

Kopplung macht den Widerstand

Spinelektronik in magnetischen Schichtstrukturen

Peter Grünberg

Im Zuge der rasanten technologischen Entwicklung rücken Daten auf einer Computer-Festplatte immer enger zusammen. Die immer kleineren und empfindlicheren Schreib- und Leseköpfe machen sich seit rund zehn Jahren den 1988 entdeckten Riesenmagnetowiderstand (GMR) zunutze. Darunter versteht man die große Änderung des elektrischen Widerstands eines magnetischen Schichtsystems, die auftritt, wenn die Magnetisierungen der einzelnen Schichten von antiparalleler auf parallele Orientierung gedreht werden. Schon kleine äußere Magnetfelder können die Orientierung verändern und machen GMR-Leseköpfe so empfindlich.

Im Jahre 1922 wiesen Otto Stern und Walther Gerlach – Namensgeber für die höchste Auszeichnung der DPG für experimentelle Physik – die quantenmechanische Richtungsquantisierung an einem Strahl von Silberatomen im Magnetfeld nach. Das gleiche Phänomen bewirkt, dass die Spins von Leitungselektronen in ferromagnetischen Metallen nur entweder parallel (up) oder antiparallel (down) zur lokalen Magnetisierung ausgerichtet sein können. Fließt ein Strom, so ist die inelastische Streuung von Elektronen für den elektrischen Widerstand verantwortlich. Wenn sich der Spin bei der Streuung nur selten umdreht (Spin flip), besteht der Gesamtstrom gemäß des Mottischen Zweistrommodells im Wesentlichen aus zwei unabhängigen Teilströmen mit den beiden Spinrichtungen, wobei die einzelnen – im Allgemeinen unterschiedlichen – Streuraten die jeweiligen Widerstände R_{\uparrow} und R_{\downarrow} verursachen (siehe Infokasten). Dieses Modell beschreibt erfolgreich den elektronischen Transport in magnetischen Metallen. Mikroskopisch lässt sich das unterschiedliche Verhalten durch die magnetische Bandverschiebung begründen, aufgrund derer sich die Spin up- und down-Zustände an der Fermi-Kante nicht nur durch die Zustandsdichten, sondern auch elektronisch durch die Ladungsverteilung und den Orbitalcharakter unterscheiden.

Der Transport in magnetischen Metallen lässt sich gezielt beeinflussen, indem man die Konzentration und Zusammensetzung der spinabhängigen Streuzentren variiert. Dies erfordert jedoch jedes Mal die Herstellung einer neuen Probe, was zwangsläufig mit einer gewissen Unsicherheit verbunden ist. Einen wesentlich eleganteren Zugang bieten magnetische



IBM Deutschland GmbH

Bereits seit etwa zehn Jahren nutzen die Mehrzahl aller Festplattenleseköpfe den Riesenmagnetowiderstand zum Auslesen der gespeicherten Daten.

Schichtstrukturen, in denen die spinabhängige Streuung von der relativen magnetischen Ausrichtung benachbarter Schichten abhängt. Außerdem bieten diese Systeme die Möglichkeit, weitere spinabhängige Prozesse wie die Grenzflächenreflektivität oder den Tunneleffekt zu nutzen, um das Verhalten der Elektronen zu beeinflussen.

Abhängig von den für die Schichtstruktur verwendeten Materialien tauchen verschiedene Effekte auf, wobei wir uns im Folgenden vorwiegend auf Strukturen aus drei Schichten (Trilagen) beschränken (Abb. 1). Für die beiden äußeren ferromagnetischen Schichten

KOMPAKT

- In einem mehrlagigen magnetischen Schichtsystem hängt die relative Orientierung der Magnetisierung ferromagnetischer Schichten von der Kopplung über eine nichtferromagnetische Zwischenschicht ab.
- Die relative magnetische Ausrichtung benachbarter Schichten beeinflusst wiederum die spinabhängige Streuung und damit den Widerstand. Dieser vergrößert sich, wenn der Winkel zwischen den Magnetisierungen bis hin zur antiparallelen Ausrichtung ansteigt (Riesenmagnetowiderstand).
- Umgekehrt lässt sich in einem Schichtsystem die Magnetisierung durch einen Strom drehen, da Elektronen mit Spin up bzw. down an Grenzflächen unterschiedlich stark streuen und damit ein Drehmoment bewirken.

Prof. Dr. Peter Grünberg, Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 52425 Jülich – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2007 auf der 71. DPG-Jahrestagung in Regensburg.

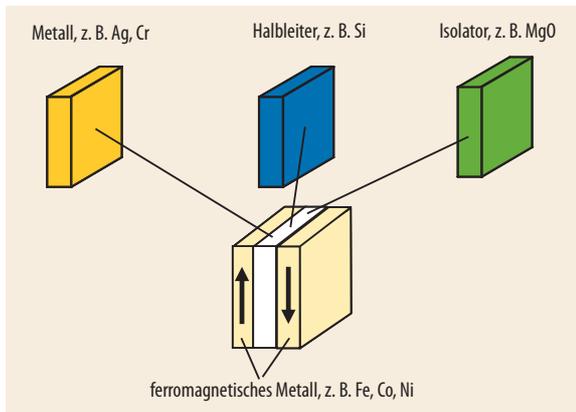


Abb. 1 Die hier betrachteten Strukturen bestehen aus mindestens zwei ferromagnetischen Schichten mit einer typischen Dicke von rund 10 nm, die durch eine nichtferromagnetische, etwa 1 nm dicke Zwischenschicht getrennt sind.

verwenden wir ausschließlich 3d-Metalle und deren Legierungen. Beim nicht ferromagnetischen Zwischenschichtmaterial unterscheidet man zwischen Materialien mit Bandlücke (Isolatoren, Halbleiter) bzw. ohne Bandlücke (Metalle).

Als Vorläufer für den Riesenmagnetowiderstandseffekt gilt das Experiment von Jullière zum Tunnelmagnetowiderstand (Tunnel Magnetoresistance, TMR) [1]. Dieser ist zu beobachten, wenn in einem Schichtsystem mit einer isolierenden oder halbleitenden Zwischenschicht die Elektronen diese Barriere durchtunneln. Der Tunnelstrom hängt dann von der relativen Orientierung der Magnetisierungsrichtung in den äußeren ferromagnetischen Schichten ab. Die Stärke des TMR ist gegeben durch $\Delta R/R_p = (R_{ap} - R_p)/R_p$ mit den Tunnelwiderständen R_p für parallele und R_{ap} für antiparallele Magnetisierungsausrichtung. Jullière schlug als Erklärung vor, dass durch die angelegte Spannung auf einer Seite der Barriere unbesetzte Zustände entstehen, in die Elektronen von der anderen Seite unter Erhaltung von Energie und Spin hineintunneln können. Mithilfe der Zustandsdichten lässt sich die Spinpolarisation $P_{\text{bulk}} = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ der Leitungselektronen des massiven Materials definieren und damit die Widerstandsänderung ausdrücken: $\Delta R/R_p = 2 P_{\text{bulk}}^2 / (1 - P_{\text{bulk}}^2)$.

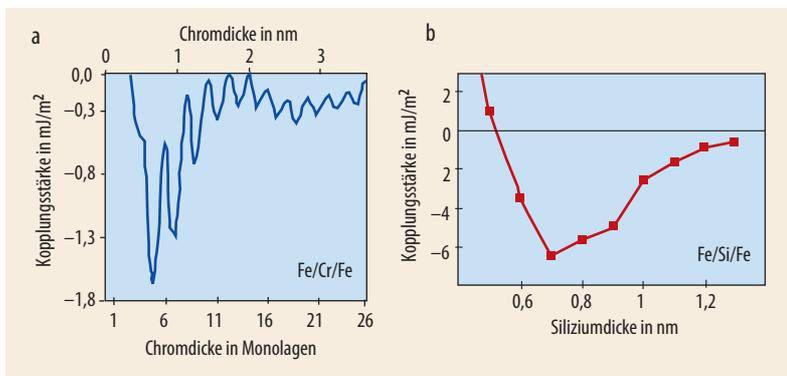


Abb. 2 Sowohl für metallische Zwischenschichten (Chrom, a) als auch für halbleitende (Silizium, b) ist die Kopplung negativ, also antiferromagnetisch. Eine metallische Zwischenschicht führt allerdings zu einer oszillierenden Kopplungsstärke als Funktion der Zwischenschichtdicke (a).

Struktur	$U - E_F$ in eV	$\Delta R/R_p$ in %
Co/Ge(10 nm)/Co		16 (4,2 K)
CoFe/ZnS/CoFe	0,580 0,565	5 (270 K) 10 (6 K)
Fe/GaAs/Fe		1,55 (300 K)
CoFeB/Al ₂ O ₃ /CoFeB		70 (300 K)
CoFeB/MgO/CoFeB		472 (300 K) 804 (5 K)
CoFe/MgO/CoFe	1,1 ... 1,7	220 (300 K) 300 (4,2 K)
Fe/MgO/Fe	0,37... 0,40	180 (300 K)
Fe/Si/Fe	0,3 ... 0,8	≈ 0

Tab. 1 Der TMR bei verschiedenen Materialkombinationen [7]. In Klammern steht die Temperatur, bei der der TMR gemessen wurde. Die Barrierenhöhe $U - E_F$, die dem Abstand der unteren Kante des Leitungsbandes U vom Fermi-Niveau E_F entspricht, ist ein Maß für die isolierenden Eigenschaften der Zwischenschicht.

Jullières Experiment erhielt zur Zeit seiner Veröffentlichung im Jahr 1975 nicht sehr viel Aufmerksamkeit. Dies hat wohl damit zu tun, dass der beobachtete Effekt nur wenige Prozent betrug und nur bei tiefen Temperaturen zu beobachten war. Außerdem ist es auch bis heute nicht gelungen, den Effekt mit den von Jullière angegebenen Ge-Barrierendicken von 10 bis 15 nm zu reproduzieren. Die enorme Entwicklung, die seitdem dennoch stattgefunden hat, zeigt sich dadurch, dass mit MgO-Barrieren inzwischen $\Delta R/R_p$ -Werte von rund 500 % bei Raumtemperatur zuverlässig nachgewiesen wurden. Tab. 1 fasst die für einige Materialkombinationen bisher erreichten Werte zusammen.

Eine Beschreibung des TMR-Effektes, die nur auf der Spinpolarisation P_{bulk} der magnetischen Schichten beruht, vernachlässigt jeden möglichen Einfluss der Zwischenschicht. Dies widerspricht den experimentellen Ergebnissen wie dem hohen Wert bei MgO-Barrieren, der in der speziellen Bandstruktur von MgO begründet liegt [2]. Anschaulich ausgedrückt stellt MgO elektronische Zustände bereit, die eine hohe Spinpolarisation beim Übergang der Elektronen zwischen den ferromagnetischen Schichten bewirken. Die meisten Elektronen tunneln über diesen Kanal und rufen einen großen TMR-Effekt hervor. Um diese Einflüsse zu berücksichtigen, wird P_{bulk} durch eine wirksame effektive Spinpolarisation P_{eff} ersetzt, welche die Eigenschaften der Barriere (z. B. ihre Höhe $U - E_F$) mit einschließt. Später wird die effektive Spinpolarisation noch durch einen Parameter ergänzt, der die Spinasymmetrie der Elektronenstreuung im Volumen sowie an Grenzflächen berücksichtigt.

Kopplung über Zwischenschichten

Neben den Experimenten von Jullière und anderen an Strukturen mit isolierender oder halbleitender Zwischenschicht wurde in den 70er-Jahren die Kopplung über nichtmagnetische metallische Zwischenschichten untersucht. Das sog. Pinhole-Coupling über Löcher in der Zwischenschicht resultiert von Brücken,

die die beiden ferromagnetischen Schichten direkt miteinander verbinden. Diese Art der Kopplung lässt sich zwar nur schwer eindeutig identifizieren, sie wurde aber immer wieder für beobachtete ferromagnetische Kopplung verantwortlich gemacht.

Ein wirklicher Durchbruch gelang erst 1986 mit der Entdeckung der Austauschkopplung von Gd- bzw. Dy-Schichten über Y-Zwischenschichten sowie von Fe-Schichten über Cr [3, 4]. Die Austauschkopplung bewirkt, dass die relative Orientierung der Magnetisierung ferromagnetischer Schichten von der Zwischenschichtdicke abhängt. Für eine quantitative Beschreibung der experimentellen Ergebnisse hat sich die zur Kopplung zugehörige Flächenenergiedichte

$$E_{\text{exch}} = -J_1 \cos(\Delta\varphi) = -J_1 \cdot \frac{M_1 \cdot M_2}{|M_1 \cdot M_2|}$$

bewährt. Hierbei ist $\Delta\varphi$ der Winkel zwischen den Magnetisierungen M_1 und M_2 benachbarter gekoppelter Schichten und J_1 ein phänomenologischer Parameter. Zwar wird dieser Ausdruck meist rein empirisch verwendet, er lässt sich aber durch die zugrundeliegende und nach Ruderman, Kittel, Kasuya und Yosida benannte RKKY-Wechselwirkung, die auf der Spinpolarisation der Leitungselektronen beruht, theoretisch begründen [5, 6]. Je nach Dicke der Zwischenschicht führt die RKKY-Wechselwirkung zu einer ferromagnetischen (F) bzw. antiferromagnetischen (AF) Kopplung zwischen den äußeren Schichten. Positive bzw. negative Werte für J_1 beschreiben F- bzw. AF-Kopplung.¹⁾

Aus der Theorie lässt sich ableiten, dass bei metallischen Zwischenschichten – z. B. beim Fe/Cr/Fe-System – die Kopplung als Funktion der Zwischenschichtdicke oszilliert, während sie für isolierende und

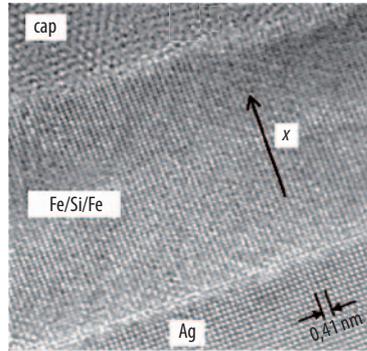


Abb. 3 Die Elektronenmikroskopaufnahme eines Fe/Si/Fe-Systems zeigt einen schräg ansteigenden Streifen in der Mitte, der einen Querschnitt durch die gesamte Probe repräsentiert. Die Fe/Si- und Si/Fe-Grenzlinien sind mit bloßem Auge nicht erkennbar. Wertet man aber die Atomabstände in Pfeilrichtung aus und mittelt quer dazu, so wird die im Si vorhandene Gitterverzerrung deutlich, worüber sich die Lage der Siliziumschicht bestimmen lässt [7].

halbleitende Zwischenschichten exponentiell abfällt. Während oszillierende Kopplung über metallische Zwischenschichten in zahlreichen Fällen nachgewiesen wurde (Abb. 2a), sind für nichtmetallische Zwischenschichten bisher Si und MgO die einzigen Beispiele (Abb. 2b). Die Abnahme des Absolutwertes für Zwischenschichtdicken unterhalb von 0,7 nm in Abb. 2b kommt vermutlich durch Löcher in der Zwischenschicht und durch ferromagnetische Brücken zustande; für dickere Schichten zeigt sich der erwartete exponentielle Kurvenverlauf.

Überraschenderweise ergab die Messung an Si-Zwischenschichten mit $J_1 \approx -6 \text{ mJ/m}^2$ die bisher größte zuverlässig und reproduzierbar gemessene AF-Kopplungsstärke. Der nächstgrößere Wert ergibt sich mit $J_1 \approx -5 \text{ mJ/m}^2$ für Ru [8]. Für Anwendungen der AF-Kopplung – z. B. die synthetischen Antiferromagnete (SAFs) oder AFC-Medien (antiferromagnetically coupled media) – wird Ru bevorzugt, obwohl die Kopplung bei der technischen Realisierung mit Werten um $-0,1 \text{ mJ/m}^2$ im Falle der SAFs [9] und

1) Für eine genauere Beschreibung ist noch ein in $\cos \Delta\varphi$ quadratischer Term erforderlich, der hier aber nicht weiter betrachtet werden soll.

DAS MOTTSCHES ZWEISTROMMODELL

Das Mottsche Zweistrommodell (MZM) vereinfacht die Behandlung elektrischer Transportphänomene in ferromagnetischen Materialien: Elektrischer Strom besteht in einer Driftbewegung der Elektronen, der Widerstand kommt durch inelastische Streuprozesse zustande. Das MZM beschreibt den Gesamtstrom in einem Ferromagneten in Form zweier parallel fließender Teilströme mit Spin up bzw. down – also mit paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung bezüglich der Magnetisierung M –, wobei die jeweiligen Widerstände durch die zugehörigen Streuraten bestimmt sind. Spin-flip-Prozesse – also Streuprozesse mit Spinumkehr – werden dabei vernachlässigt. Dies ist in der Abbildung links unter der Annahme illustriert, dass die Streuraten von Elektronen mit Spin down höher ist. Eine Begründung des MZM ergibt sich aus dem Einfluss der durch die Magnetisierung herbeigeführten Richtungsquantisierung der Transportelektronen und durch die magnetische Verschiebung der Bänder.

Die zum Ferromagnetismus führende Wechselwirkung ist zwar der Austauschanteil der Coulomb-Wechselwirkung, aber sie lässt sich in der Molekularfeldnäherung – insbesondere bezüglich ihrer Symmetrie – als Magnetfeld vorstellen. Daraus folgen die für den Ferromagnetismus typischen Bandverschiebungen (mit Temperaturen T entsprechend 10 000 K) sowie die für Spin up und down unterschiedlichen orbitalen Wellenfunktionen an der Fermi-Kante. Der rechte Teil von Abb. i zeigt eine für magnetische 3d-Metalle typische Bandstruktur, bei der Spin up- und down-Bänder gegeneinander verschoben sind – die d-Bänder wesentlich stärker als die s-

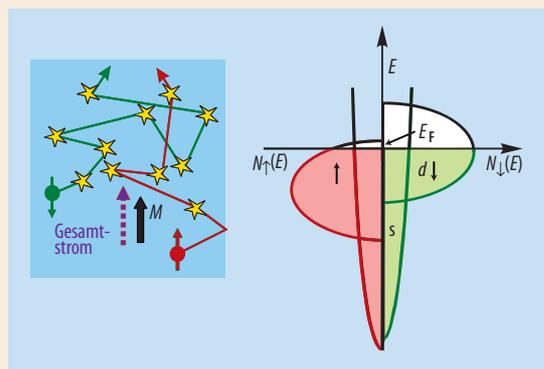


Abb. i Nach dem MZM (links, Sterne markieren inelastische Streuprozesse) teilt sich der Gesamtstrom in zwei Teilströme auf. Das unterschiedliche Verhalten von Elektronen mit Spin up bzw. down resultiert aus der magnetischen Bandaufspaltung und der Verschiebung der Zustandsdichten (rechts).

Bänder. Aufgrund ihrer höheren Beweglichkeit tragen nach heutiger Kenntnis vorwiegend s-Elektronen den elektrischen Strom, während der Widerstand vor allem durch die Streuung der s-Elektronen in die freien d-Zustände an der Fermi-Kante bestimmt wird. Bei der hier gezeigten Bandstruktur haben die d-Elektronen mit Spin down an der Fermi-Kante E_F die höhere Zustandsdichte, die verantwortlich für die stärkere Streuung von Elektronen mit Spin down ist.

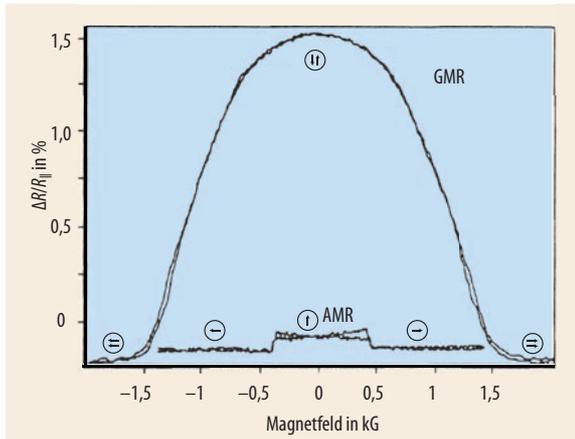


Abb. 4 Der GMR-Effekt im Dreilagensystem Fe/Cr/Fe (Schichtdicke des Eisens: 12 nm) ist im Vergleich zum AMR-Effekt eines 25 nm dicken Fe-Films deutlich ausgeprägter.

–0,06 mJ/m² für AFC-Medien [10] wesentlich schwächer ausfällt. Die starke Kopplung über Si überrascht vor allem aufgrund des äußerst geringen TMR-Effekts dieses Systems. Denn theoretisch ergibt sich im Rahmen eines Freie-Elektronen-Modells, dass große (kleine) Kopplungsstärke mit starkem (schwachem) TMR verknüpft ist [5]. Im Widerspruch dazu zeigt Fe/Si/Fe im Experiment besonders starke Kopplung, obwohl der TMR nicht nachweisbar ist. Ein Erklärungsvorschlag für die starke Kopplung ist, dass diese durch Verunreinigungen in der Zwischenschicht und damit zusammenhängenden diskreten Energieniveaus verursacht sein könnte, falls diese in Resonanz mit der Fermi-Kante des benachbarten Fe stünden. Der wahre Grund besteht vermutlich darin, dass im Laufe der Zeit als Folge von verbessertem Wachstum und Kristallinität immer stärkere Kopplung erreicht wurde (Abb. 3).

2) Unter dem AMR-Effekt versteht man den unterschiedlichen Widerstand für Ströme parallel und senkrecht zur Magnetisierungsrichtung.

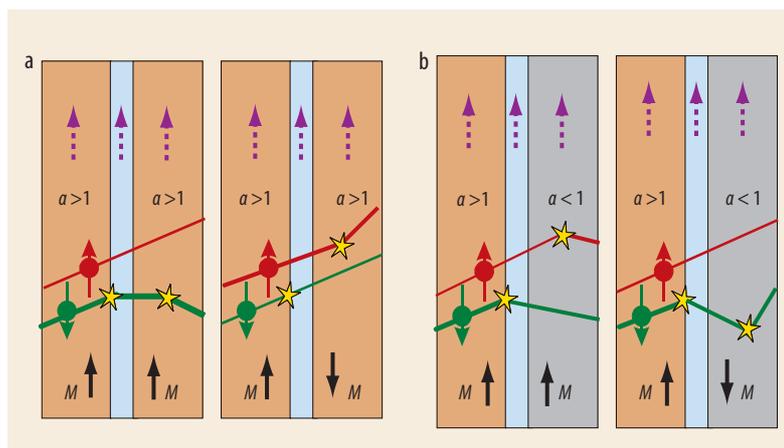


Abb. 5 In dem hier gezeigten idealisierten Modell werden je nach magnetischem Material und Grenzfläche nur Elektronen mit Spin down ($a > 1$) oder Spin up ($a < 1$) gestreut (Streuprozesse sind durch Sterne markiert). Ist a in beiden Schichten kleiner bzw. größer als 1, führt dies zum normalen GMR-Effekt (a). Die Kombination von $a > 1$ und $a < 1$

führt zum inversen GMR-Effekt (b), bei dem $R_p > R_{ap}$ ist. Spinabhängige Grenzflächenreflektivität ist nicht dargestellt, da sie wegen der Translationssymmetrie in der Schichtebene den Elektronenimpuls in Stromrichtung nicht verändert. Für Ströme senkrecht zur Schichtebene trägt neben der Streuung auch die Reflexion zum GMR-Effekt bei.

Wenn der Magnetowiderstand riesig wird

An Schichtstrukturen ferromagnetischer Materialien, die durch nicht-ferromagnetische metallische Zwischenschichten getrennt sind, ist der Riesenmagnetowiderstandseffekt (Giant Magnetoresistance, GMR) zu beobachten. Er besteht in einer Änderung des Widerstands, wenn sich der Winkel zwischen den Magnetisierungen benachbarter ferromagnetischer Schichten ändert. So ist der Widerstand bei antiparalleler Ausrichtung besonders groß, bei paralleler Ausrichtung dagegen klein. Der Effekt, der 1988 gleichzeitig in Orsay an Vielfachschichten sowie in Jülich an Doppelschichten gefunden wurde, macht dabei die besondere Bedeutung des Elektronenspins für elektrische Transporteigenschaften deutlich. Sowohl in Orsay als auch in Jülich sorgte antiferromagnetische Austauschkopplung über die Zwischenschicht für antiparallele Ausrichtung in kleinen Feldern sowie parallele Ausrichtung für genügend große Felder. Der GMR wird definiert als $\Delta R/R_p = (R_{ap} - R_p)/R_p$. Gewöhnlich fließt der Strom in der Schichtebene, durch sub- μm -Strukturierung mittels Elektronenstrahlolithografie lässt sich Stromfluss aber auch senkrecht zur Schichtebene realisieren.

Tab. 2 zeigt besonders große GMR-Werte sowohl für die Doppel- als auch für die Vielfachschicht. Der größte gemessene Wert einer Vielfachschicht liegt bei Raumtemperatur bei 65 %. Ein Wert dieser Größenordnung wurde experimentell auch in Orsay gefunden und ist für rein metallische Materialien so ungewöhnlich, dass er die Bezeichnung „giant“ rechtfertigt. Das erste Experiment an der magnetischen Doppelschicht ergab zwar nur 1,5 %, doch auch dieser Wert ist immer noch deutlich größer als der anisotrope Magnetowiderstandseffekt (AMR) einer Fe-Einzelschicht, deren Dicke der Gesamtdicke der Doppelschicht entspricht (Abb. 4).²⁾ Bislang ist es nur für das Co/Cu/Co-System gelungen, auch für die Doppelschicht wesentlich größere Werte zu realisieren (Tab. 2). Fert erklärte den GMR-Effekt auf Basis des Mottschen Zweistrommodells und spinabhängiger Elektronenstreuung [11]. Diese Erklärung wurde später durch eine genauere Analyse experimenteller Daten mithilfe der Boltzmann-Gleichung bestätigt [12]. Für Ströme in der Schichtebene führt spinabhängige Elektronenstreuung allein zum GMR-Effekt.

Der GMR-Effekt tritt auf, wenn sich die relative Magnetisierungsrichtung benachbarter ferromagnetischer Schichten ändert. Dies lässt sich auf verschiedene Weise erreichen, z. B. durch AF-Zwischenschichtkopplung, die im Nullfeld die Magnetisierung antiparallel ausrichtet. Für genügend große äußere Felder kommt es schließlich zur Sättigung, und die Spins sind parallel in Feldrichtung ausgerichtet. Eine andere Möglichkeit besteht darin, verschiedene Koerzitivfeldstärken benachbarter Schichten auszunutzen. Damit ist es für geeignete äußere Felder möglich, dass eine Schicht bereits ummagnetisiert ist, die andere dagegen noch nicht. Eine genügend große Koerzitivfeldstärke lässt sich über eine unidirektionale Grenzflächenanisotropie durch Hinzufügen einer antiferromagnetischen an

System	$\Delta R/R_p$ in %	t_{mag} in nm
Fe/Cr/Fe	1,5	12
Fe/Cr/Fe	2	5
[Fe/Cr(1,2 nm)]50	42	0,45
Co/Cu/Co	2,0	10
Co/Cu/Co	19	3
[Co/Cu(0,9 nm)]30	48	1,5
Co90Fe10/Cu/Co90Fe10	6	0,8
Co/Cu/Co	16	2,8
[Co/Cu(0,9 nm)]16	65	1

Tab. 2 GMR-Werte für Tri- und Multilagenn bei Raumtemperatur. Ergänzende Schichten, die nicht zum GMR-Effekt beitragen, sind weggelassen. t_{mag} ist dabei die Dicke von einer der magnetischen Schichten.

eine ferromagnetische Schicht erreichen (Austauschanisotropieeffekt). Wenn der GMR-Effekt nicht durch AF-Kopplung erzeugt wird, sondern durch eine der letzten Maßnahmen, ist der Name Spin-Valve-System (Spin-Ventil) gebräuchlich, obwohl in Bezug auf den Mechanismus des GMR-Effekts kein Unterschied zu dem durch AF-Kopplung erzielten Effekt besteht.

Mikroskopisch betrachtet ist die spinabhängige Elektronenstreuung, die ja auch dem Mottischen Zweistrommodell zugrunde liegt (Abb. i), für den GMR-Effekt verantwortlich. Abb. 5a zeigt repräsentative Streuprozesse (Sterne), wobei die idealisierte Annahme gemacht wurde, dass nur Elektronen mit Spinausrichtung antiparallel zur lokalen Magnetisierung gestreut werden. Bei paralleler Magnetisierungsausrichtung (links) werden dann Elektronen mit Spin up überhaupt nicht gestreut und erzeugen folglich einen Kurzschluss. Dieser wird beseitigt durch antiparallele Magnetisierungsausrichtung (Abb. 5a, rechts) und die dadurch verursachte Umverteilung der Streuprozesse. Soweit das idealisierte Bild. In Wirklichkeit werden immer beide Elektronensorten gestreut, aber ein Unterschied in den Streuraten genügt, um eine Widerstandserhöhung bei antiparalleler Magnetisierungsausrichtung zu erzeugen.

Zur allgemeinen Behandlung ist es zweckmäßig, einen lokalen Streuasymmetrieparameter $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ mit lokalen spezifischen Widerständen ρ_{\downarrow} und ρ_{\uparrow} zu definieren. Je nachdem, ob Elektronen mit Spin nach oben oder unten stärker gestreut werden, ist $\alpha < 1$ oder $\alpha > 1$. Kombiniert man in einer Schichtung Materialien mit $\alpha < 1$ und $\alpha > 1$ (Abb. 5b), so ergibt sich der größere Widerstand bei paralleler Ausrichtung

der Magnetisierungen, wie man sich durch die andere Verteilung der Streuprozesse leicht klar machen kann. Dies nennt man „inversen“ GMR-Effekt, im Gegensatz zu dem normalen GMR-Effekt wie in Abb. 5a. Die mikroskopische Ursache für die beobachtete Streuasymmetrie ist die magnetische Bandverschiebung, die für unterschiedliche elektronische Eigenschaften der beiden Spinsorten an der Fermi-Kante und damit der Leitungselektronen sorgt (siehe Infokasten).

Ummagnetisieren mit Strom

Die durch den Parameter α quantifizierte Streuasymmetrie ist auch für das strominduzierte magnetische Schalten (Current Induced Magnetic Switching, CIMS) von großer Bedeutung, denn durch die verschiedenen starke Streuung erhalten Ströme eine Spinpolarisation, die mit steigender Stromdichte erst zur Präzession des magnetischen Systems führt und dieses letztlich in Richtung des Spinstroms ummagnetisiert. Zunächst wurde CIMS theoretisch postuliert [13], später auch experimentell nachgewiesen [14].

Zur Realisierung des strominduzierten magnetischen Schaltens ist eine hartmagnetische Schicht mit fixierter Magnetisierung M_{fest} durch eine entkoppelnde nichtmagnetische Schicht (blau) getrennt von einer weichmagnetischen Schicht, deren Magnetisierung M_{frei} frei drehbar ist (Abb. 6). Eine geeignete Kontaktierung ermöglicht Stromfluss senkrecht zur Schichtebene unter Begrenzung des Strompfades auf einen Durchmesser von rund 100 nm und Stromdichten von etwa 10^7 A/cm^2 . So werden z. B. bei $\alpha > 1$ mehr Elektronen mit Spin down aus dem Strompfad herausgestreut. Die sich in Elektronenstromrichtung bewegenden Elektronen sind dann mehrheitlich parallel zur jeweiligen Magnetisierung polarisiert. Aus dem gleichen Grund sind die reflektierten Elektronen antiparallel polarisiert. Ferner ist angenommen, dass M_{fest} als Folge von magnetischen Fluktuationen um einen kleinen Winkel θ aus der Richtung der statischen Magnetisierung (vertikal) herausgedreht ist (Abb. 6a). Die in Richtung des Elektronenstroms fließenden Elektronen passen sich bei der Diffusion durch das Schichtpaket der jeweiligen Magnetisierung an und geben dabei das vorher aufgenommene transversale Spinmoment ab. Wegen der Drehimpulserhaltung bewirkt dies ein Drehmoment, das so lange

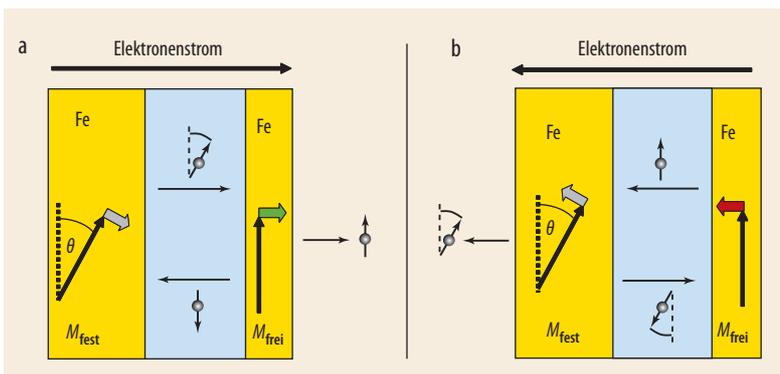


Abb. 6 Beim strominduzierten Schalten (hier unter der Annahme positiver Spinpolarisation, $\alpha > 1$) fließen Elektronen von der hartmagnetischen Schicht zur weichmagnetischen (a) und umgekehrt (b). Elektronen, die in Elektronenstromrichtung fließen, sind parallel polarisiert, reflektierte Elektronen antiparallel. Wenn die Elektronen sich der Magnetisierungsrichtung anpassen, bewirken sie ein Drehmoment auf die Magnetisierung und drehen diese.

auf die Magnetisierung wirkt (grüner Pfeil), bis beide parallel stehen. Die reflektierten Elektronen üben ein Drehmoment auf M_{fest} aus (grauer Pfeil), das aber wirkungslos bleibt, da die Magnetisierung nicht drehbar ist. Die Argumentation für **Abb. 6b** ist ähnlich, nur dass die reflektierten Elektronen ein Drehmoment bewirken (roter Pfeil), welches eine antiparallele Ausrichtung zur Folge hat.

Abb. 7 zeigt ein Beispiel für CIMS aus einem kürzlich in Jülich durchgeführten Experiment an epitaktischen Fe/Ag/Fe-Schichtstrukturen mit vierzähliger kubischer in-plane Anisotropie [15]. Der U- oder V-förmige Anstieg des differentiellen Widerstands für große Absolutwerte des Stromes ist auf Joulesche Erwärmung zurückzuführen. Positive Ströme korrespondieren in **Abb. 7c** der Stromrichtung von oben nach unten. Für negative Ströme erwarten wir gemäß **Abb. 6a** die parallele Ausrichtung der Magnetisierungen, die für schwache positive Ströme noch bestehen bleibt. Für ansteigende positive Ströme dreht sich das System, bis letztlich die antiparallele Anordnung erreicht ist. Wegen der überlagerten kubischen Anisotropie geschieht dies hier über die Zwischenstufe einer 90° -Anordnung.

Die Erklärung der in **Abb. 6** gezeigten Schaltvorgänge beruht auf der Annahme einer positiven Spinpolarisation der Elektronen in Elektronenstromrichtung, wie dies in **Abb. 7** für die Fe/Ag-Grenzfläche bestätigt wird. Für negative Spinpolarisation, wie sie an der Fe/Cr-Grenzfläche auftritt, ergeben sich qualitativ die gleichen Schaltvorgänge nach Umkehr des Elektronenflusses [15, 16].

Neben CIMS werden derzeit die bei den Schaltvorgängen auftretenden Anregungen von M_{frei} untersucht, die durch den GMR-Effekt zwischen M_{frei} und M_{fest} zur Abstrahlung von Mikrowellen führen. Die von einem einzelnen Kontakt erzeugte Intensität ist für Anwendungen sicher zu klein, aber es ließ sich bereits zeigen, dass durch den synchronen Betrieb von N Kontakten eine N^2 -fache Verstärkung möglich ist. Selbstsynchronisation durch nichtlineare Effekte ist von anderen Beispielen her bereits bekannt.

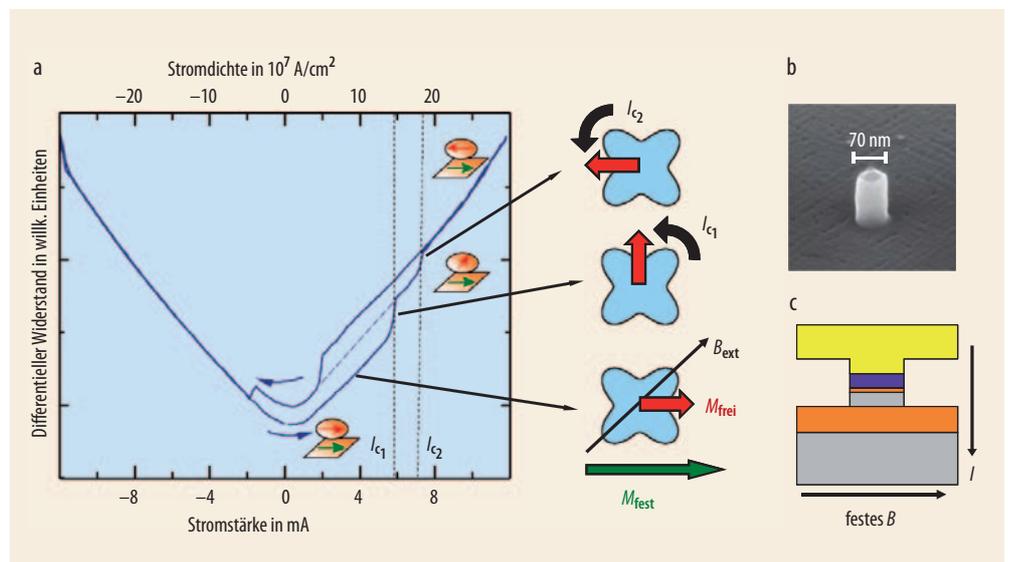
Riesenmagnetowiderstände im Alltag

Über den Lesesensor hinaus gibt es erstaunlich viele weitere Anwendungen für den Riesenmagnetowiderstand, beispielsweise in der Positions- und Bewegungssensorik von magnetisch markierten Objekten. Die Markierung geschieht entweder dadurch, dass die Objekte selbst magnetisch sind oder ihnen ein kleiner Permanentmagnet angeheftet wird. Anwendungsgebiete hierfür sind die Kontrolle bewegter Teile in Kraftfahrzeugen (z. B. ABS-Systeme), in der Robotik und an Fließbändern. Autos enthalten genügend magnetische Teile, um sich dies auch in Parkhäusern zunutze zu machen. So können in Parkplätze eingelassene Sensoren anzeigen, ob diese belegt oder frei sind. Sensoren, die auf dem GMR-Effekt beruhen, sind nicht nur sehr empfindlich, sondern können auch in sehr kleiner Form gebaut werden.

Die beiden erwähnten Prinzipien des Spin-Valve und der Austauschkopplung finden sich in entsprechenden Sensoren wieder. Für gekoppelte Sensoren lassen sich Multischichten mit hoher Magnetfeldempfindlichkeit benutzen. Kommerziell erhältliche Sensoren messen allerdings nur den Absolutwert (Unipolarität). Spin-Valve-Sensoren registrieren dagegen auch die Polarität. Die Anzahl der verwendeten Magnetschichten ist bei ihnen jedoch auf maximal drei beschränkt, was die erreichbare Empfindlichkeit eingrenzt.

Auch für die antiferromagnetische Kopplung gibt es in Form von synthetischen Antiferromagneten Anwendungen. Mit ihrer Hilfe lässt sich z. B. die harte Schicht in einem Spin-Valve-Sensor stärker fixieren. In ähnlicher Weise erreicht man dies auch bei AFC-Medien bezüglich der gespeicherten Information [10]. Potenzielle Anwendungen für den Tunnelmagnetowiderstand finden sich speziell bei künftigen MRAMs (Magnetic Random Access Memories), für das strominduzierte magnetische Schalten beim Schreibprozess in MRAMs und für Mikrowellenquellen mit Abmessungen im Nanometerbereich.

Abb. 7 Beim strominduzierten Schalten ($T = 5 \text{ K}$, $B = 7,9 \text{ mT}$) in Fe/Ag/Fe-Proben zeigen sich Abweichungen vom U- bzw. V-förmigen Verlauf des Widerstands (a). Bei negativen Stromstärken ist die Ausrichtung parallel, mit wachsendem Strom beginnt sich die freie Magnetisierung jedoch beim kritischen Strom I_{c1} zu drehen und hat bei I_{c2} die antiparallele Ausrichtung erreicht. Die elektronenmikroskopische Aufnahme zeigt den Nanopilar vor der Kontaktierung (b), das Schema die Schichtenanordnung mit Kontakten, wobei positive Ströme der Stromrichtung von oben nach unten entsprechen (c).



*

Ich danke den Kollegen im Institut für Festkörperforschung des Forschungszentrums Jülich für viele anregende Diskussionen und Daniel Bürgler für die kritische Durchsicht dieses Manuskripts.

Literatur

- [1] M. Jullière, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975)
- [2] J. Mathon und A. Umerski, Phys. Rev. B **63**, 220403R (2001);
W. H. Butler et al., Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001)
- [3] Reviewartikel, Datensammlung und weitere Referenzen siehe:
D. E. Bürgler, P. Grünberg, S. O. Demokritov und M. T. Johnson,
Handbook of Magnetic Materials Vol. 13, hrsg. von K. H. J.
Buschow, Elsevier, Amsterdam (2001)
- [4] P. Grünberg, Appl. Phys. Vol. **66**, Light Scattering in Solids V,
hrsg. von M. Cardona und G. Güntherodt; P. Grünberg et al.,
Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986); M. Buchmeier et al., Phys. Rev.
B **67**, 184404 (2003)
- [5] J. C. Slonczewski, Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989)
- [6] P. Bruno, Phys. Rev. B **52**, 4 (1995)
- [7] D. E. Bürgler, R. R. Gareev, L. L. Pohlmann, M. Buchmeier und
M. Lysberg, Mol. Phys. Rep. **40**, 13 (2004); P. Grünberg, D. E.
Bürgler, H. Dassow, A. D. Rata und C. M. Schneider, Acta Mate-
rialia **55**, 1171 (2007)
- [8] S. S. P. Parkin, N. More und K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304
(1990)
- [9] G. J. Strijkers et al., Phys. Rev. B **62**, 21218 (2000)
- [10] E. E. Fullerton et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 3806 (2000)
- [11] Weitere Referenzen siehe: A. Barthélémy, A. Fert und F. Petroff,
Handbook of Magnetic Materials Vol. 12, hrsg. von K. H. J.
Buschow, Elsevier, Amsterdam (1999)
- [12] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg und W. Zinn,
Phys. Rev. B **42**, 8110 (1990)
- [13] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996);
L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996)
- [14] J. A. Katine et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000)
- [15] R. Lehdorff, M. Buchmeier, D. E. Bürgler und C. M. Schneider,
in Vorbereitung.
- [16] M. AlHajDarwish et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 157203 (2004)

DER AUTOR

Peter Grünberg war als Jugendlicher von Newtons Erkenntnis, dass Gravitation die Planeten auf ihren Bahnen hält, so begeistert, dass er sich neben Sport und Musik besonders für Physik zu interessieren begann. Er studierte in Frankfurt



Günter Staudinger

und Darmstadt Physik und promovierte 1969. Nach einem Forschungsaufenthalt in Ottawa (Kanada) ging er an das neugegründete Institut für Magnetismus im Forschungszentrum in Jülich. 1984 habilitierte er sich in Köln, 1986 gelang ihm der Nachweis der antiferromagnetischen Kopplung an Fe/Cr-Schichtsystemen. Zwei Jahre später folgte die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands, der heute in den meisten Festplattenlaufwerken ausgenutzt wird. Peter Grünberg ist hierfür vielfach geehrt worden, u. a. mit dem Zukunftspreis des Bundespräsidenten 1998 und dem Japan-Preis 2007, dem FZ Jülich hat das Patent Lizenz-einnahmen in zweistelliger Millionenhöhe eingebracht.