

Ursprung, Entwicklung und Zukunft der Spintronik (Nobel-Vortrag)**

Albert Fert*

Stichwörter:

Halbleiter · Magnetische Eigenschaften · Nobel-Aufsatz · Riesenmagnetwiderstand · Spintronik

Aus dem Inhalt

1. Überblick	6042
2. Von der spinabhängigen Leitung in Ferromagneten zum Riesenmagnetwiderstand	6043
3. Das goldene Zeitalter des Riesenmagnetwiderstands	6045
4. Physik des CPP-GMR und der Spinakkumulation	6046
5. Magnetische Tunnelkontakte und Tunnelmagnetwiderstand (TMR)	6047
6. Magnetisches Schalten und Mikrowellenerzeugung durch Spintransfer	6049
7. Halbleiterspintronik und molekulare Spintronik	6051
8. Schlussbemerkungen	6052

1. Überblick

Elektronen haben eine Ladung und einen Spin, und bis vor nicht sehr langer Zeit war es üblich, beide getrennt voneinander zu betrachten. In der konventionellen Elektronik werden mithilfe elektrischer Felder Ladungen manipuliert, während die Spins keine Rolle spielen. Andere klassische Technologien (z.B. Magnetaufzeichnungsverfahren) nutzen den Elektronenspin, allerdings nur in seiner makroskopischen Erscheinungsform, d.h. der Magnetisierung eines Ferromagneten. Diese Situation begann sich 1988 zu ändern, als die Entdeckung^[1,2] des Riesenmagnetwiderstands (GMR; giant magneto-resistance) in magnetischen Multischichten die Möglichkeit einer wirkungsvollen Steuerung der Elektronenbewegung durch Einwirkung auf den Elektronenspin über die Orientierung einer Magnetisierung eröffnete. Dies löste die Entwicklung eines neuen Forschungs- und Technologiefeldes aus, das wir heute als Spintronik kennen und das in seinen Anwendungen den Einfluss des Spins auf die Beweglichkeit der Elektronen in ferromagnetischen Materialien nutzt. Tatsächlich habe ich den Einfluss des Spins auf die Elektronenbeweglichkeit in ferromagnetischen Metallen, wie er erstmals von Mott vorgeschlagen wurde,^[3] in meiner Dis-

sertation mehr als zehn Jahre vor der Entdeckung im Jahr 1988 experimentell aufgezeigt und theoretisch beschrieben. Die Entdeckung des GMR war der erste Schritt hin zu einer Technologie, die es ermöglichte, diesen Einfluss zur Steuerung elektrischer Ströme zu nutzen. Die Anwendung des GMR in Festplattenleseköpfen trug in großem Maße zum raschen Anstieg der Speicherkapazitäten von Fest-



[*] Prof. A. Fert

Unité Mixte de Physique CNRS/Thales
91767 Palaiseau (Frankreich)
und
Université Paris-Sud
91405 Orsay (Frankreich)
Fax: (+ 33) 1-6933-0740
E-Mail: albert.fert@thalesgroup.com

[**] Copyright© The Nobel Foundation 2007. Wir danken der Nobel-Stiftung, Stockholm, für die Genehmigung zum Abdruck einer deutschen Fassung des Vortrages.

platten bei und führte zur Verbreitung der Festplattentechnologie in elektronischen Geräten. Die sich anschließende Entwicklung der Spintronik deckte viele andere Phänomene auf, die mit der Steuerung und Manipulation von Spinströmen zusammenhängen. Das Forschungsfeld wächst weiterhin beträchtlich und brachte in jüngerer Zeit vielversprechende neue Richtungen wie Spintransfer, Halbleiterspintronik, molekulare Spintronik oder Einelektronen-Spintronik hervor.

2. Von der spinabhängigen Leitung in Ferromagneten zum Riesenmagnetwiderstand

Die Entdeckung des GMR und das Gebiet der Spintronik haben ihre Wurzeln in Studien zum Einfluss des Spins auf die elektrische Leitung in ferromagnetischen Metallen.^[3–5] Die Abhängigkeit der elektrischen Leitung vom Spin lässt sich anhand der typischen Bandstruktur eines ferromagnetischen Metalls verstehen (Abbildung 1 a). Die Aufspaltung zwischen

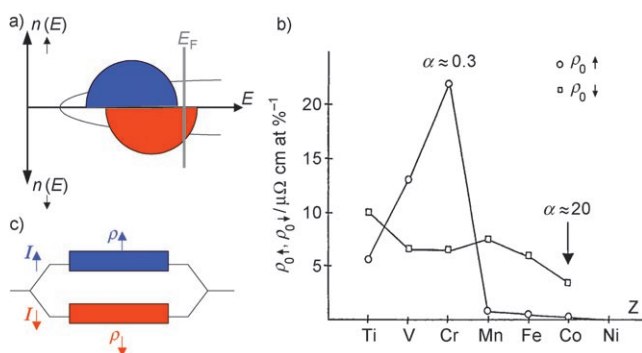


Abbildung 1. Grundlagen der Spintronik. a) Bandstruktur eines ferromagnetischen Metalls mit der Spinaufspaltung des Energiebandes. $n(E)$ = Ladungsträgerdichte bei der Energie E ; E_F = Fermi-Energie. b) Widerstände der Spin-up- und Spin-down-Leitungskanäle von Nickelmetall, dotiert mit unterschiedlichen Metallen (1%) (Messungen bei 4.2 K).^[4] Das Verhältnis α zwischen den Widerständen $\rho_{0\downarrow}$ und $\rho_{0\uparrow}$ der Spin-up- und Spin-down-Kanäle kann Werte bis zu 20 annehmen (Co-Dotierung) oder auch kleiner als eins sein (Cr- oder V-Dotierung). c) Spinabhängige Stromleitung in unabhängigen Spin-up- und Spin-down-Kanälen unter der Annahme vernachlässigbarer Spinmischung ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$ in der in Lit. [4] benutzten Schreibweise).

den Energien der Majoritäts- und Minoritätsspinrichtungen (Spin „nach oben“ und „nach unten“ in der üblichen Schreibweise) führt dazu, dass die Elektronen am Fermi-Niveau, die Träger des elektrischen Stroms sind, in den gegenläufigen Spinrichtungen unterschiedliche Zustände einnehmen und unterschiedliche Leitungseigenschaften haben. Die spinabhängige elektrische Leitung wurde 1936 durch Mott vorgeschlagen,^[3] der damit einige Merkmale des Widerstands ferromagnetischer Metalle bei der Curie-Temperatur zu erklären vermochte. Davon abgesehen war das Gebiet im Jahr 1966, als ich meine Doktorarbeit begann, nahezu unerforscht. Mein Doktorvater, Ian Campbell, stellte mir das Thema, Experimente zur spinabhängigen elektrischen Leitung in Ni- und Fe-Legierungen durchzuführen,

sodass ich in die glückliche Lage kam, mit meinen Studien ganz am Anfang eines neuen Gebiets zu stehen. Ich konnte bestätigen, dass die Beweglichkeit der Elektronen spinabhängig war; insbesondere wies ich nach, dass die Widerstände der beiden Kanäle sehr unterschiedlich sein konnten, wenn die Legierungen mit Metallen dotiert waren, die einen stark spinabhängigen Streuquerschnitt zeigten.^[4] Als Beispiel sind in Abbildung 1 b die Widerstände des Spin-up- und Spin-down-Kanals (Majoritäts- bzw. Minoritätsspin) von Nickel mit einem Gehalt von 1 % an verschiedenen Metallen gezeigt. Das Verhältnis α zwischen Spin-down- und Spin-up-Widerstand kann bis zu 20 betragen (für Co) oder auch kleiner als eins sein (für Cr und V). Die Werte sind im Einklang mit den theoretischen Modellen, die Jacques Friedel für die Elektronenstrukturen dieser Metalle entwickelt hat. Die Zweistromleitung wurde von anderen Arbeitsgruppen rasch bestätigt und z. B. von Loegel und Gautier^[5] in Straßburg auch für Co-Legierungen belegt.

In meiner Dissertation arbeitete ich das so genannte Zweistrommodell aus,^[4] um die Leitung in ferromagnetischen Metallen zu beschreiben. Dieses Modell beruht auf einem Schema von Spin-up- und Spin-down-Strömen, die durch Spinmischung, d. h. durch Impulsaustausch, gekoppelt sind. Die Spinmischung resultiert aus einer Spin-Flip-Streuung, die hauptsächlich aus einer Elektron-Magnon-Streuung besteht, die mit steigender Temperatur zunimmt und bei Raumtemperatur die Spin-up- und Spin-down-Ströme in den meisten ferromagnetischen Metallen teilweise ausgleicht. Das Zweistrommodell ist die Grundlage der modernen Spintronik, allerdings basiert die Interpretation von Spintronikphänomenen allgemein auf einem vereinfachten Modell, das die Spinmischung vernachlässigt und annimmt, dass die Leitung durch zwei unabhängige parallele Kanäle erfolgt (Abbildung 1 c). Es könnte hilfreich sein, die Interpretation vieler kürzlich publizierter Experimente noch einmal unter Berücksichtigung der Spinmischung zu untersuchen (zu beachten ist hierbei, dass der Mechanismus der Spinmischung nicht mit der Relaxation der Spinakkumulation durch andere Arten von Spin-Flips^[6] verwechselt werden sollte).

Tatsächlich haben einige der in meiner Dissertation beschriebenen Experimente mit doppelt dotierten Metallen^[4] die Entdeckung des GMR vorweggenommen. Betrachten wir z. B. Co/Rh-dotiertes Nickelmetall (siehe Abbildung 2): Die Co-Zentren bewirken eine starke Streuung der Elektronen im Spin-down-Kanal, während die Rhodiumzentren eine starke Streuung der Elektronen im Spin-up-Kanal bewirken. In der ternären Legierung Ni(Co+Rh), die ich hier Typ #1 nenne, werden die Elektronen also in beiden Kanälen stark gestreut – entweder durch Co oder durch Rh –, sodass der Widerstand stark erhöht wird. Ganz andere Verhältnisse liegen vor, wenn die Dotierungen die Elektronen im gleichen Kanal streuen und den zweiten Kanal offen lassen; ein Beispiel hierfür ist die Legierung Ni(Co+Au) (Typ #2). Die Konzept des GMR besteht nun darin, die Dotierungen A und B der ternären Legierung durch Schichten A und B in einer Multischicht zu ersetzen, wobei die antiparallele magnetische Konfiguration der Schichten A und B einer Legierung vom Typ #1 und die parallele Konfiguration dem Typ #2 entspricht. Dies eröffnet die Möglichkeit, zwischen Zuständen hoher und

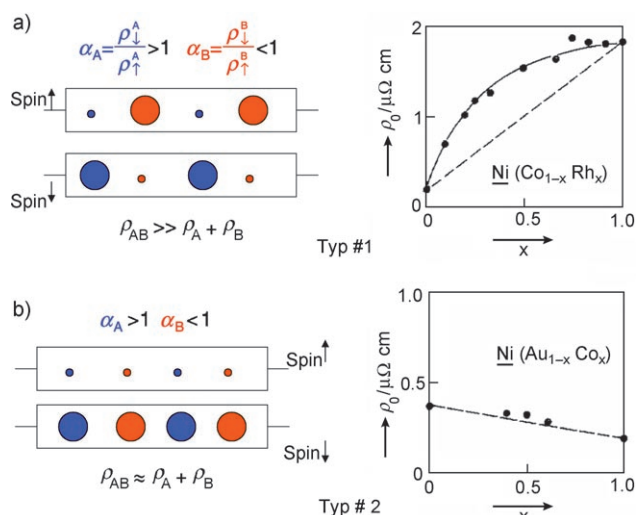


Abbildung 2. Experimente mit ternären Legierungen auf der Grundlage des GMR-Konzepts.^[4] a) Schema der spinabhängigen Leitung in Legierungen, die mit Metallen gegensätzlicher Spinasymmetrien dotiert sind ($\alpha_A = \rho_{A\downarrow}/\rho_{A\uparrow} > 1$, $\alpha_B = \rho_{B\downarrow}/\rho_{B\uparrow} < 1$, $\rho_{AB} \gg \rho_A + \rho_B$), und experimentelle Ergebnisse für $\text{Ni}(\text{Co}_{1-x}\text{Rh}_x)$ -Legierungen. b) Gleiche Darstellung für Legierungen, die mit Metallen gleicher Spinasymmetrien dotiert sind ($\alpha_A = \rho_{A\downarrow}/\rho_{A\uparrow} > 1$, $\alpha_B = \rho_{B\downarrow}/\rho_{B\uparrow} > 1$, $\rho_{AB} \approx \rho_A + \rho_B$), und experimentelle Ergebnisse für $\text{Ni}(\text{Au}_{1-x}\text{Co}_x)$ -Legierungen. Beim Riesenmagnetwiderstand sind die Dotierungen A und B durch Multischichten ersetzt. Die Situation in (a) und (b) entspricht dann der antiparallelen bzw. parallelen magnetischen Konfiguration benachbarter magnetischer Schichten.

niedriger Widerstände zu schalten, indem man einfach die relative Orientierung der Magnetisierungen der Schichten A und B von antiparallel zu parallel ändert. Allerdings sagen die Transportgleichungen aus, dass Elektronen die relative Orientierung der Schichten A und B nur wahrnehmen, wenn der Abstand zwischen den Schichten kleiner ist als die mittlere freie Weglänge der Elektronen; in der Praxis sind dies einige nm. Leider war es in den 70er Jahren technisch nicht möglich, Multischichten mit nur wenige nm dünnen Einzelschichten zu erzeugen. Ich legte einige meiner Ideen auf Eis, und zwischen Anfang der 70er Jahre bis 1985 arbeitete ich mit meinem Team am Laboratorium für Festkörperphysik der Universität Paris-Sud an anderen Themen, wie dem anomalen Hall-Effekt, dem Spin-Hall-Effekt oder dem Magnetismus von Spingläsern und amorphen Materialien.

Mitte der 80er Jahre wurde es mit der Entwicklung von Techniken wie der Molekularstrahlepitaxie (MBE) möglich, Multischichten bestehend aus sehr dünnen Einzelschichten herzustellen. Ich konnte nun Überlegungen anstellen, meine Experimente mit ternären Legierungen auf Multischichten auszudehnen. Hinzu kam, dass 1986 die eleganten Brillouin-Streuexperimente von Peter Grünberg und Mitarbeitern erschienen,^[7] welche die Existenz von antiferromagnetischen Austauschkopplungen in Fe/Cr-Multischichten aufdeckten. Bei Fe/Cr-Multischichtsystemen schien die Möglichkeit zu bestehen, die relative Orientierung der Magnetisierung in benachbarten magnetischen Schichten durch Anlegen eines Magnetfeldes von antiparallel nach parallel zu schalten. In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Alain Friederich bei der Firma Thomson-CSF begann ich mit der Herstellung

und Untersuchung von Fe/Cr-Multischichten. Der MBE-Experte bei Thomson-CSF war Patrick Etienne; ebenfalls am Projekt beteiligt waren drei meiner Doktoranden, zuerst Frédéric Nguyen Van Dau, dann Agnès Barthélémy und Frédéric Petroff. Die Forschungen führten 1988 zur Entdeckung^[1] sehr großer Magnetwiderstände, die wir als GMR bezeichneten (Abbildung 3a). Effekte der gleichen Art in Fe/Cr/Fe-Dreifachschichten wurden praktisch zur gleichen Zeit

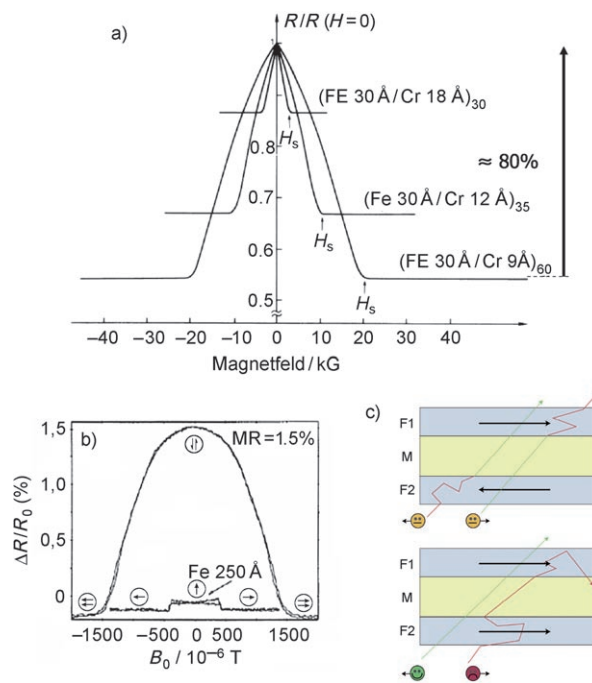


Abbildung 3. Erste Beobachtungen des Riesenmagnetwiderstands. a) Fe/Cr(001)-Multischichten.^[1] Das Magnetwiderstandsverhältnis $[\text{MR} = 100(R_{\text{ap}} - R_p)/R_p]$ der Fe(3 nm)/Cr(0.9 nm)-Multischicht beträgt $\text{MR} = 85\%$. R = Widerstand, H = Magnetfeld. b) Ergebnis für Fe/Cr/Fe-Dreifachschichten.^[2] c) Mechanismus des GMR. In der parallelen magnetischen Konfiguration (unten) können die Elektronen einer der beiden Spinkanäle relativ leicht durch alle magnetischen Schichten fließen. Ein Kurzschluss durch diesen Kanal führt zu einem kleinen Widerstand. In der antiparallelen Konfiguration (oben) werden die Elektronen beider Spinkanäle in jeder zweiten magnetischen Schicht abgebremst, sodass ein hoher Widerstand entsteht (aus Lit. [18]).

von Peter Grünberg in Jülich entdeckt (Abbildung 3b).^[2] Die Interpretation des GMR, dargestellt in Abbildung 3c, ist analog wie bei den oben beschriebenen ternären Legierungen. Das erste klassische Modell des GMR wurde 1989 durch Camley und Barnas veröffentlicht,^[8] das erste Quantenmodell stellte ich zusammen mit Levy und Zhang 1991 vor.^[9]

Ich werde oft gefragt, ob ich derart große MR-Effekte erwartet hatte. Meine Antwort ist ja und nein: Einerseits konnte aus meinen früheren Ergebnissen über ternäre Legierungen auf einen sehr großen Magnetwiderstand extrapoliert werden, andererseits war zu befürchten, dass die unvermeidlichen Strukturdefekte der Multischichten (z.B. Grenzflächenrauigkeit) spinunabhängige Streuungen verursachen, die die spinabhängige Streuung im Inneren der magnetischen Schichten nivellieren. Das große Glück war letztlich, dass die von der Grenzflächenrauigkeit verursachte

Streuung ebenfalls spinabhängig ist und sich zur Bulk-Streuung addiert (die Beiträge von Bulk- und Grenzflächenstreuung können in CPP-GMR-Experimenten einzeln bestimmt werden).

3. Das goldene Zeitalter des Riesenmagnetwiderstands

Unsere Arbeiten, in denen wir über die Entdeckung des GMR berichteten, zogen schnell die Aufmerksamkeit der Fachwelt auf sich, sowohl aus grundlegendem Interesse, aber auch wegen der vielen Anwendungsmöglichkeiten, die in Aussicht standen. Die Studien über magnetische Multischichten und den GMR entwickelten sich zu einem erst-rangigen Forschungsthema. Unserer Arbeitsgruppe, inzwischen verstärkt mit Agnès Barthélémy und Frédéric Petroff, wie auch den anderen, damals noch wenigen Teams, die sich mit dem Thema beschäftigten, bot sich ein weites, unbearbeitetes Forschungsfeld mit vielen faszinierenden Überraschungen. Auf experimenteller Seite wurden 1990 zwei wichtige Ergebnisse veröffentlicht. Parkin et al.^[10] wiesen das Auftreten eines GMR in Multischichten nach, die durch die einfachere und schnellere Sputtering-Technik hergestellt worden waren (Fe/Cr, Co/Ru und Co/Cr). Die Autoren fanden, dass das Oszillationsverhalten des GMR, das durch den oszillierenden Austausch zwischen den Schichten hervorgerufen wird, eine Funktion der Dicke der nichtmagnetischen Schichten ist. Ebenfalls 1990 entdeckten Shinjo und Yamamoto^[11] sowie Dupas et al.^[12] dass GMR-Effekte auch in Multischichten auftreten können, die zwar keine antiferromagnetische Kopplung zwischen den Schichten aufweisen, dafür aber aus magnetischen Schichten unterschiedlicher Koerzivität aufgebaut sind. Ein weiteres wichtiges Ergebnis, über das 1991 berichtet wurde, war die Beobachtung großer und oszillierender GMR-Effekte in Co/Cu, das in der Folge das archetypische GMR-System wurde (Abbildung 4a). Die ersten Befunde^[13] wurden in meiner Arbeitsgruppe an der Michigan State University durch meinen Doktoranden Dante Mosca an durch Sputtering hergestellten Multischichten und zur etwa gleichen Zeit in der Gruppe um Stuart Parkin bei IBM erhalten.^[14] Ebenfalls 1991 berichteten Dieny et al.^[15] über die erste Beobachtung des GMR in Spinventilen. Hierbei handelt es sich um

dreischichtige Strukturen, basierend auf einem Konzept von Peter Grünberg,^[16] in denen die Magnetisierung einer der beiden magnetischen Schichten durch Kopplung mit einer antiferromagnetischen Schicht gesperrt und die Magnetisierung der zweiten Schicht freigegeben ist. Die Magnetisierung der freien Schicht kann durch sehr kleine Magnetfelder umgekehrt werden; die meisten der heutigen Anwendungen beruhen auf diesem Konzept.

Andere Entwicklungen, die Anfang der 70er Jahre im Bereich magnetischer Mehrschichten und des GMR-Effekts erzielt wurden, werden im Nobel-Vortrag von Peter Grünberg beschrieben. Insbesondere werden dort die vielfältigen Bauelemente vorgestellt, die auf dem GMR von Spinventilstrukturen beruhen.^[17,18] 1997 ersetzten GMR-Sensoren auf der Basis von Spinventilen die AMR-Sensoren (AMR: anisotroper Magnetwiderstand), die bis dahin in Festplattenleseköpfen (Abbildung 5) gebräuchlich waren. Die Einführung der GMR-Technik, die ein empfindliches und skalierbares Leseverfahren bot, hat zu einer Steigerung der Aufzeichnungsdichten von Festplatten um mehr als zwei Gr o enordnungen geführt (von ca. 1 auf ca. 600 Gbit inch⁻² im Jahr 2007). Diese Steigerung ermöglichte bis dahin unerreichte Laufwerkskapazit ten (bis 1 Terabyte) für Videoaufzeichnungen und die Konstruktion kleinerer Festplatten (bis .85 inch Durchmesser) für mobile Anwendungen, etwa in ultraleichten Laptops oder tragbaren Multimediaspielern.

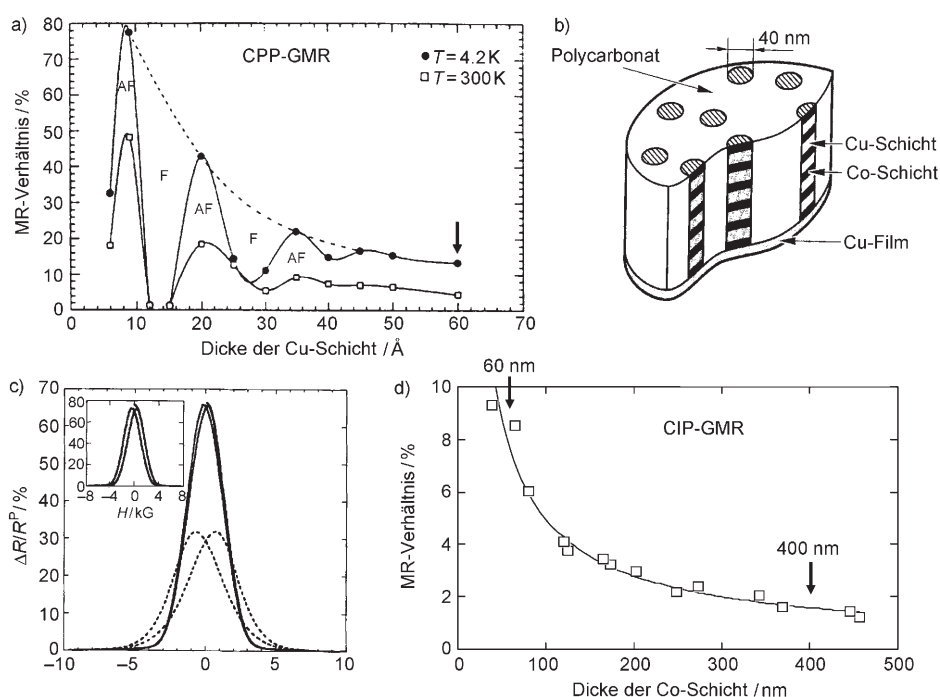


Abbildung 4. a) Änderung des GMR-Verhältnisses in Co/Cu-Multischichten in der konventionellen CIP-Geometrie (current in plane; Stromfluss parallel zur Schichtebene) als Funktion der Dicke der Cu-Schichten.^[13] Die Skalierungsl nge der Oszillation ist die mittlere freie Weglänge (kurz). b) Struktur von Multischichtnanodr hten, die in CPP-GMR-Messungen eingesetzt wurden. c) CPP-GMR-Kurven (CPP: current perpendicular to the plane; Stromfluss senkrecht zur Schichtebene) für Multischichtnanodr hte aus Permalloy (12 nm)/Kupfer (4 nm) (durchgezogene Kurven) und Cobalt (10 nm)/Kupfer (5 nm) (gepunktete Kurven).^[21] d) Änderung des CPP-GMR-Verhältnisses von Co/Cu-Mehrschichtnanodr hten als Funktion der Dicke der Co-Schichten.^[21] Die Skalierungsl nge der Veränderung ist die Spindiffusionslänge (lang).

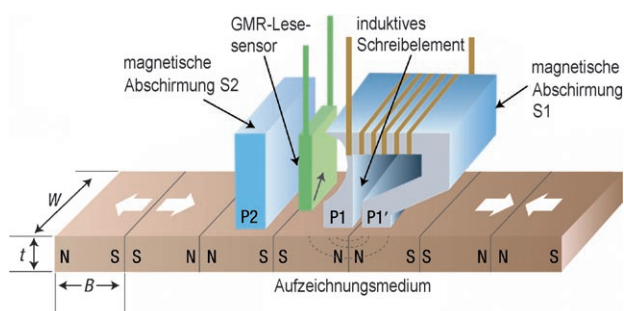


Abbildung 5. GMR-Kopf für Festplatten. Wiedergabe nach Chappert et al.^[18] W = Spurbreite, t = Dicke des magnetischen Films, B = Bitlänge.

GMR-Sensoren werden auch in vielen anderen Arten von Anwendungen genutzt, vor allem in der Automobilindustrie und der Biomedizintechnik.^[19]

4. Physik des CPP-GMR und der Spinakkumulation

Während der ersten Jahre der GMR-Forschungen war es üblich, Experimente in der CIP-Geometrie auszuführen, d. h. bei Stromfluss entlang der Schichtebenen („current in plane“). Erst 1993 begann man, auch mit Stromflüssen senkrecht zu den Schichtebenen zu experimentieren („current perpendicular to the plane“; CPP). Die ersten Versuche stammten von Bass, Pratt und Shroeder an der Michigan State University,^[20] die eine magnetische Multischicht in einer Sandwichstruktur zwischen zwei supraleitenden Elektroden anbrachten, und, ein paar Jahre später, von meiner Arbeitsgruppe (in Zusammenarbeit mit Luc Piroux von der Universität Louvain) durch Elektroabscheidung einer Multischicht in die Poren einer Polycarbonatmembran (Abbildungen 4b–d).^[21] In der CPP-Geometrie ist der GMR auf jeden Fall größer als in der CIP-Geometrie (es ist wahrscheinlich, dass der CPP-GMR in einer künftigen Generation von Festplattenleseköpfen genutzt wird), und er ist dann auch in Multischichten mit verhältnismäßig dicken Schichten von bis zu mehreren μm existent (Abbildungen 4 c,d).^[21] In einer theoretischen Studie, die ich zusammen mit Thierry Valet veröffentlichte,^[22] konnte ich aufzeigen, dass Spinakkumulationseffekte, die in der CIP-Geometrie auftreten, dazu führen, dass die Längenskala des Spintransports durch die (lange) Spindiffusionslänge und nicht, wie in der CIP-Geometrie, durch die mittlere freie Weglänge bestimmt wird. Tatsächlich waren es CPP-GMR-Studien, in denen die Spinakkumulationseffekte aufgedeckt wurden, die für die Propagation spinpolarisierter Ströme durch eine Abfolge von magnetischen und nichtmagnetischen Materialien maßgeblich sind und die eine wichtige Rolle für die aktuellen Entwicklungen in der Spintronik spielen. Der Diffusionsstrom, der durch die Akkumulation von Spins an der Grenzfläche zwischen magnetischen und nichtmagnetischen Materialien induziert wird, erzeugt spinpolarisierte Ströme in großer Entfernung von der Grenzfläche; diese treten weit jenseits der ballistischen Reichweite auf (d. h. weit jenseits der mittleren freien Weglänge), bei Entfernungen, die der Spindiffusionslänge (SDL) entsprechen. In Kohlenstoffmolekülen beispielsweise

beträgt die Spindiffusionslänge einige μm und mehr, sodass stark spinpolarisierte Ströme durch lange Kohlenstoffnanoröhren transportiert werden können (näheres im Abschnitt über molekulare Spintronik).

Die Physik der Spinakkumulation wird in Abbildung 6 erklärt. Eine Spinakkumulation tritt auf, wenn ein Elektronenfluss die Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen und einem nichtmagnetischen Material durchquert. In weiter Entfernung von der Grenzfläche auf der magnetischen Seite ist der Strom in einem der Spinkanäle größer (Spin-up in Abbildung 6) als im anderen Kanal, während er auf der anderen Seite, ebenfalls in weiter Entfernung von der Grenzfläche, gleichmäßig auf beide Kanäle verteilt ist. Bei der in Abbildung 6 gezeigten Stromrichtung und Spinpolarisation kommt es zur Akkumulation der Spin-up-Elektronen (und zur Abreicherung der Spin-down-Elektronen aus Gründen der Ladungsneutralität) in der Umgebung der Grenzfläche, oder, anders ausgedrückt, zu einer Aufspaltung der Fermi-Energien (chemischen Potentialen) der Spin-up- und Spin-down-Elektronen. Die Spinakkumulation diffundiert von der Grenzfläche in beide Richtungen bis zur der Spindiffusionslänge entsprechenden Entfernung. Die aus dem Gleichgewicht gelenkte Verteilung erzeugt außerdem Spin-Flips; wenn die Zahl der Spin-Flips gerade ausreicht, um die ankommenden und ausgehenden Flüsse der Spin-up- und Spin-down-Elektronen abzugleichen, wird eine stationäre Aufspaltung erreicht. In der Summe resultiert eine breite Spinakkumulationszone, die sich auf beide Seiten der Grenzfläche bis zur Entfernung der Spindiffusionslänge ausdehnt. In dieser Zone wird der Strom aufgrund der durch die Spinakkumulation erzeugten Spin-Flips fortwährend depolarisiert.

Abbildung 6 ist für den Fall der Spininjektion gezeichnet, d. h., die Elektronen fließen vom magnetischen zum nichtmagnetischen Leiter. Bei umgekehrtem Elektronenfluss (Spinextraktion) ist die Situation ähnlich, außer dass nun eine Spinakkumulation in die andere Richtung stattfindet, die den Strom im nichtmagnetischen Leiter polarisiert. In beiden Fällen, Spininjektion und -extraktion, setzt die Spinpolarisation im nichtmagnetischen Leiter bei einer großen Entfernung von der Grenzfläche ein. Die physikalischen Vorgänge können durch neue Transportgleichungen beschrieben werden,^[22] in denen das elektrische Potential durch ein spin- und ortsabhängiges elektrochemisches Potential ersetzt wird. Diese Gleichungen können nicht nur auf den einfachen Fall einer einzelnen Grenzfläche, sondern auch auf Systeme mit mehreren Grenzflächen, in denen die Spinakkumulationen zwischen benachbarten Grenzflächen überlappen, angewendet werden. Effekte von Bandverbiegungen und hohen Stromdichten lassen sich ebenfalls mit erweiterten Gleichungen berücksichtigen.^[23,24]

Die Physik der Spinakkumulation spielt eine wichtige Rolle in vielen Bereichen der Spintronik, z. B. in der Halbleiterspintronik, einem der derzeit aktivsten Forschungsfelder. Im Fall der Spininjektion von einem magnetischen Metall in einen nichtmagnetischen Halbleiter (oder im Fall der Spinextraktion bei umgekehrter Stromrichtung), bewirkt die sehr viel höhere Zustandsdichte im Metall, dass es auf den beiden Seiten der Grenzfläche zu ähnlichen Aufspaltungen

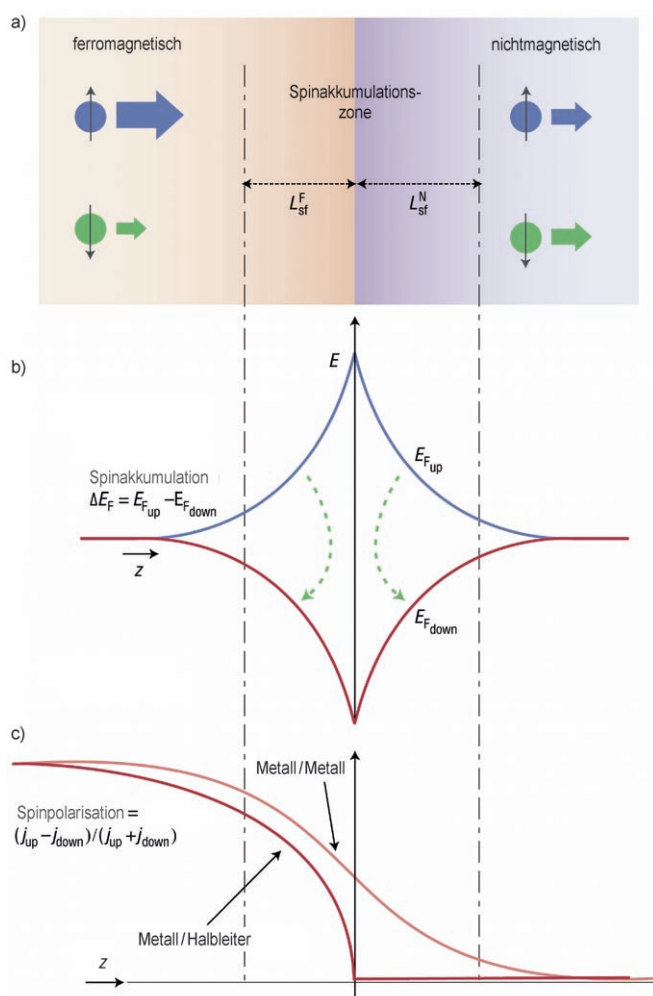


Abbildung 6. Prinzip der Spinakkumulation an der Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen Metall und einer nichtmagnetischen Schicht. a) Spin-up- und Spin-down-Ströme in weiter Entfernung von einer Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen und einem nichtmagnetischen Leiter (außerhalb der Spinakkumulationszone). b) Aufspaltung der chemischen Potentiale $E_{F\uparrow}$ und $E_{F\downarrow}$ an der Grenzfläche. Die Pfeile symbolisieren die Spin-Flips, die durch die aus dem Gleichgewicht gebrachte Spin-Aufspaltung induziert werden. Die Spin-Flips bewirken die fortlaufende Depolarisierung des Elektronenstroms von links nach rechts. Bei umgekehrter Stromrichtung kehren sich die Spinakkumulation und die Spin-Flips um, sodass der Strom polarisiert wird, wenn er durch die Spinakkumulationszone tritt. c) Änderung der Spinpolarisation bei ungefähr ausgewogenen Spin-Flips auf beiden Seiten (Metall/Metall) und im Fall dominanter Spin-Flips auf der linken Seite (z. B. Metall/Halbleiter ohne spinabhängigen Grenzflächenwiderstand). Wiedergabe nach Lit. [18].

der Spinakkumulation kommt (wie in Abbildung 6), was zu einer sehr viel größeren Spinakkumulationsdichte und einer sehr viel größeren Zahl an Spin-Flips auf der Seite des Metalls führt. Deshalb ist die Depolarisierung auf der Seite des Metalls schneller, und der Strom ist fast vollständig depolarisiert, wenn er in den Halbleiter eintritt, wie es in Abbildung 6c dargestellt ist. Dieses Problem wurde erstmals durch Schmidt und Mitarbeiter aufgeworfen.^[25] Zusammen mit meinem Mitarbeiter Henri Jaffrès konnte ich durch theoretische Überlegungen zeigen, dass sich das Problem lösen lässt,

indem man einen spinabhängigen Grenzflächenwiderstand einführt – typischerweise einen Tunnelkontakt –, um so eine Diskontinuität der Spinakkumulation an der Grenzfläche zu erzeugen, den Anteil des Spins auf der Seite des Halbleiter zu erhöhen und die Depolarisierung von der Seite des Metalls auf die des Spins zu verschieben (dieselben Schlussfolgerungen werden auch in einer Veröffentlichung von Rashba gezogen).^[26,27] Tatsächlich wurde die Spininjektion durch eine Tunnelbarriere in mehreren Experimenten realisiert, allerdings sind die Tunnelwiderstände im Allgemeinen zu groß, um eine effiziente Umwandlung der Spininformation in ein elektrisches Signal zu erhalten.^[24]

5. Magnetische Tunnelkontakte und Tunnelmagnetwiderstand (TMR)

Ein wichtiger Fortschritt in der Entwicklung der Spintronik waren die Forschungen über den Tunnelmagnetwiderstand (TMR) der magnetischen Tunnelkontakte (MTJs). MTJs sind Tunnelkontakte mit ferromagnetischen Elektroden. Ihre Widerstände sind verschieden, je nachdem ob die Elektroden magnetisch parallel oder antiparallel konfiguriert sind. Über sehr kleine TMR-Effekte bei niedrigen Temperaturen hatte Jullière^[28] bereits 1975 berichtet, jedoch konnten die Ergebnisse über einen Zeitraum von 20 Jahren praktisch nicht reproduziert werden. Erst 1995 gelang es den Arbeitsgruppen von Moodera und Miyasaki mit einem MTJ aus amorphem Aluminiumoxid, große ($\approx 20\%$) und reproduzierbare Effekte zu erhalten.^[29,30] Aus technologischer Sicht ist vor allem der vertikale Stromfluss interessant, weil in diesem Fall die Möglichkeit besteht, mithilfe lithographischer Techniken metallische Spinventile mit lateralen Abmessungen im Submikrometerbereich herzustellen. MTJs sind die Grundlage eines neuartigen Magnetspeicherkonzepts – des MRAM (magnetic random access memory) –, das schematisch in Abbildung 7a gezeigt ist. MRAMs haben das Potenzial, die Vorteile von halbleiterbasierten RAMs (kurze Zugriffszeiten) und Magnetspeichern (Nichtflüchtigkeit) zu kombinieren. Bei den ersten MRAMs, die 2006 auf den Markt kamen, bestehen die Speicherzellen aus MTJs mit einer Aluminiumoxidbarriere. Die durch „Wort“- und „Bit“-Bahnen erzeugten Magnetfelder werden genutzt, um die magnetische Konfiguration der MTJs zu schalten (Abbildung 7a). Man geht davon aus, dass die nächste Generation von MRAMs, die aus MgO-Tunnelkontakten bestehen wird und den Spintransfer als Schaltvorgang nutzt, einen weitaus stärkeren Einfluss auf die Computertechnologie haben wird.

Seit Mitte der 90er Jahre werden intensive Forschungen zum Tunnelmagnetwiderstand betrieben. Der wichtigste Fortschritt war die Entwicklung einkristalliner MTJs, insbesondere aus MgO, die die ursprünglichen MTJs mit amorpher Tunnelbarriere (Aluminiumoxid) ersetzen. In unserer Arbeitsgruppe am CNRS/Thales-Laboratorium – 1995 von uns gegründet – waren Forschungen zum TMR ein Schwerpunktthema. In Zusammenarbeit mit einer spanischen Gruppe waren wir mit die ersten,^[31] die einen MTJ mit epitaxialen MgO vorstellten. Der damit erzielte TMR war aber nur geringfügig größer als TMRs, die mit Aluminiumoxid-

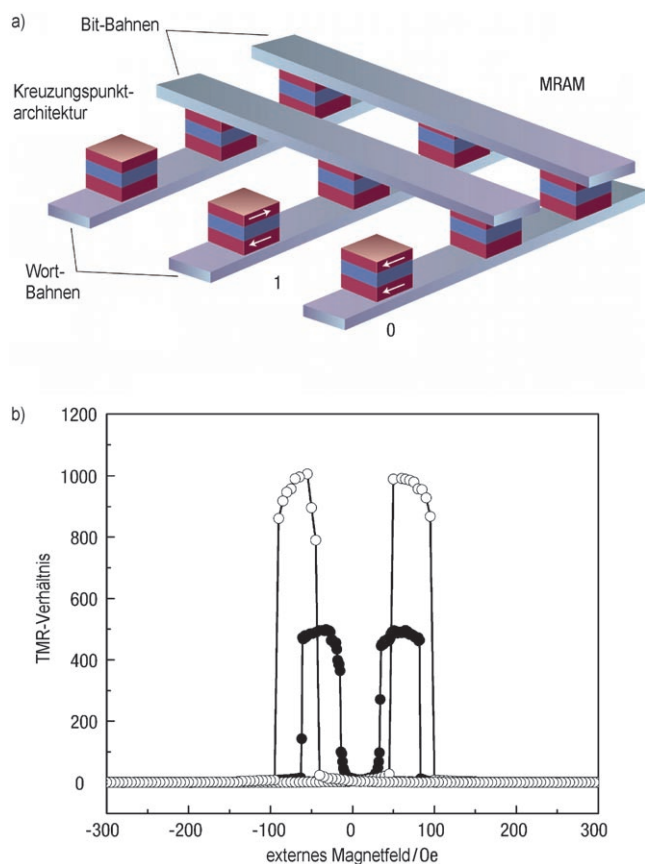


Abbildung 7. a) Prinzip eines MRAM in der einfachen Kreuzungspunkt-architektur. Die binäre Information „0“ und „1“ wird in den beiden gegensätzlichen Orientierungen der Magnetisierung in der freien Schicht der magnetischen Tunnelkontakte aufgezeichnet, die mit den Kreuzungspunkten zweier senkrechter Anordnungen von parallelen Leiterbahnen verbunden sind. Für den Schreibvorgang werden Strompulse durch eine Bahn der Anordnung geleitet; nur am Kreuzungspunkt der Bahnen ist das resultierende Magnetfeld hoch genug, um die Magnetisierung der freien Schicht auszurichten. Beim Lesevorgang misst man den Widerstand zwischen den beiden Bahnen, die die adressierte Zelle verbinden. Wiedergabe nach Lit. [18]. b) Hoher Magnetwiderstand, $TMR = (R_{\max} - R_{\min}) / R_{\min}$, bei Raumtemperatur (●) und tiefer Temperatur (○) im magnetischen Stapel der Zusammensetzung $(\text{Co}_{25}\text{Fe}_{75})_{80}\text{B}_{20}$ (4 nm)/MgO(2.1 nm)/ $(\text{Co}_{25}\text{Fe}_{75})_{80}\text{B}_{20}$ (4.3 nm) nach Tempern bei 475 °C (Lee et al.).^[34]

barrieren und ähnlichen Elektroden gefunden wurden. Ein wichtiger Durchbruch kam 2004, als Forscher aus Tsukuba^[32] und bei IBM^[33] fanden, dass sehr hohe TMR-Verhältnisse von bis zu 200 % bei Raumtemperatur mit MgO-MTJs sehr hoher Strukturqualität erzielt werden können. Inzwischen werden TMR-Verhältnisse von ca. 600 % erreicht (Abbildung 7b).^[34] In solchen MTJs filtert die einkristalline Barriere die Symmetrie der Wellenfunktionen der Tunnelelektronen,^[35–37] sodass der TMR für die selektierte Symmetrie von der Spinpolarisation der Elektroden abhängt.

Die hohe Spinpolarisation, die durch Selektion der Tunnelwellensymmetrie mithilfe einer einkristallinen Barriere erzielt wird, verdeutlicht sehr gut, was sich hinter dem Begriff der Spinpolarisation in einem Spintronikexperiment verbirgt. In dem in Abbildung 8 gezeigten Beispiel, das einer Veröf-

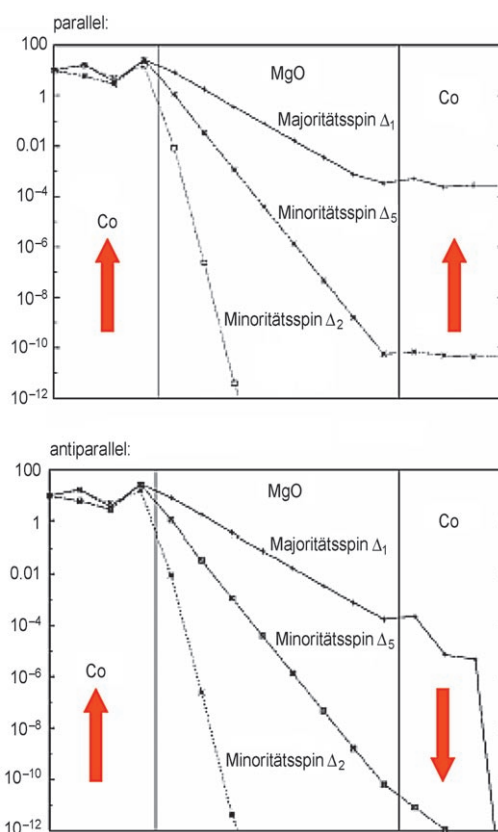


Abbildung 8. Physik des TMR, am Beispiel des Abklingverhaltens evaneszierender elektronischer Wellen unterschiedlicher Symmetrien in einer MgO(001)-Schicht zwischen Cobalt-Elektroden (berechnet von Zhang und Butler).^[37] Die Δ_1 -Symmetrie des langsam abklingenden Tunnelkanals ist am Fermi-Niveau des Spinleitungsbandes von Cobalt in der Majoritätsspinrichtung stark repräsentiert, nicht aber in der Minoritätsspinrichtung. Für die parallele magnetische Konfiguration existiert nur dann eine gute Tunnelkopplung zwischen den Elektroden, wenn ein Δ_1 -Kanal mit beiden Elektroden gekoppelt werden kann (oben). In der antiparallelen Konfiguration (unten) sind sowohl der Spin-up- als auch der Spin-down- Δ_1 -Kanal auf einer Seite nur schwach gekoppelt. Dies erklärt den sehr hohen TMR bei dieser Art von Kontakten.

fentlichung von Zhang und Butler entnommen ist,^[37] ist die Zustandsdichte evaneszierender Wellenfunktionen unterschiedlicher Symmetrien (Δ_1 , Δ_5 usw.) in einer MgO(001)-Barriere zwischen Co-Elektroden aufgetragen. Der entscheidende Punkt ist, dass – zumindest für den Fall qualitativ hochwertiger Grenzflächen – eine evaneszierende Wellenfunktion gegebener Symmetrie an die Bloch-Funktionen derselben Symmetrie am Fermi-Niveau der Elektroden gekoppelt ist. Bei Co-Elektroden ist die Δ_1 -Symmetrie am Fermi-Niveau stark in der Majoritätsspinrichtung repräsentiert, nicht aber in der Minoritätsspinrichtung. Daraus folgt, dass eine gute Kopplung des langsam abklingenden Δ_1 -Kanals mit beiden Elektroden nur bei paralleler magnetischer Konfiguration erhalten werden kann, was den sehr hohen TMR erklärt. Andere Arten von Barrieren können andere Symmetrien selektieren. Zum Beispiel selektiert eine SrTiO_3 -Barriere evaneszierende Wellenfunktionen mit Δ_5 -Symmetrie, die mit Minoritätsspinzuständen von Cobalt gekoppelt

sind.^[38] Dies erklärt die negative effektive Spinpolarisation von Cobalt, die wir in SrTiO₃-MTJs beobachtet haben.^[39] Die Befunde belegen letztlich auch, dass es bei einem magnetischen Leiter keine intrinsische Spinpolarisation gibt. Die effektive Polarisation eines magnetischen Leiters in einem MTJ hängt von der durch die Barriere selektierten Symmetrie ab und kann, je nach Barriere, positiv oder negativ, groß oder klein sein. In der gleichen Weise hängt die Spinpolarisation der metallischen Leitung stark von der Spinabhängigkeit der Streuung durch Dotierungen ab, wie es in Abbildung 1b verdeutlicht ist.

Es gibt noch andere vielversprechende Methoden zur Erzeugung großer TMRs, und viele der Experimente werden heute durch Agnès Barthélémy am CNRS/Thales-Laboratorium geleitet. Zuerst haben wir ferromagnetische Materialien getestet, für die ein halbmimetallisches Verhalten vorausgesagt wurde; solche Materialien sind metallisch in einer Spinrichtung und isolierend in der anderen – mit anderen Worten: Sie sind zu 100 % spinpolarisiert. Eine sehr hohe Spinpolarisation (95 %) und der bisher höchste TMR (1800 %) wurden durch unseren Doktoranden Martin Bowen mit La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃-Elektroden erzielt.^[40] Allerdings ist die Curie-Temperatur dieses Manganits (rund 350 K) für praktische Anwendungen zu niedrig. Jüngste Resultate aus Japan^[41] haben gezeigt, dass Ferromagnete aus der Klasse der Heusler-Legierungen ebenfalls sehr hohe TMR-Verhältnisse von immer noch 90 % bei Raumtemperatur haben. Ein weiteres interessantes Konzept, das wir gegenwärtig untersuchen, ist die Spinfilterung durch Tunneln durch eine ferromagnetische Isolatorschicht.^[42,43] Dieser Vorgang kann als das Tunneln von Elektronen durch eine Barriere mit spinabhängiger Höhe beschrieben werden, woraus eine Spinabhängigkeit der Durchgangswahrscheinlichkeit entsteht (Spinfilterung). Für Tunnelkontakte mit EuS-Barrieren fanden Arbeitsgruppen am MIT und in Eindhoven sehr hohe Spinfilterungskoeffizienten bei niedrigen Temperaturen.^[42] Mit isolierenden Ferromagneten sehr viel höherer Curie-Temperatur wurden kürzlich ebenfalls vielversprechende Ergebnisse erhalten (siehe z.B. Lit. [43]). Einige der magnetischen Barrieren, die wir in neueren Studien als MTJ-Komponenten getestet haben, sind ebenfalls ferroelektrisch, sodass diese MTJs die interessante Eigenschaft haben, vier Widerstandszustände entsprechend paralleler und antiparalleler Konfiguration und den beiden Orientierungen der ferroelektrischen Polarisation zu zeigen (siehe Abbildung 9).^[44]

6. Magnetisches Schalten und Mikrowellen-erzeugung durch Spintransfer

Das Studium der Spintransferphänomene ist eine der vielversprechendsten Richtungen in der modernen Spintronik und auch ein zentrales Forschungsthema unserer Arbeitsgruppe am CNRS/Thales-Laboratorium. In Spintransferexperimenten geht man gewöhnlich so vor, dass man das magnetische Moment einer ferromagnetischen Komponente manipuliert, indem man einen Spindrehmoment mit einem spinpolarisierten Strom überträgt, ohne dabei ein magnetisches Feld anzulegen. Das Konzept, das von John Slonczewski

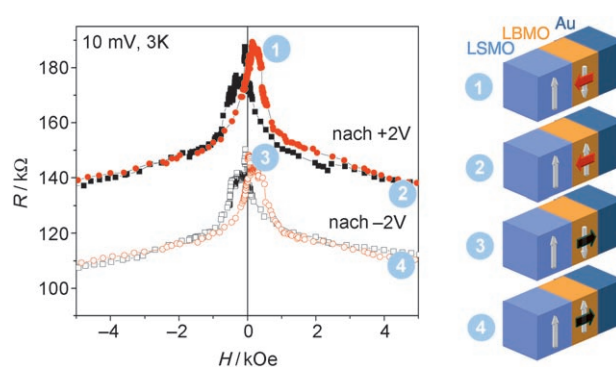


Abbildung 9. Vierzustandswiderstand eines Tunnelkontakts bestehend aus einer biferroischen Tunnelbarriere (La_{0.1}Bi_{0.9}MnO₃; LBMÖ) zwischen einer ferromagnetischen Elektrode aus La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ (LSMO) und einer nichtmagnetischen Gold-Elektrode. Die Zustände 1–4 entsprechen den magnetischen (weiße Pfeile) und elektrischen Polarisationen (schwarze Pfeile), die auf der rechten Seite abgebildet sind. Wiedergabe nach Gajek et al.^[44]

ski^[45] eingeführt wurde und auch in Veröffentlichungen von Berger beschrieben wird,^[46] ist in Abbildung 10 illustriert. Der Transfer eines Stroms mit transversalem Spin in eine „freie“ magnetische Schicht F₂ kann als das Einwirken eines Drehmoments auf das magnetische Moment des Stroms beschrieben werden. Das Drehmoment kann ein irreversibles Umschalten des magnetischen Moments oder – in Gegenwart eines angelegten Feldes – eine Präzession des magnetischen Moments im Mikrowellenfrequenzbereich induzieren.

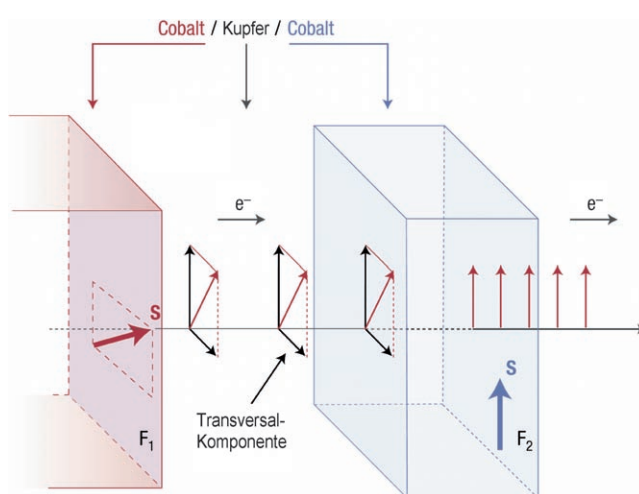


Abbildung 10. Darstellung des von John Slonczewski^[45] 1996 eingeführten Spintransferkonzepts. Mithilfe einer ersten Magnetschicht F₁, die eine schräg orientierte Spinpolarisation bezüglich der Magnetisierungsachse einer zweiten Schicht F₂ aufweist, wird ein spinpolarisierter Strom erzeugt. Sobald dieser Strom durch F₂ tritt, richtet die Austauschwechselwirkung seine Spinpolarisation entlang der Magnetisierungsachse aus. Da die Austauschwechselwirkung spinerhaltend ist, ist die transversale Spinpolarisation, die der Strom verloren hat, auf den Gesamtspin von F₂ übertragen worden. Dies lässt sich auch als die Einwirkung eines Spintransferdrehmoments auf F₂ beschreiben. Der Vorgang resultiert in einem Umschalten des Magnetismus der F₂-Schicht oder, je nach experimentellen Bedingungen, in einer Oszillation des Magnetismus im Mikrowellenfrequenzbereich. Wiedergabe nach Lit. [18].

Erste Belege für das Auftreten eines Spintransfers stammten aus Studien von Tsoi et al.,^[47] die eine Spininjektion über Punktkontakte vornahmen. Spätere Messungen an säulenförmigen metallischen Dreifachschichten erbrachten ein besseres Verständnis des Phänomens (Abbildung 11 a).^[48, 49] In den Abbildungen 11 b und c sind Beispiele unserer Experimente zum irreversiblen Umschalten der Magnetisierung im Tieffeldbereich gezeigt. Dargestellt sind die Ergebnisse für eine metallische Säulenordnung und einen Tunnelkontakt mit Elektroden aus dem verdünnten ferromagnetischen Halbleiter $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Bei Verwendung einer metallischen Säulenordnung oder von Tunnelkontakten mit Elektroden aus einem ferroelektrischen Übergangsmetall wie Co oder Fe werden Stromdichten von 10^6 – 10^7 A cm^{-2} benötigt, um einen Umschaltvorgang zu erreichen. Für praktische Anwendungen ist dieser Wert etwas zu groß, und eine Verringerung der kritischen Stromdichte ist eine wichtige Aufgabe künftiger Forschungen. Die Umschaltzeit kann nur 100 ps betragen, was für Anwendungen in MRAM-Speichern vielversprechend ist. Bei einem anderen Tunnelkontakt, dessen Messwerte in Abbildung 11 c aufgetragen sind, beträgt der Umschaltstrom nur etwa 10^5 A cm^{-2} – zwei Größenordnungen kleiner als bei der metallischen Säulenordnung in Abbildung 11 a. Der Grund hierfür ist, dass eine geringere Zahl an Einzelspins benötigt wird, um das Gesamtspinmoment eines verdünnten magnetischen Materials umzuschalten.

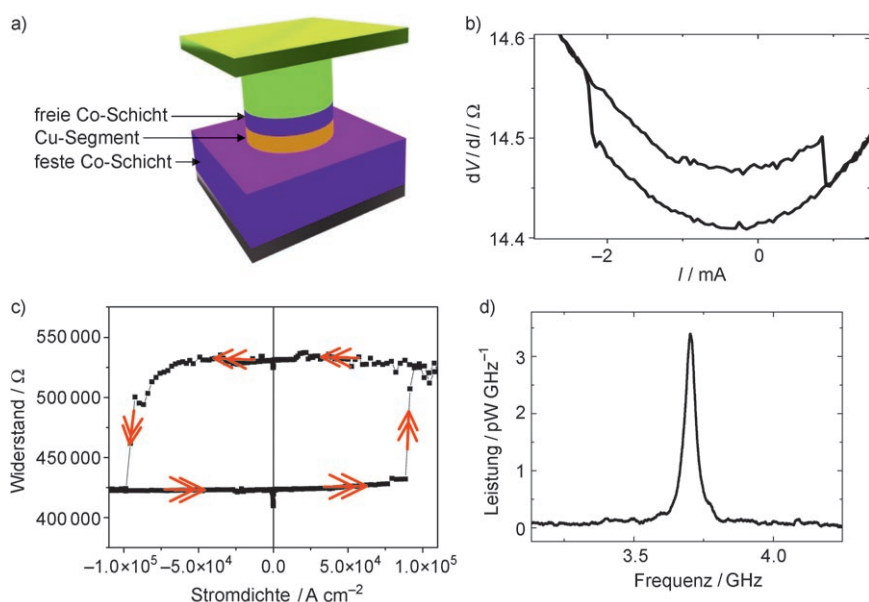


Abbildung 11. Experimente zum magnetischen Schalten und zur Mikrowellenerzeugung durch Spintransfer von einem elektrischen Wechselstrom in dreilagigen magnetischen Säulen. a) Aufbau einer dreilagigen magnetischen Säule. b) Umschaltvorgang durch Spintransfer zwischen den parallelen und antiparallelen magnetischen Konfigurationen einer metallischen Co/Cu/Co-Säule.^[49] Das Umschalten zwischen der parallelen und antiparallelen Orientierung der Magnetisierung der beiden magnetischen Schichten der Dreifachschicht wird durch irreversible Sprünge des Widerstandswertes bei einem kritischen Wert der Stromdichte (ca. 10^7 A cm^{-2}) angezeigt. c) Umschaltvorgang durch Spintransfer in einem säulenförmigen Tunnelkontakt bestehend aus einer Tunnelbarriere aus InGaAs und Elektroden aus dem verdünnten ferromagnetischen Halbleiter GaMnAs.^[50] Die kritische Stromdichte ist rund hundertmal kleiner als in der Py/Cu/Py-Säule. Ähnliche Resultate wurde durch Hayakawa et al. erzielt.^[51] d) Typisches Frequenz-Leistungs-Spektrum einer Co/Cu/Py-Säule (Py = Permalloy).^[57]

Liegt an der „freien“ magnetischen Schicht einer Dreifachschicht ein hinreichend großes Magnetfeld an, so kommt es nicht mehr zu einem irreversiblen Umschalten der Magnetisierung, sondern zu einer stationären Präzession der Magnetisierung durch die Wirkung des Spintransferelements.^[52] Da sich während der Präzession der Winkel zwischen den Magnetisierungen der beiden magnetischen Schichten periodisch verändert, oszilliert der Widerstand in der Dreifachschicht als Funktion der Zeit, wodurch Spannungsozillationen im Mikrowellenfrequenzbereich erzeugt werden. Unter anderen experimentellen Bedingungen kann das Spintransferelement auch genutzt werden, um eine oszillierende Bewegung eines magnetischen Vortexflusses zu erzeugen.

Das Phänomen des Spintransfers wirft eine Reihe von theoretischen Problemen auf. Die Bestimmung des Spintransferelements hängt mit der Lösung der Spintransportgleichungen zusammen,^[53–56] während die Beschreibung des Umschaltens oder der Präzession der Magnetisierung auf Aspekte der nichtlinearen Dynamik zurückgeht.^[53] Alle diese Fragestellungen sind miteinander verzahnt, und einige unserer jüngsten Ergebnisse zeigen, dass man ein sehr unterschiedliches dynamisches Verhalten erzeugen kann, wenn man stark unterschiedliche Spinrelaxationszeiten in den beiden magnetischen Schichten einer Dreifachschicht erzeugt.^[57]

Es ist sicher davon auszugehen, dass das Phänomen des Spintransfers wichtige Anwendungen finden wird. Durch Spintransfer hervorgerufene Umschaltvorgänge werden in der nächsten Generation von MRAM-Speichern genutzt werden und große technische Vorteile mit sich bringen, was z.B. Adressierungspräzision und Energieverbrauch anbelangt. Die mögliche Erzeugung von Oszillationen im Mikrowellenfrequenzbereich wird zur Entwicklung von Spintransferoszillatoren (STOs) führen. Eine der interessantesten Eigenschaften von STOs ist ihre Agilität, d.h. die Möglichkeit schneller Frequenzwechsel durch Abstimmen eines Wechselstroms. Ein weiterer Aspekt von STOs ist ihr möglicher hoher Qualitätsfaktor. Ein Nachteil ist die sehr kleine Mikrowellenenergie von einzelnen STOs, metallischen Säulenordnungen und Tunnelkontakten. Sicher besteht die Lösung dieses Problems in der Synchronisation einer großen Zahl an STOs. Die Möglichkeit der Synchronisation wurde bereits für zwei Nanokontakte aufgezeigt, die Spintransferanregungen in derselben magnetischen Schicht induzieren.^[58, 59] Wir forschen zurzeit an dem Konzept, dass Radiofrequenzströme, die von elektrisch verbundenen STOs induziert werden, die Selbstsynchronisation der STOs

bewirken.^[60] Unsere jüngsten experimentellen Ergebnisse scheinen das Potenzial dieses Ansatzes zu bestätigen.

7. Halbleiterspintronik und molekulare Spintronik

Die Halbleiterspintronik^[61,62] ist ein sehr attraktives Konzept, das die Vorteile von Halbleitern (Steuerung des Stromflusses durch Gate-Elektroden, Kopplung mit optischen Anwendungen usw.) mit den Vorteilen magnetischer Materialien (Steuerung des Stromflusses durch Spinmanipulation, Nichtflüchtigkeit der Magnetisierung usw.) verbindet. Damit sollte es z. B. möglich sein, Komponenten für Speicherung, Detektion, Logikoperationen und Kommunikation auf einem einzelnen Chip unterzubringen. Es wurden auch Konzepte für neuartige Komponenten vorgeschlagen, z. B. für Spin-Feldeffekttransistoren (Spin-FETs), deren Funktionsprinzip auf dem Spintransport durch laterale Kanäle zwischen spinpolarisierten Source- und Drain-Elektroden besteht, wobei die Spintransmission durch ein Feldeffekt-Gatter gesteuert wird.^[63] Einige nichtmagnetische Halbleiter haben bestimmte Vorteile gegenüber Metallen, etwa hinsichtlich der Spinkohärenzzeiten oder der Propagation der Spinpolarisation über große Entfernungen.^[61,62] Bei allem muss aber betont werden, dass man bei der Realisierung von Spin-FETs noch immer weit von einer Lösung entfernt ist.

Das Gebiet der Halbleiterspintronik wird derzeit in mehrere Richtungen entwickelt:

- Durch Verwendung von Hybridstrukturen, die ferromagnetische Metalle mit nichtmagnetischen Halbleitern kombinieren. Wie im Abschnitt zur Spinakkumulation erwähnt wurde, haben Schmidt et al.^[25] das Problem nicht zusammenpassender Leitfähigkeiten („conductivity mismatch“) aufgeworfen, das bei der Injektion eines spinpolarisierten Stroms von einem magnetischen Metall in einen Halbleiter auftritt. Einige theoretische Ansätze zur Lösung des Problems wurden vorgeschlagen,^[26,27] und man weiß heute, dass die Injektion/Extraktion eines spinabhängigen Grenzflächenwiderstands, typischerweise eines Tunnelkontakts, erreicht werden kann. Die Spininjektion oder -extraktion durch einen Tunnelkontakt ist am Beispiel von Spin-LEDs und in magneto-optischen Experimenten aufgezeigt worden.^[61,62,64]
- Durch Verwendung von ferromagnetischen Halbleitern. Der ferromagnetische Halbleiter $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (x : einige wenige %) wurde 1996 durch Ohno und Mitarbeiter in Sendai entdeckt^[65] und hat seither einige sehr interessante Eigenschaften zum Vorschein gebracht, z. B. große TMR- und TAMR-Effekte (anisotroper Tunnelmagnetwiderstand). Auch ist es möglich, die ferromagnetischen Eigenschaften von $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ mithilfe einer Gatterspannung zu steuern. Allerdings erreicht die Curie-Temperatur dieses Materials nur 170 K – weit unterhalb der Raumtemperatur also –, was praktische Anwendungen weitgehend ausschließt. Mehrere ferromagnetische Raumtemperaturhalbleiter sind angekündigt worden, die Sachlage ist aber momentan nicht klar.

- Ein sehr aktives Forschungsgebiet gilt der Anwendung von spinpolarisierten Strömen, die durch Spin-Bahn-Effekte induziert werden (Spin-Hall-, Rashba- und Dresselhaus-Effekte).^[66–68] Beim Spin-Hall-Effekt (SHE) lenken die Spin-Bahn-Wechselwirkungen die Ströme der Spin-up- und Spin-down-Kanäle in gegenläufige transversale Richtungen ab und induzieren so, auch in nichtmagnetischen Leitern, einen transversalen Spinstrom. Dieser Effekt könnte genutzt werden, um Spinströme in nur aus nichtmagnetischen Halbleitern bestehenden Strukturen zu erzeugen. Der SHE kann auch in nichtmagnetischen Metallen gefunden werden,^[69,70] und auch in diesem Gebiet wird sehr aktiv geforscht. Ich darf erwähnen, dass ich bereits in den 70er Jahren sehr starke Spin-Hall-Effekte gefunden habe, die durch resonante Streuung an durch Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgespaltenen Niveaus nichtmagnetischer Dotierungen wie Ir oder Au in Kupfer induziert wurden.^[71]

Mehrere Forschungsgruppen haben versucht, das oben beschriebene Konzept der Spin-FETs experimentell zu validieren.^[63] Sowohl ferromagnetische Metalle als auch ferromagnetische Halbleiter wurden als Source- und Drain-Elektroden genutzt, die Ergebnisse waren aber nicht überzeugend. Jonker und Flatté^[61] merken in einem kürzlichen Übersichtsartikel an, dass es in keinem Fall gelungen ist, eine Differenz von größer 1 % (d. h. $[R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}]/R_{\text{P}} > 1\%$) zwischen den parallelen und antiparallelen magnetischen Orientierungen der Source- und Drain-Elektrode zu beobachten, zumindest nicht bei lateralen Strukturen. Wir haben kürzlich vorgebracht,^[24] dass dieser Sachverhalt anhand der Modelle,^[27] die ich zusammen mit Henri Jaffrès zur Beschreibung des Spintransports zwischen spinpolarisierten Source- und Drain-Elektroden entwickelt habe, erklärt werden kann. Sowohl im diffusiven als auch im ballistischen Bereich lässt sich eine große Leitungsdifferenz zwischen beiden Konfigurationen nur dann erhalten, wenn die Widerstände der Grenzflächen zwischen dem Halbleiter und den Source- und Drain-Elektroden nicht nur spinabhängig sind, sondern auch in einem relativ schmalen Fenster gewählt werden. Die Widerstände müssen größer sein als ein erster Schwellenwert für die Spininjektion von der metallischen Source-Elektrode (bzw. für die Spinextraktion in die metallische Drain-Elektrode) und zugleich kleiner als ein zweiter Schwellenwert, um so die Verweilzeit der Ladungsträger kürzer zu halten als die Lebensdauer des Spins. Bei vertikalen Strukturen mit einem kurzen Abstand zwischen Source- und Drain-Elektrode können die obigen Bedingungen leichter erfüllt werden, und man kann relativ große Magnetwiderstände beobachten, wie die in Abbildung 12 dargestellten Ergebnisse zeigen. Aus Abbildung 12c geht allerdings hervor, dass der Magnetwiderstand rasch abfällt, wenn der Grenzflächenwiderstand einen bestimmten Schwellenwert übersteigt. Dieses Verhalten kann mit dem Anstieg der Verweilzeit über die Spinlebensdauer erklärt werden. In einem anderen Szenario fällt der Magnetwiderstand ebenfalls auf null, wenn ein Temperaturanstieg die Spinlebensdauer verkürzt und das Verhältnis zwischen Verweilzeit und Spinlebensdauer erhöht. Bei den meisten Experimenten mit lateralen Strukturen stellt sich

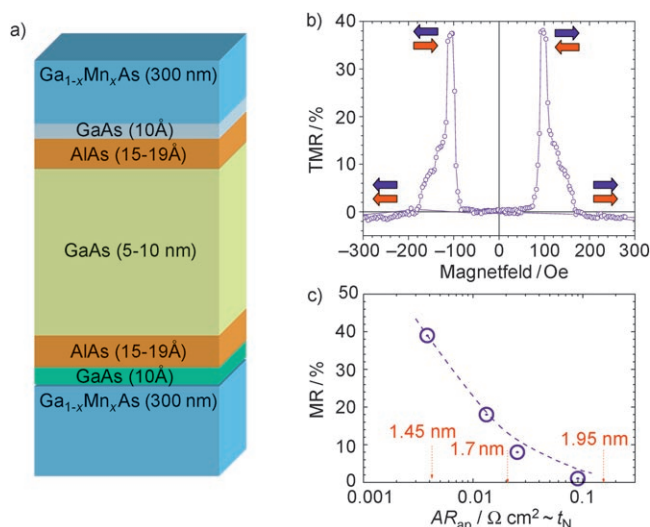


Abbildung 12. Experimentelle Ergebnisse^[24,72] zur Halbleiterspintronik. a) Spintronikmaterial bestehend aus einer GaAs-Schicht, die durch Tunnelbarrieren aus AlAs von den Source- und Drain-Elektroden aus GaMnAs separiert ist. b) MR-Kurve bei 4.2 K, die einer Widerstandsdifferenz von 40% zwischen den parallelen und antiparallelen magnetischen Konfigurationen der Source- und Drain-Elektrode entspricht. c) MR-Verhältnis als Funktion des Widerstands der Tunnelbarrieren. AR_{ap} = Spezifischer Widerstand bei antiparalleler magnetischer Konfiguration.

heraus, dass ein Teil der Schwierigkeiten auf zu große Grenzflächenwiderstände zurückzuführen ist, wodurch zu kurze Verweilzeiten resultieren. Min et al.^[73] kamen zu ähnlichen Schlussfolgerungen für den speziellen Fall von Siliciumstrukturen und schlugen eine interessante Lösung zur Absenkung der Grenzflächenwiderstände durch Feinabstimmung der Arbeitsfunktion der Source- und Drain-Elektrode vor.

Eine noch relativ neue Forschungsrichtung ist die molekulare Spintronik. Theoretische Studien sagen sehr große GMR- oder TMR-artige Effekte voraus, insbesondere für Kohlenstoffmoleküle, für die aufgrund der sehr kleinen Spin-Bahn-Kopplung eine sehr lange Spinlebensdauer erwartet wird. Vielversprechende experimentelle Ergebnisse wurden in den letzten Jahren zum Spintransport in Kohlenstoffnanoröhren veröffentlicht.^[74,75] Neuere Untersuchungen,^[75] die wir in Zusammenarbeit mit einer Arbeitsgruppe in Cambridge anstellten, ergaben, dass bei Kohlenstoffnanoröhren, die zwischen ferromagnetischen Source- und Drain-Elektroden aus dem metallischen Manganit $L_{1/3}Sr_{1/3}MnO_3$ angebracht sind, die relative Differenz zwischen den Widerständen der parallelen und antiparallelen Konfigurationen Werte von 60–70% übertreffen kann (Abbildung 13). Dies liegt deutlich über den Werten, die sich mit Halbleiterkanälen erzielen lassen. Erklärt werden kann dies zum einen durch die langen Spinlebensdauern der Elektronen in Kohlenstoffnanoröhren, aber auch durch ihre kurzen Verweilzeiten, die mit ihrer hohen Fermi-Geschwindigkeit zusammenhängen (ein klarer Vorteil gegenüber Halbleitern). Eine andere vielversprechende Materialklasse, die zurzeit intensiv untersucht wird, sind Graphene.

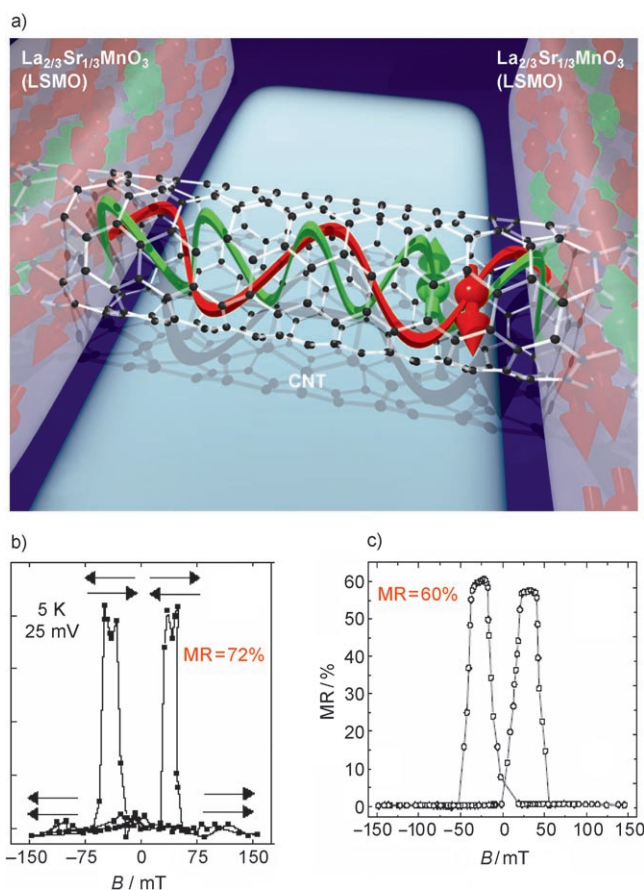


Abbildung 13. Molekulare Spintronik. a) Prinzip des Spintransports durch eine Kohlenstoffnanoröhre (CNT), die zwischen zwei magnetischen Elektroden angebracht ist (Illustration: T. Kontos). b,c) Experimentelle Ergebnisse^[75] zum Magnetwiderstand von Kohlenstoffnanoröhren (bei 4.2 K), die zwischen Elektroden aus dem ferromagnetischen metallischen Oxid $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ angebracht sind. Man erhält eine Differenz von 72% und 60% zwischen den Widerständen der parallelen (hohes Feld) und antiparallelen magnetischen Konfigurationen (Spitzen) der Source- und Drain-Elektrode.

8. Schlussbemerkungen

In den letzten knapp zwanzig Jahren haben Fortschritte in der Spintronik wichtige technische Entwicklungen ermöglicht. So konnte die Kapazität von Computer-Festplatten beträchtlich gesteigert werden, und die Festplattentechnologie wurde für mobile Geräte wie Kameras oder tragbare Multimediaspieler nutzbar gemacht. Auch in der Automobilindustrie und der Biomedizintechnik spielt die Spintronik eine wichtige Rolle. Weitere technische Neuerungen, die auf der Nutzung des Tunnelmagnetwiderstands und von Spintransfers beruhen, stehen in Aussicht, z. B. für RAM-Speicher und Mikrowellensender von Mobiltelefonen. Die heutigen Forschungen zum Spintransferphänomen, über multiferroische Materialien und zur Halbleiter- und molekularen Spintronik eröffnen faszinierende neue Gebiete und lassen vielversprechende Anwendungen erhoffen. Eine weitere Perspektive, die über den Rahmen dieses Vortrages hinausgeht, ergibt sich aus der quantenmechanischen Natur des Spins und der langen Spinkohärenzzeit unter geometrisch einge-

schränkten Bedingungen, die einen Ansatz für Quantenrechner möglich erscheinen lässt. Die Spintronik sollte einen wichtigen Platz innerhalb der Naturwissenschaft und Technik unseres Jahrhunderts einnehmen.

Eingegangen am 6. März 2008

Übersetzt von Dr. Frank Maaß, Weinheim

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **1988**, 61, 2472.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **1989**, 39, 4828.
- [3] F. Mott, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **1936**, 153, 699.
- [4] A. Fert, I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **1968**, 21, 1190; A. Fert, I. A. Campbell, *J. Phys.* **1971**, 32, C1–46; A. Fert, I. A. Campbell, *J. Phys. F* **1976**, 6, 849.
- [5] B. Loegel, F. Gautier, *J. Phys. Chem. Solids* **1971**, 32, 2723.
- [6] Der Beitrag von Spin-Flips zur Spinmischung (d.h. zum Impulsaustausch zwischen den beiden Kanälen, vor allem durch Magnonstreuung^[4]) sollte nicht verwechselt werden mit dem Beitrag von Spin-Flips zur Relaxation von Spinakkumulationseffekten (vor allem durch Spin-Gitter-Relaxation durch Spin-Bahn-Wechselwirkungen).
- [7] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Young, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **1986**, 57, 2442.
- [8] R. E. Camley, J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* **1989**, 63, 664.
- [9] P. M. Levy, S. Zhang, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **1990**, 65, 1643.
- [10] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **1990**, 64, 2304.
- [11] T. Shinjo, H. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **1990**, 59, 3061.
- [12] C. Dupas, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Chappert, J. P. Renard, F. Trigu, P. Veillet, E. Velu, D. Renard, *J. Appl. Phys.* **1990**, 67, 5680.
- [13] D. H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, Jr., R. Laloe, *J. Magn. Magn. Mater.* **1991**, 94, L1.
- [14] S. S. P. Parkin, R. Bhadra, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **1991**, 66, 2152.
- [15] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* **1991**, 43, 1297.
- [16] „Magnetic field sensor with ferromagnetic thin layers having magnetically antiparallel polarized components“: P. Grünberg, US patent 4,949,039, **1990**.
- [17] S. S. P. Parkin in *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures* (Hrsg.: S. Maekawa, T. Shinjo), Taylor and Francis, London, **2002**, S. 237.
- [18] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, *Nat. Mater.* **2007**, 6, 813.
- [19] P. P. Freitas, H. Ferreira, D. Graham, L. Clarke, M. Amaral, V. Martins, L. Fonseca, J. S. Cabral, *Europhys. News* **2003**, 34, 225.
- [20] W. P. Pratt, Jr., S.-F. Lee, J. M. Slaughter, R. Laloe, P. A. Schroeder, J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **1991**, 66, 3060; J. Bass, W. P. Pratt, *J. Magn. Magn. Mater.* **1999**, 200, 274.
- [21] L. Piroux, J. M. George, J. F. Despres, C. Leroy, E. Ferain, R. Legras, K. Ouedjela, A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* **1994**, 65, 2484; A. Fert, L. Piroux, *J. Magn. Magn. Mater.* **1999**, 200, 338.
- [22] T. Valet, A. Fert, *Phys. Rev. B* **1993**, 48, 7099.
- [23] Z. G. Yu, M. E. Flatté, *Phys. Rev. B* **2002**, 66, 201202.
- [24] A. Fert, J.-M. George, H. Jaffrès, R. Mattana, *IEEE Trans. Electron Devices* **2007**, 54, 921.
- [25] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **2000**, 62, R4790.
- [26] E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **2000**, 62, R16267.
- [27] A. Fert, H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **2001**, 64, 184420.
- [28] M. Jullière, *Phys. Lett. A* **1975**, 54, 225.
- [29] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **1995**, 74, 3273.
- [30] T. Miyazaki, N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **1995**, 139, 231.
- [31] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, A. Cebollada, F. Briones, *Appl. Phys. Lett.* **2001**, 79, 1655.
- [32] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, K. Ando, *Nat. Mater.* **2004**, 3, 868.
- [33] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, S.-H. Yang, *Nat. Mater.* **2004**, 3, 862.
- [34] Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 90, 212507.
- [35] J. Mathon, A. Umerski, *Phys. Rev. B* **1999**, 60, 1117.
- [36] P. Mavropoulos, N. Papanikolaou, P. H. Dederichs, *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 85, 1088.
- [37] X.-G. Zhang, W. H. Butler, *Phys. Rev. B* **2004**, 70, 172407.
- [38] J. P. Velev, K. D. Belashchenko, D. A. Stewart, M. van Schilf-gaarde, S. S. Jaswal, E. Y. Tsymlal, *Phys. Rev. Lett.* **2005**, 95, 216601; M. Bowen, A. Barthélémy, V. Bellini, M. Bibes, P. Seneor, E. Jacquet, J.-P. Contour, P. H. Dederichs, *Phys. Rev. B* **2006**, 73, 140408.
- [39] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne, A. Vaures, *Science* **1999**, 286, 507.
- [40] M. Bowen, M. Bibes, A. Barthélémy, J.-P. Contour, A. Anane, Y. Lemaître, A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* **2003**, 82, 233.
- [41] T. Ishikawa, T. Marukame, H. Kijima, K.-I. Matsuda, T. Uemura, M. Arita, M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **2006**, 89, 192505.
- [42] P. Leclair, J. K. Ha, J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp, C. H. Van de Vin, W. J. M. de Jonge, *Appl. Phys. Lett.* **2002**, 80, 625.
- [43] A. V. Ramos et al., *Appl. Phys. Lett.* **2007**, 91, 122107.
- [44] M. Gajek, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, J. Fontcuberta, A. Barthélémy, A. Fert, *Nat. Mater.* **2007**, 6, 296.
- [45] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Mater.* **1996**, 159, L1.
- [46] L. Berger, *Phys. Rev. B* **1996**, 54, 9353.
- [47] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, V. Tsoi, M. Seck, P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **1998**, 80, 4281.
- [48] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 84, 3149.
- [49] J. Grollier, V. Cros, A. Hanzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, *Appl. Phys. Lett.* **2001**, 78, 3663; J. Grollier, Dissertation, Université Paris-Sud, **2003**.
- [50] M. Elsen, O. Boulle, J.-M. George, H. Jaffrès, V. Cros, A. Fert, A. Lemaître, R. Giraud, G. Faini, *Phys. Rev. B* **2006**, 73, 035303.
- [51] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, H. Ohno, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **2005**, 44, L1267.
- [52] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, T. J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 92, 027201.
- [53] M. D. Stiles, J. Miltat in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* (Hrsg.: B. Hillebrands, A. Thiaville), Springer, Berlin, **2006**.
- [54] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **2002**, 247, 324.
- [55] A. A. Kovalev, A. Brattas, G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **2002**, 66, 224424.
- [56] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, V. K. Dugaev, *Phys. Rev. B* **2005**, 72, 024426.
- [57] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnas, A. Fert, *Nat. Phys.* **2007**, 3, 492; O. Boulle, Dissertation, Université Paris-Sud, **2006**.
- [58] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, J. A. Katine, *Nature* **2005**, 437, 389.
- [59] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, S. Tehrani, *Nature* **2005**, 437, 393.
- [60] J. Grollier, V. Cros, A. Fert, *Phys. Rev. B* **2006**, 73, 060409.
- [61] B. T. Jonker, M. E. Flatté in *Nanomagnetism* (Hrsg.: D. L. Mills, J. A. C. Bland), Elsevier, Dordrecht, **2006**, S. 227.
- [62] D. D. Awschalom, M. E. Flatté, *Nat. Phys.* **2007**, 3, 153.

- [63] S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **1990**, 56, 665.
- [64] J. Stephens, J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **2004**, 93, 097602.
- [65] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **1996**, 69, 363.
- [66] Y. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, *Science* **2004**, 306, 1910.
- [67] S. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **2000**, 85, 393.
- [68] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang, *Science* **2007**, 318, 766.
- [69] L. Vila, T. Kjimura, Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **2007**, 99, 226604.
- [70] T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani, S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa, J. Nitta, K. Takanashi, *Nat. Mater.* **2008**, 7, 125.
- [71] A. Fert, A. Friederich, A. Hamzic, *J. Magn. Magn. Mater.* **1981**, 24, 231.
- [72] R. Mattana, J.-M. George, H. Jaffrès, F. Nguyen Van Dau, A. Fert, B. Lépine, A. Guivarch, G. Jézéquel, *Phys. Rev. Lett.* **2003**, 90, 166601.
- [73] B.-C. Min, K. Motohashi, C. Lodder, R. Jansen, *Nat. Mater.* **2006**, 5, 817.
- [74] A. Cottet, T. Kontos, S. Sahoo, H. T. Man, W. Belzig, C. Bruder, C. Schönenberger, *Semicond. Sci. Technol.* **2006**, 21, 578.
- [75] L. E. Hueso, J. M. Pruneda, V. Ferrari, G. Burnell, J. P. Valdes-Herrera, B. D. Simmons, P. B. Littlewood, E. Artacho, A. Fert, N. D. Mathur, *Nature* **2007**, 445, 410–413.
-