. AIKAWA, T. KAJIYAMA, K. SHIMURA, Y. FUKUZUMI, Y. SHIMIZU, Y. ASAO, H. YODA und S. TAHARA: *Effect of novel yoke wire in low-power MRAM applications*. J. Magn. Magn. Mater., **272-276**:1939, 2004.
- [242] ENGEL, B. N., R. W. DAVE J. ÅKERMAN, B BUTCHER, M. DEHERRERA, M. DURLAM, G. GRYNKEWICH, J. JANESKY, S. V. PIETAMBARAM, N. D. RIZZO, J. M. SLAUGHTER, K. SMITH, J. J. SUN und S. TEHRANI: *A 4-Mb Toggle MRAM Based on a Novel Bit and Switching Method*. IEEE Trans. Magn., **41**(5):132, 2005.

- [243] BEAN, C. P.: *Hysteresis Loops of Mixtures of Ferromagnetic Micropowders*. J. Appl. Phys., **26**(11):1381, 1955.
- [244] NÉEL, L.: *Influence des fluctuations thermiques sur l'aimantation de grains ferromagnétiques très fins*. Compt. rend., Acad. Sci. Paris, **228**:664, 1949.
- [245] SUDFELD, D.: *Hochauflösende Mikrostrukturanalyse von magnetischen $(Fe_{1-x}Co_x)_{1-y}Pt_y$ -Nanopartikeln*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 2005.
- [246] STAPPERT, S.: *FePt-Nanopartikel aus der Gasphase: Herstellung, Struktur und Magnetismus*. Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2003.
- [247] ROTT, K. persönliche Mitteilung.
- [248] DE GROOT, R. A. und F. M. MUELLER: *New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets*. Phys. Rev. Lett., **50**(25):2024, 1983.
- [249] SCHMALHORST, J., S. KÄMMERER, G. REISS und A. HÜTTEN: *Inelastic electron tunneling spectroscopy and bias voltage dependence of magnetic tunnel junctions with polycrystalline Co_2MnSi electrode*. Appl. Phys. Lett., **86**:052501, 2005.
- [250] IKEDA, S., J. HAYAKAWA, Y. M. LEE, R. SASAKI, T. MEGURO, F. MATSUKURA und H. OHNO: *Dependence of Tunnel Magnetoresistance in MgO Based Magnetic Tunnel Junctions on Ar Pressure during MgO Sputtering*. Jpn. J. Appl. Phys., **44**(48):L 1442, 2005.
- [251] BUTLER, W. H., X.-G. ZHANG und T. C. SCHULTHESS: *Spin-dependent tunneling conductance of $Fe|MgO|Fe$ sandwiches*. Phys. Rev. B, **63**:054416, 2001.
- [252] PARKIN, S. S. P., C. KAISER, A. PANCHULA, P. M. RICE, B. HUGHES, M. SAMANT und S.-H. YANG: *Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers*. Nat. Mat., **3**:862, 2004.
- [253] SLONCZEWSKI, J. C.: *Current-driven excitation of magnetic multilayers*. J. Magn. Magn. Mater., **159**:L1, 1996.
- [254] TSOI, M., A. G. M. JANSEN, J. BASS, W.-C. CHIANG, M. SECK, V. TSOI und P. WYDER: *Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current*. Phys. Rev. Lett., **80**(19):4281, 1998.

- [255] MYERS, E. B., D. C. RALPH, J. A. KATINE, R. N. LOUIE und R. A. BUHRMAN: *Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices*. Science, **285**:867, 1999.
- [256] LIU, Y., Z. ZHANG, P. P. FREITAS und J. L. MARTINS: *Current-induced magnetization switching in magnetic tunnel junctions*. Appl. Phys. Lett., **82**(17):2871, 2003.
- [257] DIAO, Z., D. APALKOV, M. PAKALA, Y. DING, A. PANCHULA und Y. HUAI: *Spin transfer switching and spin polarization in magnetic tunnel junctions with MgO and AlO_x barriers*. Appl. Phys. Lett., **87**:232502, 2005.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen herzlich bedanken, die mit ihrer Hilfestellung zur Entstehung der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt meinen Betreuern PD Dr. HUBERT BRÜCKL und Prof. Dr. GÜNTER REISS, die mit ihrem Einsatz für die finanzielle Unterstützung sorgten, die mir im Rahmen des Projektes *Magnetoresistive Logik* (Fördernr. 13N827) durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung und später im Zuge des *MAGLOG*-Projektes (ProjektNr. 510993) durch die Europäische Union gewährt wurde. Obendrein sind sie mir durch ihren Ideenreichtum und ihre ausgeprägte Bereitschaft zur Diskussion ausgezeichnete Förderer gewesen.

Ebenso möchte ich PD Dr. ANDREAS HÜTTEN, Dr. JAN SCHMALHORST, Dr. ANDY THOMAS und Dr. WILLI SCHEPPER meinen Dank bezeugen, da sie durch ihre aufgeschlossene und wissenschaftlich kompetente Art ein äußerst fruchtbares Arbeitsklima geschaffen haben. ANDY danke ich zudem für die Einführung in den Programmcode spezieller Messstände, für ausführliche Diskussionen und die Revision dieser Arbeit.

Sehr dankbar bin ich Dr. KARSTEN ROTT für die umfassende Einarbeitung in die Techniken der Elektronenstrahlolithografie, zumal er großen Anteil an der Entwicklung des hier vorgestellten Strukturierungsprozesses hat.

Bei meinen Kollegen Dr. JAN BORNEMEIER, NILS WIESE, MARC SACHER und DIRK BRINKMANN bedanke ich mich für die hervorragende Unterstützung im Labor. Bemerken möchte ich auch die Hilfsbereitschaft von Dr. MAIK JUSTUS und Dr. MICHAEL SCHILLING, deren Computer-Kenntnisse ich mir häufig zunutze machen durfte.

Auch Dr. HANS KOOP und Dr. RALF RICHTER, von deren Dissertationen meine Arbeit profitiert hat, bin ich zu Dank verpflichtet.

Die Kooperation wurde auf Seiten der *Siemens AG Corporate Technology* von Dr. JOACHIM WECKER getragen, weshalb ich ihm besonderen Dank zolle. Des Weiteren bedanke ich mich bei Dr. JOACHIM BANGERT und abermals Nils Wiese für die gute Zusammenarbeit. Für die Präparation eines TMR-Schichtsystems bedanke ich mich ausdrücklich bei Dr. GÜNTER GIERES und Dr. MANFRED RÜHRIG.

Auch ein Dankeschön an die gesamte D2-Mission, an Dr. THOMAS KAPS, BERNHARD KIEFER, Dr. DANIELA SUDFELD sowie an alle ehemaligen Mitarbeiter für die tolle Arbeitsatmosphäre soll hier nicht fehlen.

Herzlichst danke ich meinen Eltern für ihren fürsorglichen Rückhalt, den sie mir Zeit meines Lebens bieten.

Der größte Dank aber gebührt meiner liebsten Frau MAIKE, die mich in ihrer liebevollen Weise unermüdlich unterstützte und eigentlich die schwerste Last an dieser Arbeit zu tragen hatte, mich.