
Spinelektronik

Vorlesungsskript zur Vorlesung im SS 2004

Prof. Dr. Rudolf Gross

und

Dr. Achim Marx

Walther-Meissner-Institut

Lehrstuhl für Technische Physik (E23)

Walther-Meissner-Strasse 8

D-85748 Garching

Rudolf.Gross@wmi.badw.de

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	9
Einleitung	1
I Grundlagen	9
1 Grundbegriffe und Messmethoden	11
1.1 Grundbegriffe des Magnetismus	12
1.2 Messmethoden	13
2 Spinabhängiger Transport	15
2.1 Magnetoresistive Effekte – ein phänomenologischer Überblick	16
2.1.1 Der positive Magnetwiderstand	16
2.1.2 Der negative Magnetwiderstand – Streuung an Spinunordnung	17
2.1.3 Der anisotrope Magnetwiderstand – AMR	18
2.1.4 Der Riesenmagnetwiderstand – GMR	19
2.1.5 Der Tunnelmagnetwiderstand – TMR	22
2.1.6 Der kolossale Magnetwiderstand – CMR	24
2.2 Elektrischer Transport in unmagnetischen Metallen	28
2.2.1 Boltzmann-Gleichung und Relaxationszeit	28
2.2.2 Elektrische Leitfähigkeit	33
2.2.3 Magnetwiderstand und Hall-Effekt im Einbandmodell	36
2.2.4 Vertiefungsthema: Magnetwiderstand und Hall-Effekt im Zweibandmodell	38
2.2.5 Streuprozesse	42
2.2.6 Streuprozesse in dünnen metallischen Schichten	48
2.3 Elektrischer Transport in magnetischen Metallen	52

2.3.1	Experimentelle Beobachtungen	52
2.3.2	Das Zwei-Spinkanal-Modell	54
2.3.3	Streuung in magnetischen Systemen	57
2.3.4	Streuung von Leitungselektronen an lokalisierten magnetischen Momenten	61
2.3.5	Vertiefungsthema: Der Kondo-Effekt	67
2.3.6	Vertiefungsthema: Einfluss der Leitungselektronen auf lokale magnetische Momente	69
2.3.7	Vertiefungsthema: Der Kondo-Widerstand	73
2.3.8	Hall-Effekt in ferromagnetischen Metallen	75
II	Magnetoresistive Effekte	83
3	AMR-Effekt	85
3.1	Experimentelle Beobachtungen	86
3.2	Anschauliche Erklärung des AMR	88
3.3	Widerstandstensor und AMR-Effekt	91
3.3.1	Anwendungsaspekte	92
3.4	Außergewöhnlicher Hall-Effekt	94
4	CMR-Effekt	95
4.1	Experimentelle Beobachtungen	97
4.2	Kristallstruktur	99
4.2.1	Toleranzfaktor	99
4.2.2	Vertiefungsthema: Ruddlesden-Popper-Serie	102
4.3	Elektronische Struktur	103
4.3.1	Das Kristallfeld	103
4.3.2	Jahn-Teller-Effekt	108
4.4	Grundlagen zur magnetischen Struktur	113
4.4.1	Experimentelle Beobachtungen	113
4.4.2	Der Superaustausch	114
4.4.3	Vertiefungsthema: Ladungstransfer- und Mott-Hubbard-Isolatoren	118
4.4.4	Die Goodenough-Kanamori-Anderson Regeln	120

4.4.5	Der Doppelaustausch	124
4.5	Elektrische Transporteigenschaften	132
4.5.1	Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands	132
4.5.2	Skalenverhalten des CMR-Effektes	134
5	GMR-Effekt	137
5.1	Zwischenschicht-Austauschkopplung	139
5.1.1	Experimentelle Beobachtungen	139
5.1.2	Kopplungsarten	140
5.1.3	Phänomenologische Beschreibung der Zwischenschichtkopplung	143
5.1.4	Mikroskopisches Modell der Zwischenschichtkopplung	144
5.1.5	RKKY-Wechselwirkung	152
5.2	Der Riesenmagnetwiderstand	154
5.2.1	Einfache Modellvorstellungen	154
5.2.2	Intrinsischer GMR	157
5.2.3	Extrinsischer GMR	160
5.3	Skalenverhalten des GMR	165
5.3.1	Anwendungsaspekte	166
6	Spinventile	169
6.1	Austausch-Anisotropie	171
6.1.1	Phänomenologische Beschreibung der Austausch-Anisotropie	171
6.1.2	Theoretische Modelle zur Austausch-Anisotropie	176
6.2	Realisierung von Spinventilen	187
6.2.1	Optimierung des magnetoresistiven Effekts von Spinventilen	188
6.2.2	Wahl des Antiferromagneten	190
7	TMR-Effekt	195
7.1	Theoretische Behandlung des Tunnelns von Elektronen	198
7.1.1	Elastisches Tunneln durch eine eindimensionale rechteckförmige Barriere – zeitunabhängiger Ansatz	198
7.1.2	Vertiefungsthema: Elastisches Tunneln durch eine eindimensionale rechteckförmige Barriere – zeitabhängiger Ansatz	202
7.1.3	Vertiefungsthema: Elastisches Tunneln durch eine eindimensionale Barriere beliebiger Form – WKB-Näherung	203

7.1.4	Elastisches Tunneln in planaren Metall/Isolator/Metall-Kontakten	204
7.1.5	Vertiefungsthema: Tunneln unter Berücksichtigung des Bildpotenzials	209
7.1.6	Bandstruktureffekte beim elastischen Tunneln	210
7.1.7	Vertiefungsthema: Resonantes Tunneln	211
7.2	NIN- und NIS-Kontakte	214
7.3	Ferromagnet/Isolator/Supraleiter-Kontakte	218
7.3.1	Zeemann-Aufspaltung der Quasiteilchen-Zustandsdichte in Supraleitern	218
7.3.2	Zustandsdichte und Spinpolarisation in Ferromagneten	221
7.4	Ferromagnet/Supraleiter-Kontakte: Andreev-Reflexion	227
7.4.1	Andreev-Streuung an Metall/Supraleiter-Grenzflächen	227
7.4.2	Andreev-Streuung an Ferromagnet/Supraleiter-Grenzflächen	234
7.5	FM/I/FM-Tunnelkontakte	239
7.5.1	Jullière – Modell	241
7.5.2	Weiterentwicklungen des Jullière-Modells	242
7.6	Experimente zu FM/I/FM-Tunnelkontakten	249
7.6.1	Untersuchung und Verbesserung der Barriereneigenschaften	251
7.6.2	Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des JMR	253
7.6.3	Dotierung der Tunnelbarriere	256
7.6.4	FM/I/FM Tunnelkontakte mit nichtmagnetischen Zwischenschichten . .	258
7.6.5	Grenzflächeneffekte und Vorzeichen der Spinpolarisation	259
7.6.6	Neue Materialsysteme	261
7.6.7	Rastertunnelmikroskopie	263
7.7	Inelastisches Tunneln	266
7.7.1	Inelastisches Tunneln mit Wechselwirkungsprozessen in der Barriere . . .	266
7.7.2	Inelastisches Tunneln mit Wechselwirkungsprozessen in den Tunnelelektroden	269
7.7.3	Tunneln über Zwischenzustände – Glazmann-Matveev Modell	269
7.8	Tunneln durch ferromagnetische Barrieren – Spinfilter	275
7.9	Austauscheffekte an Grenzflächen zu Ferromagneten	278
8	EMR- und BMR-Effekt	281
8.1	Der ballistische Magnetwiderstand	282
8.1.1	Punktkontakte	282
8.1.2	Ballistischer Magnetowiderstandseffekt in Nanokontakten	284
8.1.3	BMR-Effekt: Artefakte	287

III	Spininjektion und Spintransport	289
IV	Materialien für die Spinelektronik	291
V	Anwendungen	293
9	XMR-Effekte – Anwendungen	295
9.1	Sensoren	298
9.1.1	GMR Sensoren	301
9.1.2	Anwendungen von GMR-Sensoren	307
9.2	Magnetoresistive Leseköpfe	312
9.2.1	Design von Lese- und Schreibköpfen	314
9.3	Magnetic Random Access Memory – MRAM	319
9.3.1	Geschichtlicher Hintergrund	319
9.3.2	MRAM basierend auf AMR und GMR	322
9.3.3	MRAM basierend auf Spinventilen	324
9.3.4	MRAM basierend auf magnetischen Tunnelkontakten	324
9.3.5	Ansteuerkonzepte für MRAMs	326
VI	Quanten-Spinelektronik	331
VII	Appendix	333
A	Literatur	335
B	SI-Einheiten	336
B.1	Geschichte des SI Systems	336
B.2	Die SI Basiseinheiten	338
B.3	Einige von den SI Einheiten abgeleitete Einheiten	339
B.4	Vorsätze	341
B.5	Abgeleitete Einheiten und Umrechnungsfaktoren	342
C	Physikalische Konstanten	346

Teil I

Grundlagen

Teil II

Magnetoresistive Effekte

Kapitel 6

Spinventile

Spinventil-Systeme¹ bestehen genauso wie GMR-Systeme aus Schichtfolgen von nicht-magnetischen und ferromagnetischen Lagen, wobei der einzige Unterschied darin besteht, dass bei Spinventil-Systemen die ferromagnetischen Schichten magnetisch entkoppelt sind, während bei GMR-Systemen üblicherweise eine antiferromagnetische Kopplung vorliegt. Spinventile, die wir bereits in Abschnitt 2.1.4 und 5.3.1 kurz vorgestellt haben, sind also magnetische Mehrlagensysteme, die zwar einen Riesenmagnetowiderstandseffekt zeigen, bei denen aber keine antiferromagnetische Kopplung zwischen den durch nicht-magnetische Schichten getrennten ferromagnetischen Schichten vorliegt.

Das Interesse an Spinventilen entstand hauptsächlich durch gewisse Nachteile von GMR-Systemen hinsichtlich von Anwendungen. Ein Problem der anfangs entdeckten magnetischen Vielschichtsysteme Fe/Cr und Co/Cu waren deren große Sättigungsfeldstärken H_s , von oft mehr als 1 T, die trotz eines großen magnetoresistiven Effekts $A = \Delta R/R$ nur kleine Empfindlichkeiten $S = A/H_s$ von typischerweise weniger als 0.1% pro Oersted erlaubten. Deshalb konzentrierten sich die anwendungsbezogenen Forschungsarbeiten stark auf die Reduktion der Sättigungsfeldstärke bei gleichzeitiger Beibehaltung der großen Effektamplitude. Dies führte zu den Spinventil-Systemen, deren prinzipielle Funktionsweise bereits in Abschnitt 2.1.4 diskutiert wurde. In diesen Systemen wird auf eine antiferromagnetische Kopplung der ferromagnetischen Schichten verzichtet. Dies erlaubt die Benutzung einer relativ dicken nicht-magnetischen Zwischenschicht, was eine wesentliche herstellungstechnische Vereinfachung darstellt.

Die völlige magnetische Entkopplung der ferromagnetischen Schichten und die Benutzung von weichmagnetischen Materialien erlaubt prinzipiell das Erreichen von kleinen Sättigungsfeldstärken. Andererseits benötigt man zum Erreichen der antiparallelen Magnetisierungskonfiguration entweder

- zwei ferromagnetische Schichten mit deutlich unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke oder
- das Verankern (engl.: Pinning) der Magnetisierungsrichtung einer ferromagnetischen Schicht durch die Ankopplung an eine antiferromagnetische Schicht.

Die entsprechenden Schichtstrukturen wurden bereits in Abb. 5.22 gezeigt.

¹Obwohl sich der Begriff Spinventil im deutschen Sprachgebrauch nicht allgemein durchsetzen konnte und meistens der englische Ausdruck Spin-Valves verwendet wird, werden wir im Folgenden den deutschen Ausdruck Spinventil benutzen.

Unterschiedliche Koerzitivfeldstärken können wir durch geeignete Materialauswahl (z.B. ist das Koerzitivfeld H_c von Permalloy – $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ oder $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ – im Allgemeinen wesentlich kleiner als das von Co) sowie durch Variation der Schichtdicken oder der Wachstumsbedingungen erreichen. Liegen unterschiedliche Koerzitivfeldstärken H_{c1} und H_{c2} für ein ungekoppeltes System aus zwei ferromagnetischen Schichten vor, so resultiert der in Abb. 5.22b gezeigte Verlauf des magnetischen Moments und des Widerstands als Funktion des angelegten Magnetfeldes. Die Verwendung von ferromagnetischen Schichten mit unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken hat sich zwar für die experimentelle Untersuchung von grundlegenden Aspekten als sehr hilfreich herausgestellt, für praktische Anwendungen ist diese Konfiguration aber nur bedingt nutzbar. Zum einen ist die Koerzitivfeldstärke von den mikrostrukturellen Eigenschaften der Schichten und verschiedenen Herstellungsparametern (z.B. Defekte, Verspannungen, Temperatur, etc.) abhängig und deshalb nur schwer zu kontrollieren, zum anderen ist der hysteretische Verlauf der $R(H)$ -Kurven für Anwendungen ungünstig. Außerdem ist das Schaltverhalten mit der Verschiebung von Domänenwänden verknüpft und deshalb im Allgemeinen langsam. Die Schaltfelder können zwar durch eine magnetische Vorspannung² (z.B. durch einen Permanentmagneten) in die Nähe des Feldnullpunkts gebracht werden, der hysteretische Verlauf der $R(H)$ -Kurven wird dadurch aber nicht beeinflusst. Damit scheidet dieses Konzept für Sensoranwendungen aus.

Die zweite Möglichkeit, nämlich das Festhalten der Magnetisierungsrichtung einer der ferromagnetischen Schichten, lässt sich durch Austauschkopplung mit einem Antiferromagneten realisieren. Dabei wird ein physikalisches Phänomen benutzt, das unter dem Begriff *Austausch-Anisotropie* bekannt ist. Derartige Schichtsysteme wurden erstmals von **Dieny et al.**³ realisiert. Diese Autoren führten den Begriff "*spin valve effect*" ein. Dieser ursprünglich von Dieny et al. eingeführte Begriff wurde später von anderen Autoren in einem weiteren Sinn für den GMR-Effekt insgesamt benutzt. Wir wollen den Begriff "Spinventil" oder "Spin-Valve" nur gemäß der oben angegebenen Definition verwenden.

Das Festhalten der Magnetisierungsrichtung einer der ferromagnetischen Schichten durch Austauschkopplung mit einem Antiferromagneten ist auch für magnetische Tunnelkontakte von großer Bedeutung. Für magnetische Tunnelkontakte ist die Kopplung der beiden ferromagnetischen Schichten üblicherweise verschwindend klein und wir benötigen wiederum eine Methode, mit der wir eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen erreichen können. Dies könnte zwar wiederum durch Schichten mit unterschiedlichen Koerzitivfeldern erzielt werden, was aber für die Praxis meist nicht geeignet ist. Die Verankerung der Magnetisierungsrichtung durch Austauschkopplung mit einem Antiferromagneten ist deshalb auch für TMR-Bauelemente von großer Bedeutung und soll deshalb in den folgenden Abschnitten im Detail diskutiert werden.

²im Englischen "bias field".

³B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri, Phys. Rev. **B 43**, 1297 (1991).

6.1 Austausch-Anisotropie

Zur Realisierung von Spinventilen wird die Magnetisierungsrichtung einer ferromagnetischen Schicht durch Austauschkopplung mit einem Antiferromagneten in einer bestimmten Richtung festgehalten. Unter *Austauschkopplung* verstehen wir dabei ganz allgemein das Vorhandensein einer bevorzugten relativen Orientierung der magnetischen Momente von zwei unterschiedlichen magnetischen Materialien, wenn sie in direkten Kontakt miteinander gebracht werden oder über eine dünne Zwischenschicht, die eine Übertragung der Spininformation erlaubt, gekoppelt werden. Die Austauschkopplung muss von anderen Kopplungsmechanismen (z.B. Dipolkopplung) unterschieden werden. Der für die Austauschkopplung zwischen einem Ferromagneten und einem Antiferromagneten verantwortliche Mechanismus basiert auf dem Phänomen der Austausch-Anisotropie, deren physikalische Grundlagen im Folgenden näher diskutiert werden sollen.⁴

Die *Austausch-Anisotropie* wurde bereits in den 50er Jahren entdeckt, als die Magnetisierungskurven von kleinen oxidierten Co-Teilchen (Durchmesser etwa 20 nm) untersucht wurden. Im Jahr 1956 berichteten **Meiklejohn** und **Bean**:⁵ *A new type of magnetic anisotropy has been discovered which is best described as an exchange anisotropy. This anisotropy is the result of an interaction between an antiferromagnetic material and a ferromagnetic material.* Nach mehr als 40 Jahren seit seiner Entdeckung ist das Phänomen der Austausch-Anisotropie die Grundlage für wichtige Anwendungen im Bereich der magnetischen Datenspeicherung geworden. Allerdings hat man erst seit Mitte der 1980er Jahre ein verbessertes Verständnis der Austausch-Anisotropie entwickelt, das weit über die ursprünglichen Modelle von Meiklejohn und Bean hinausgeht. Der langsame Fortschritt bei der Modellierung der Austausch-Anisotropie resultiert aus der Tatsache, dass dieses Phänomen auf der Wechselwirkung von ferromagnetischen und antiferromagnetischen Materialien an Grenzflächen auf einer atomaren Skala beruht und dass die experimentellen Methoden für die Charakterisierung von Grenzflächen auf dieser Längenskala erst vor kurzem entwickelt wurden.

Mögliche Anwendungen der Austausch-Anisotropie umfassen Permanentmagnete, magnetische Speichermedien⁶ oder Stabilisatoren für Domänenwände in Leseköpfen basierend auf dem AMR. Allerdings war es die Erniedrigung der Sättigungsfelder, die zur Beobachtung des GMR in austauschgekoppelten Systemen notwendig sind, die das Interesse an der Austausch-Anisotropie Anfang der 1990er Jahre neu geweckt hat und eine Vielzahl neuer Forschungsaktivitäten getriggert hat. Außerdem erforderte die Linearisierung des bipolaren magnetoresistiven Signals von Leseköpfen und die Reduzierung von diskontinuierlichen Sprüngen durch Domänenwände (Barkhausen-Rauschen) ein Vorspannfeld für FM-Schichten. Durch Kopplung des FM an einen AFM konnte dieses Vorspannfeld realisiert werden.

6.1.1 Phänomenologische Beschreibung der Austausch-Anisotropie

Meiklejohn und Bean's Entdeckung ging auf die Beobachtung zurück, dass die Magnetisierungskurven von kleinen Co-Teilchen bei tiefen Temperaturen auf der Feldskala um einen bestimmten Betrag verschoben waren. Fig. 6.1 zeigt die Hystereschleife bei 77 K. Die verscho-

⁴Übersichtsartikel zum Thema Austausch-Anisotropie:

J. Nogues, I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999).

A. E. Berkowitz, K. Takano, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 552 (1999).

G. Bayreuther, in *Magnetische Schichtsysteme*, Schriften des Forschungszentrums Jülich (1999).

⁵W. H. Meiklejohn et al., *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956); *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957)

⁶Das erhöhte Koerzitivfeld von kleinen oxidierten Partikeln war die Basis für erste Anwendungen der Austausch-anisotropie in Permanentmagneten oder magnetischen Speichermedien.

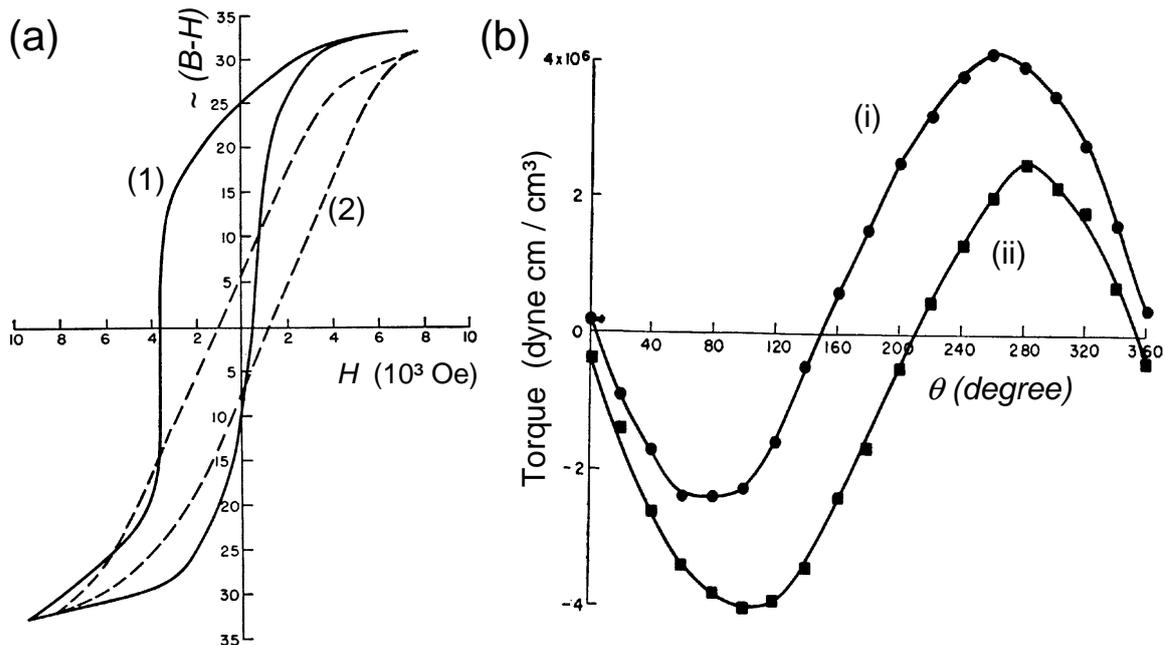


Abbildung 6.1: (a) Magnetisierungskurve oxidiertes Co-Teilchen mit einem Durchmesser von etwa 20 nm bei 77 K. Die gestrichelte Kurve wurde nach Abkühlen im Nullfeld, die durchgezogene nach Abkühlen im Sättigungsfeld erhalten. (b) Torsionsmagnetometerkurve der gleichen Probe bei 77 K und $H = 7.5 \text{ kOe}$ nach Abkühlen in $H = 20 \text{ kOe}$. Die Kurven (i) und (ii) wurden bei abnehmendem und zunehmendem Winkel aufgenommen (aus W. H. Meiklejohn et al., Phys. Rev. 102, 1413 (1956); Phys. Rev. 105, 904 (1957)).

Die Kurve (1) wurde nach Abkühlen in 10 kOe gemessen, die symmetrische Kurve (2) nach Abkühlen im Nullfeld. Phänomenologisch können wir dieses Verhalten damit erklären, dass die antiferromagnetische CoO-Oberflächenschicht durch einen direkten Austausch mit dem darunterliegenden Co gekoppelt ist. Wird nun das Material im Magnetfeld von 300 auf 77 K abgekühlt, so beobachtet man bei dieser Temperatur eine auf der Feldachse um das so genannte Austauschfeld H_e verschobene Magnetisierungskurve. Diese Verschiebung konnte mit einer **unidirektionalen magnetischen Anisotropie** gleichgesetzt werden. Die Tatsache, dass die unidirektionale Anisotropie oberhalb der Néel-Temperatur von CoO ($T_N = 293 \text{ K}$) verschwindet, stützte die Annahme, dass die Spins im Antiferromagneten beim Abkühlen unter T_N durch die direkte Austauschkopplung an den gesättigten Ferromagneten in einer bestimmten Richtung eingefroren werden und von da an umgekehrt die Grenzflächenspins im Ferromagneten festhalten, solange $T < T_N$ ist. Dazu trägt die große magnetische Anisotropie im Antiferromagneten bei. Das heißt, die Magnetisierung des ferromagnetischen Co ist genau in die Richtung vorgespannt, die sie beim Abkühlen unter die Néel-Temperatur des antiferromagnetischen CoO hatte.

Um eine intuitive Vorstellung zu bekommen, betrachten wir die schematische Darstellung einer Ferromagnet/Antiferromagnet (FM/AFM) Doppelschicht in Abb. 6.2. Zunächst wird für $T_N < T < T_C$ ein Magnetfeld angelegt, wodurch die Spins im FM in eine Richtung ausgerichtet werden, während die Spins im AFM statistisch verteilt bleiben (i). Wird nun das Material im Magnetfeld auf $T < T_N$ abgekühlt, werden durch die Wechselwirkung an der FM/AFM-Grenzfläche (wir nehmen eine ferromagnetische Wechselwirkung an) die Spins im AFM parallel zu denen im FM ausgerichtet (ii). Die weiteren Spins im AFM sind antiferromagnetisch ausgerichtet und liefern eine verschwindende Nettomagnetisierung. Wird nun das Feld umgepolt, beginnen die Spins im FM zu rotieren (iii). Für eine genügend hohe Anisotropie des

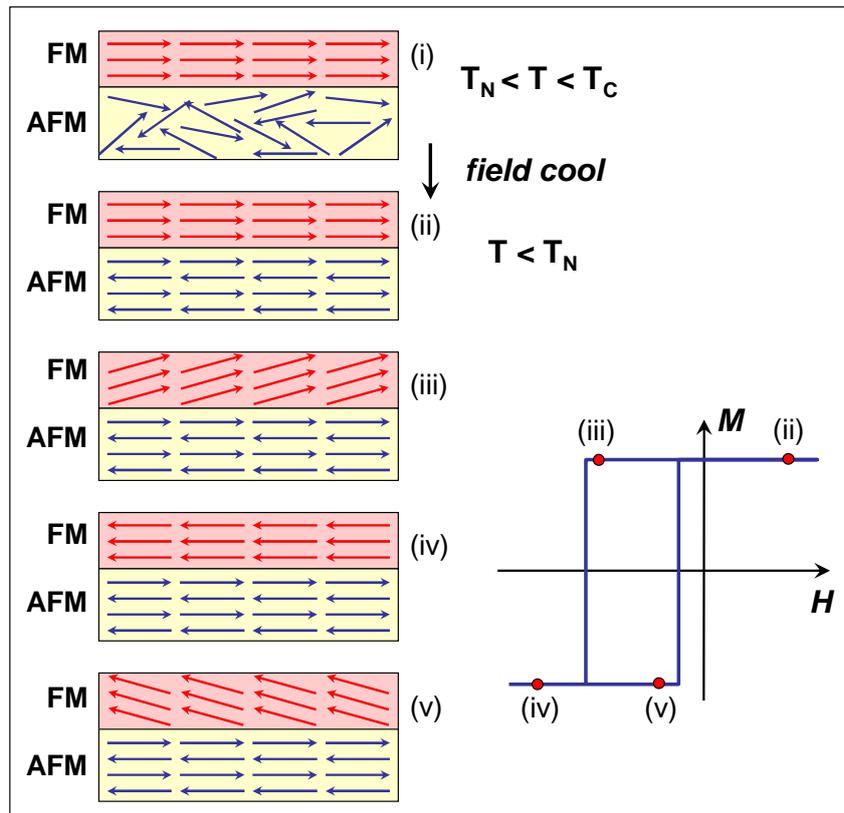


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Spinkonfiguration einer FM/AFM-Doppelschicht in verschiedenen Bereichen der Hystereseschleife.

AFM bleiben die Spins des AFM jedoch in ihrer ursprünglichen Richtung. Das bedeutet dann aber, dass aufgrund der Grenzflächenwechselwirkung der AFM die Spins des FM in ihrer ursprünglichen Richtung zu halten versucht. In anderen Worten, die Grenzflächenspins im AFM üben ein mikroskopisches Drehmoment auf die Spins im FM aus, das die ursprüngliche Spinrichtung aufrechtzuerhalten versucht. Das heißt, die Spins im FM haben genau eine stabile Konfiguration, die Anisotropie ist *unidirektional*. Insgesamt wird dadurch das Magnetfeld, das zum völligen Umpolen der Spinrichtung im FM notwendig ist, höher, da ein Zusatzfeld zur Überwindung des mikroskopischen Drehmoments benötigt wird. Wird die Feldrichtung dagegen in die ursprüngliche Richtung zurückgedreht, werden die Spins im FM bereits bei einem kleineren Feld zurückdrehen, da das Drehmoment jetzt in die gleiche Richtung wie das äußere Feld wirkt (v). Insgesamt verhält sich das System so, als ob ein zusätzliches Magnetfeld, das so genannte *bias field* H_e vorhanden wäre, durch das die Hystereseschleife entlang der Feldachse verschoben wird.

In Fig. 6.3 ist die Definition des Koerzitiv- und des Austauschfeldes für Systeme, die eine Austausch-Anisotropie zeigen, gezeigt. Wird das Magnetfeld in die gleiche Richtung (H_{\parallel}) angelegt, wie beim Abkühlen, so ist die Hysteresekurve um das Austauschfeld H_e verschoben. Das Koerzitivfeld ist durch die halbe Breite der Hysteresekurve für $M = 0$ gegeben. Wird das Feld senkrecht zur Richtung bei Abkühlen angelegt (H_{\perp}), so zeigt die Hysteresekurve keine Verschiebung. Die (schwere Richtung) Hysteresekurve kann zur Definition des Anisotropiefeldes H_a des Systems verwendet werden. Die Koerzitivität verschwindet für H_{\perp} .

Die in Fig. 6.2 skizzierte Spinkonfiguration ist zwar intuitiv, weshalb sie lange Zeit in Modellbetrachtungen zugrunde gelegt wurde, aber leider nicht ganz richtig. Die mikroskopische Anordnung der Spinmomente ist vielmehr durch die in Fig. 6.4 gezeigte Konfiguration gege-

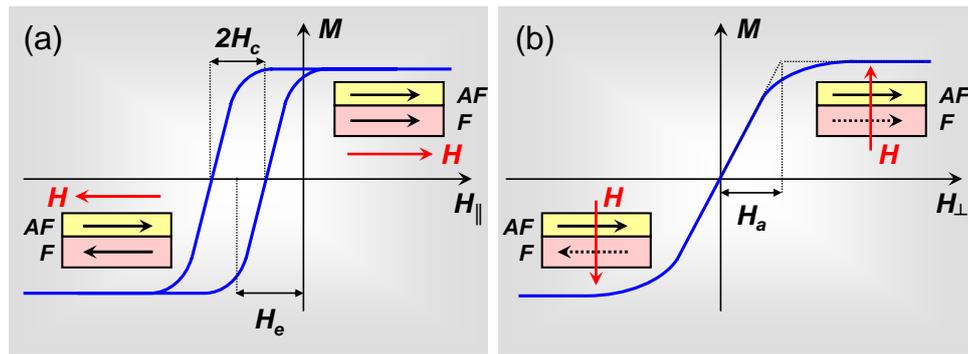


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung des Effekts der Austauschkopplung für ein Schichtsystem aus einem Ferromagneten (F) und einem Antiferromagneten (AF). Der Pfeil im Antiferromagneten gibt die Richtung des Austauschfeldes und nicht der Untergittermagnetisierungsrichtung an. (a) Definition des Koerzitivfeldes H_c und des Austauschfeldes H_e für die leichte Richtung (H_{\parallel}). (b) Definition des Anisotropiefeldes H_a für die schwere Richtung (H_{\perp}).

ben. Die Austauschkopplung über die Grenzfläche ist genau so, dass beim Herunterkühlen unter T_N die Momente im Antiferromagneten entlang einer Richtung ausgerichtet sind, die senkrecht zur Magnetisierungsrichtung im Ferromagneten ist.^{7,8} Diese Konfiguration ist energetisch günstiger als die in Abb. 6.2 gezeigte Konfiguration, da es einfacher ist, die Momente im Antiferromagneten in die Richtung eines orthogonalen Feldes (der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten) zu verkanten als in die Richtung eines parallelen Feldes (für einen Antiferromagneten gilt $\chi_{\perp} > \chi_{\parallel}$). Kühlen wir in einem angelegten Feld unter T_N ab, so gibt die in Fig. 6.4 gezeigte Spinkonfiguration Anlass zu einem Austauschfeld parallel zur Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten.

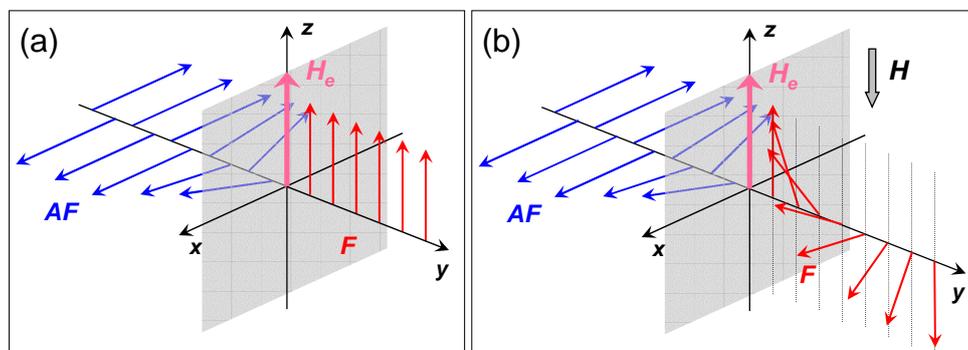


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Ausrichtung der Momente bei der Austauschkopplung einer weichmagnetischen ferromagnetischen Schicht und einer antiferromagnetischen Schicht. (a) Spinkonfiguration an der Grenzfläche nach Abkühlen durch T_N . (b) Spinkonfiguration für $T < T_N$ nach Anlegen eines externen Feldes, das gegen das Austauschfeld H_e gerichtet ist.

Obwohl das obige Bild ein intuitives Verständnis für das beobachtete Phänomen gibt, ergibt sich daraus leider kein quantitatives Verständnis der experimentellen Beobachtungen. Wir wollen jetzt das Phänomen Austausch-Anisotropie zunächst an einem idealisierten Modellsystem diskutieren, um die wesentlichen Aspekte herauszuarbeiten. Es ist wohlbekannt, dass es in bestimmten Antiferromagneten Gitterebenen gibt, in denen alle Spins parallel zueinander ausgerichtet sind, wobei die Spinrichtungen benachbarter Gitterebenen wiederum antiparallel

⁷R. Jungblut, R. Coehorn, M.T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, J. Appl. Phys. **75**, 6659 (1994).

⁸R. Jungblut, R. Coehorn, M.T. Johnson, Ch. Sauer, P.J. van der Zaag, A.R. Ball, Th.G.S.M. Rijks, J. aan de Stegge, A. Reinders, J. Magn. Magn. Mat. **148**, 300 (1995).

ausgerichtet sind. Wird ein solcher antiferromagnetischer Kristall entlang dieser Gitterebenen gespalten, so entsteht an der Spaltoberfläche eine Lage unkompensierter Spins, wir sprechen dann von einer *unkompensierten Oberfläche*. Die Oberfläche besitzt in diesem Fall ein resultierendes Nettomoment. Spalten wir dagegen einen antiferromagnetischen Kristall in einer Ebene, in der benachbarte Gitteratome antiparallele Spins besitzen, so besitzt die resultierende Oberfläche keine resultierende Magnetisierung. Wir sprechen in diesem Fall von kompensierten Spins bzw. von einer vollständig *kompensierten Oberfläche*.

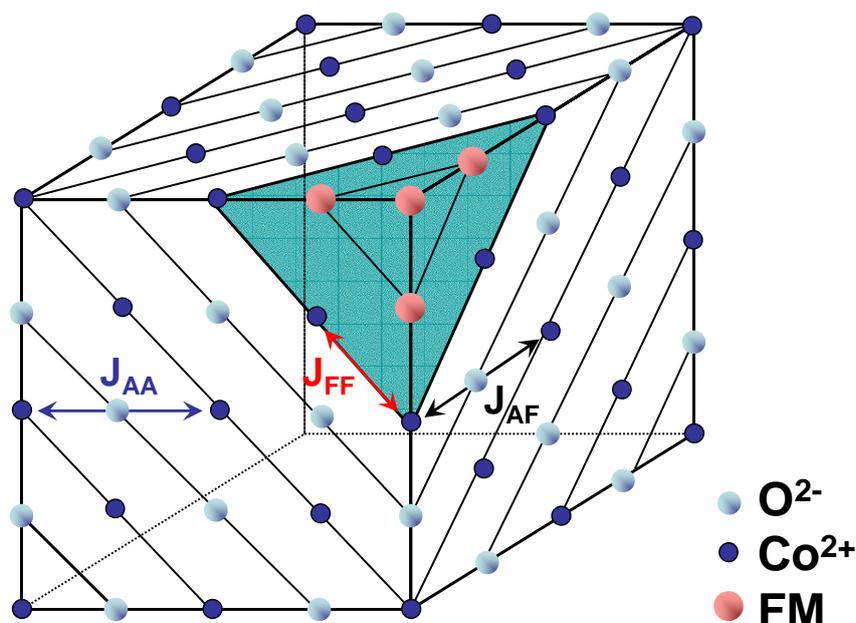


Abbildung 6.5: Modell eines CoO-Einkristalls, bei dem auf einer (111) Oberfläche eine ferromagnetische Co-Schicht aufgewachsen wurde. Die eingezeichneten Austauschintegrale sind J_{FF} für die ferromagnetische Kopplung zwischen nächsten Nachbarn und J_{AA} für die antiferromagnetische Kopplung zwischen übernächsten Nachbarn im CoO. J_{AF} gibt die antiferromagnetische Kopplung zwischen übernächsten Nachbarn im Antiferromagneten und Ferromagneten an.

Die Spaltung eines Einkristalls entlang genau einer Gitterebene über makroskopische Distanzen ist in der Praxis in den wenigsten Fällen realisierbar. Wir erhalten vielmehr meistens eine Spaltfläche, die eine Folge von (mono)atomaren Stufen enthält, d.h. wir erhalten eine terrassenförmige Oberflächenstruktur. Spalten wir den Kristall entlang einer unkompensierten Gitterebene, so erhalten wir dadurch zwar Oberflächenbereiche mit einer Nettomagnetisierung, jedoch alterniert die Richtung der Magnetisierung von Terrasse zu Terrasse. Dies wird gelegentlich als *topologischer Antiferromagnetismus* bezeichnet. Insgesamt wird dadurch die Nettomagnetisierung der Oberfläche über makroskopische Distanzen verschwindend klein.

Wir diskutieren nun die Situation, wenn auf einen Antiferromagneten eine ferromagnetische Schicht aufgebracht wird. Es ist zu erwarten, dass die Stärke der im Ferromagneten zu erwartenden Austausch-Anisotropie, die durch das Austauschfeld H_e (oder das Pinningfeld H_p) ausgedrückt werden kann, entscheidend von der Spinkompensation an der Oberfläche des Antiferromagneten, d.h. von der Oberflächenstruktur abhängen wird. Dabei wird eine direkte Austauschkopplung zwischen den $3d$ -Spins im Ferromagneten mit denen des Antiferromagneten angenommen. Als Beispiel betrachten wir die Oberfläche eines CoO-Kristalls, der in Abb. 6.5 gezeigt ist. CoO besitzt NaCl-Struktur. Innerhalb einer (100)-Ebene sind die Spins auf übernächsten Nachbarplätzen durch Superaustausch über die p -Orbitale der Sauerstoff-Ionen antiparallel zueinander angeordnet. Das heißt, die Spins sind innerhalb einer (100)-Ebene vollständig kompensiert. Dagegen sind die Spins innerhalb einer (111)-Ebene alle parallel (fer-

romagnetisch) zueinander ausgerichtet, wobei wiederum benachbarte (111)-Ebenen antiparallel orientiert sind. Das heißt, innerhalb einer (111)-Ebene sind die Spins vollkommen un kompensiert. Wächst auf einer idealen, atomar glatten (111)-Ebene ein ferromagnetischer Co-Film auf, so erwarten wir eine sehr große Austausch-Anisotropie und damit ein großes Austauschfeld. Auf einer (100)-Oberfläche sollte dagegen das Austauschfeld verschwinden.

Im Experiment beobachtet man allerdings, dass die gemessene Austausch-Anisotropie einer Co-Schicht auf einer (111) CoO-Oberfläche um etwa den Faktor 100 kleiner ist als theoretisch nach dem obigen Modell erwartet. Andererseits beobachtet man auf einer (100) CoO-Oberfläche eine endliche Austausch-Anisotropie. Eine ähnliche Beobachtung wird auch für andere Systeme aus antiferromagnetischer Oberfläche und ferromagnetischer Schicht gemacht. Es liegt natürlich nahe, diese starken Abweichungen zwischen Experiment und Theorie auf Abweichungen der realen Grenzflächen von der idealen, atomar glatten Oberfläche zu schieben. Zum Beispiel ist ja bereits eine schwach gestufte (111) CoO-Oberfläche auf makroskopischer Skala spinkompensiert. Allerdings konnten bis heute, also mehr als 40 Jahre nach der Entdeckung des Effekts, die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment immer noch nicht zufriedenstellend erklärt werden. Einige theoretische Modelle und offene Fragen sollen im Folgenden kurz angesprochen werden.

6.1.2 Theoretische Modelle zur Austausch-Anisotropie

Ideale Grenzflächen – phänomenologisches Modell

In dem oben gegebenen intuitiven Modell kann die Energie pro Einheitsfläche eines austauschgekoppelten Systems bei Annahme einer kohärenten Rotation der Magnetisierung wie folgt ausgedrückt werden⁹

$$E = -\mu_0 H M_F d_F \cos(\theta - \beta) + K_F d_F \sin^2 \beta + K_{AF} d_{AF} \sin^2 \alpha - J_{\text{int}} \cos(\beta - \alpha) . \quad (6.1.1)$$

Hierbei ist H das angelegte Magnetfeld, M_F und d_F die Sättigungsmagnetisierung und Dicke der ferromagnetischen Schicht, d_{AF} die Dicke der antiferromagnetischen Schicht, K_F die uniaxiale Anisotropie des F, K_{AFM} die uniaxiale Anisotropie des AF¹⁰ und J_{int} die Austauschkopplungskonstante an der Grenzfläche. β , α und θ sind die Winkel zwischen der Magnetisierung und der Anisotropieachse des FM, der Untergittermagnetisierung (M_{AF}) und der Anisotropieachse des Antiferromagneten, sowie zwischen dem angelegten Feld und der Anisotropieachse (siehe Abb. 6.6). Die Anisotropieachsen des FM und AFM wurden als kollinear angenommen. Der erste Term in (6.1.1) resultiert aus dem Effekt des angelegten Magnetfeldes auf den ferromagnetischen Film, der zweite aus der Anisotropie des FM, der dritte berücksichtigt die Anisotropie des AFM und der letzte die Grenzflächenwechselwirkung. Wichtig ist, dass dieser

⁹W. H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).

¹⁰In ferromagnetischen bzw. antiferromagnetischen Kristallen tritt eine Energie auf, die dazu führt, dass sich die Magnetisierung bzw. Untergittermagnetisierung in Richtung gewisser definierter kristallographischer Achsen ausbildet (in den Richtungen der so genannten leichten Magnetisierung). Diese Energie wird Anisotropie-Energie genannt. Für Co ist die Anisotropie-Energie durch $E_K = K_1 \sin^2 \beta + K_2 \sin^4 \beta$ gegeben, wobei β der Winkel ist, den die Magnetisierung mit der hexagonalen Achse einschließt. Eisen ist ein kubischer Kristall und die Würfelkanten sind die Richtungen leichter Magnetisierung.

Die physikalische Ursache für die Anisotropie-Energie ist die asymmetrische Überlappung der Elektronenverteilung in benachbarten Atomen. Infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ladungsverteilung nicht kugelsymmetrisch. Da die Asymmetrie mit der Richtung des Spins verknüpft ist, ändert eine Drehung der Spinrichtung relativ zu den Kristallachsen die Austauschenergie und ebenso die elektrostatische Wechselwirkungsenergie der Ladungsverteilungen zweier benachbarter Atome. Beide Effekte geben Beiträge zur Anisotropie-Energie.

einfache Ansatz die Abwesenheit von Domänen im FM oder AFM, eine parallele Ausrichtung der Anisotropieachsen des FM und AFM und eine ferromagnetische Grenzflächenkopplung annimmt. Ferner wird eine ideal glatte Grenzfläche vorausgesetzt.

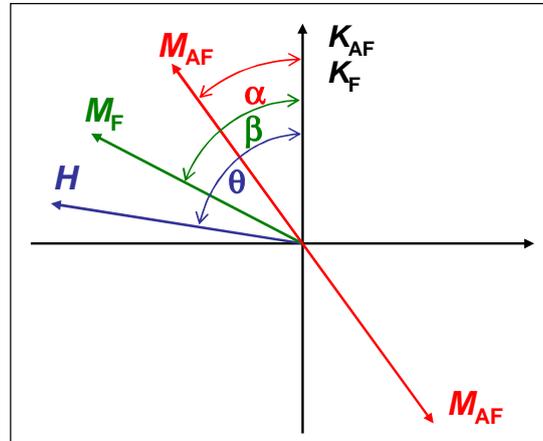


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung der relevanten Winkel für die Diskussion der Austausch-Anisotropie. Die Anisotropieachsen des F und AF sind als parallel angenommen. Die Untergittermagnetisierungen M_{AF} des Antiferromagneten haben entgegengesetzte Richtungen.

Die Konfiguration der Magnetisierungsrichtungen erhalten wir durch Minimierung der Energie (6.1.1). Wir wollen im Folgenden einige spezielle Fälle diskutieren:

1. *Schwacher Antiferromagnet* — $K_{AF}d_{AF} \ll J_{int}$:

Für $K_{AF}d_{AF} \ll J_{int}$ dominiert die Austauschkopplung. Es ist deshalb am günstigsten, $(\beta - \alpha)$ klein zu halten, das heißt, die Spins des F und AF rotieren gemeinsam. In anderen Worten, die Spins im AF folgen denen des F und es kann deshalb keine Verschiebung der Hystereseschleife beobachtet werden. In diesem Fall können wir keine Austausch-Anisotropie beobachten. Es resultiert nur eine Vergrößerung des Koerzitivfeldes. Das Koerzitivfeld wird durch den härteren der beiden folgenden Prozesse bestimmt: (i) Kohärente Rotation von M_F gegen die Anisotropie K_F des F oder (ii) kohärente Rotation von M_{AF} gegen die Anisotropie K_{AF} des AF.

2. *Starker Antiferromagnet* — $K_{AF}d_{AF} \gg J_{int}$:

Wir wollen hier zwei Unterfälle unterscheiden. Im einfachsten Fall ist die Anisotropie des FM viel kleiner als die des Antiferromagneten ($K_F d_F \ll K_{AF} d_{AF}$), was experimentell in der Tat oft gegeben ist, und wir erhalten

$$E = -\mu_0 H M_F d_F \cos(\theta - \beta) + K_{AF} d_{AF} \sin^2 \alpha - J_{int} \cos(\beta - \alpha). \quad (6.1.2)$$

Minimieren wir diese Energie bezüglich α und β erhalten wir das Austauschfeld

$$H_e = \frac{J_{int}}{\mu_0 M_F d_F}. \quad (6.1.3)$$

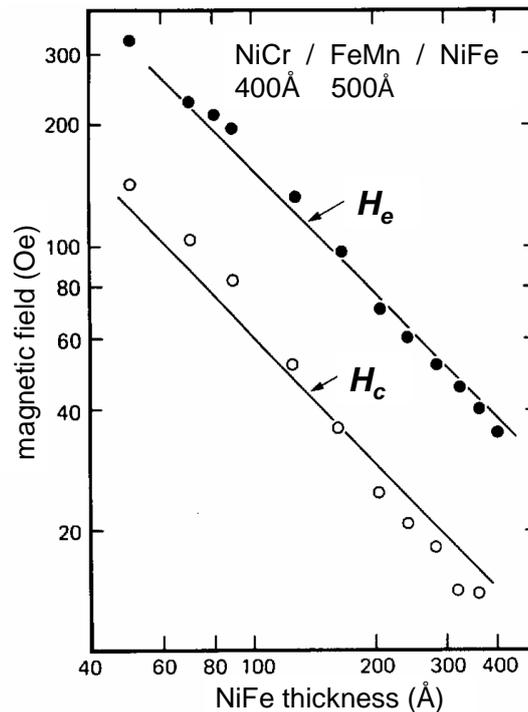


Abbildung 6.7: Schichtdickenabhängigkeit des Austauschfeldes (nach Daniele Mauri, Eric Kay, David Scholl, and J. Kent Howard, J. Appl. Phys. 62, 2929 (1987)).

Ideale Grenzflächen – mikroskopisches Modell

Einen ähnlichen Ausdruck für das Austauschfeld erhalten wir, wenn wir eine ideale, völlig unkompenzierte Grenzfläche annehmen und die Energien betrachten, die bei einer Drehung der Spins des F relevant sind. Das Austauschfeld ist dabei der minimale Feldwert, der eine vollkommene Drehung der Spins des F zulässt. Man erhält diesen Minimalwert aus der Gleichsetzung zweier Energien (jeweils pro Flächeneinheit). Die erste Energie ist die Heisenbergsche Austauschenergie innerhalb einer Fläche A zwischen einem Spin \mathbf{S}_F im Ferromagneten und einem Spin \mathbf{S}_{AF} im Antiferromagneten

$$E_{ex} = -\frac{J_{ex}}{a^2} \mathbf{S}_F \cdot \mathbf{S}_{AF} . \quad (6.1.4)$$

Hierbei ist a die Ausdehnung einer Einheitszelle und J_{ex} die Heisenbergsche Austauschkopplung zwischen den Spins, die nicht mit der phänomenologischen Größe J_{int} (Grenzflächen-Austauschenergiedichte) verwechselt werden sollte. Die zweite Energie ist die Zeemann-Energie im äußeren Feld

$$E_M = -\mu_0 \mathbf{M}_F \cdot \mathbf{H} d_F . \quad (6.1.5)$$

Hierbei ist d_F die Dicke des Ferromagneten. Daraus ergibt sich für das Austauschfeld

$$H_e = \frac{2n J_{ex} S_F S_{AF}}{\mu_0 a^2 M_F d_F} . \quad (6.1.6)$$

Hierbei ist n die Zahl der wirksamen Austauschbindungen pro 2D-Gitterzelle. Wir erkennen sofort, dass (6.1.6) zu (6.1.3) äquivalent ist.

Die Ausdrücke (6.1.6) und (6.1.3) zeigen, dass das Austauschfeld proportional zu $1/d_F$ abnehmen sollte. Dies wird, wie Abb. 6.7 zeigt, experimentell auch beobachtet. Die von diesem einfachen Modell vorhergesagten absoluten Werte der Austauschfelder hängen vom Wert für J_{int} ab. Wird für J_{int} ein Wert ähnlich zum ferromagnetischen Austausch angenommen, so ist das vorhergesagte Austauschfeld um mehrere Größenordnungen höher als die ermittelten experimentellen Werte. Um dieser Diskrepanz Rechnung zu tragen, wurden verschiedene Erweiterungen dieses einfachen Modells vorgenommen, die wichtige Effekte berücksichtigen, die in der bisherigen Betrachtung nicht enthalten sind. Insbesondere wurde die Bildung von Domänen, das Vorhandensein einer Korngrößenverteilung, nicht-kollineare Spins im F und AF oder das Vorhandensein von unkompensierten Oberflächenspins diskutiert. Einige Erweiterungen und offene Fragestellungen sollen im Folgenden kurz diskutiert werden.

Grenzflächeneffekte vs. langreichweitige Wechselwirkung

In den meisten Arbeiten zur Austausch-Anisotropie wird davon ausgegangen, dass die unidirektionale Austausch-Anisotropie durch eine direkte Austauschkopplung der Spins des Ferromagneten mit denen des Antiferromagneten an der Grenzfläche zwischen beiden Materialien verursacht wird. Dass es sich tatsächlich um einen Grenzflächeneffekt handelt, wurde aus der experimentellen Tatsache geschlossen, dass das gemessene Austauschfeld H_e mit der inversen Schichtdicke des Ferromagneten skaliert, wie aus (6.1.6) oder (6.1.3) folgt.¹¹ Der aus (6.1.6) abgeschätzte Wert für H_e ist zwar viel größer als die experimentell beobachteten Werte, allerdings gibt dieser Ausdruck die beobachtete umgekehrte Proportionalität von H_e zur Dicke d_{FM} des Ferromagneten richtig wieder. Dies stützt klar die zur Herleitung von (6.1.6) gemachte Annahme, dass für die Austausch-Anisotropie tatsächlich nur die direkte Kopplung zwischen den Spins an der Grenzfläche die entscheidende Rolle spielt.

Um diesen Sachverhalt näher zu prüfen, wurden vor kurzem Experimente an Mehrlagenstrukturen aus 30 nm $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und 30 nm CoO untersucht. Zwischen diese Schichten wurde dabei eine dünne nicht-magnetische Schicht aus Ag, Au oder Cu eingebracht, die eine Dicke zwischen 0.3 und 6 nm hatte.¹² Mikrostrukturelle Untersuchungen der Schichtstrukturen zeigten deutlich, dass die Schichten kontinuierlich waren und keine Löcher hatten. Trotz der kontinuierlichen nicht-magnetischen Zwischenschichten zwischen den antiferromagnetischen und ferromagnetischen Lagen wurde eine deutliche Austausch-Anisotropie gefunden, wie in Abb. 6.8a gezeigt ist. Das gemessene Austauschfeld nimmt mit zunehmender nicht-magnetischer Zwischenschicht ab und verschwindet erst bei einer Schichtdicke von etwa 3-5 nm (vergleiche Abb. 6.8b).

Aus den in Abb. 6.8 gezeigten Ergebnissen können wir schließen, dass die Austausch-Anisotropie auch durch langreichweitige Wechselwirkungen vermittelt werden kann, die vermutlich durch die Leitungselektronen bewirkt werden. Dieser Wechselwirkungsmechanismus könnte analog zur indirekten Zwischenschicht-Austauschkopplung in GMR-Schichtstrukturen sein, die bereits ausführlich behandelt wurde. Allerdings wurde bei den Experimenten zur Austausch-Anisotropie kein oszillatorisches Verhalten der Kopplung wie bei den GMR-Schichtsystemen beobachtet. Daraus könnten wir schließen, dass der Kopplungsmechanismus doch von dem in GMR-Schichten abweicht. Eine Klärung der Natur des Wechselwirkungsmechanismus und die theoretische Erklärung der experimentellen Tatbestände steht noch aus.

¹¹C. Tsang et al., J. Appl. Phys. **52**, 2471 (1981).

¹²Gökemeijer et al., J. Appl. Phys. **81**, 4999 (1997).

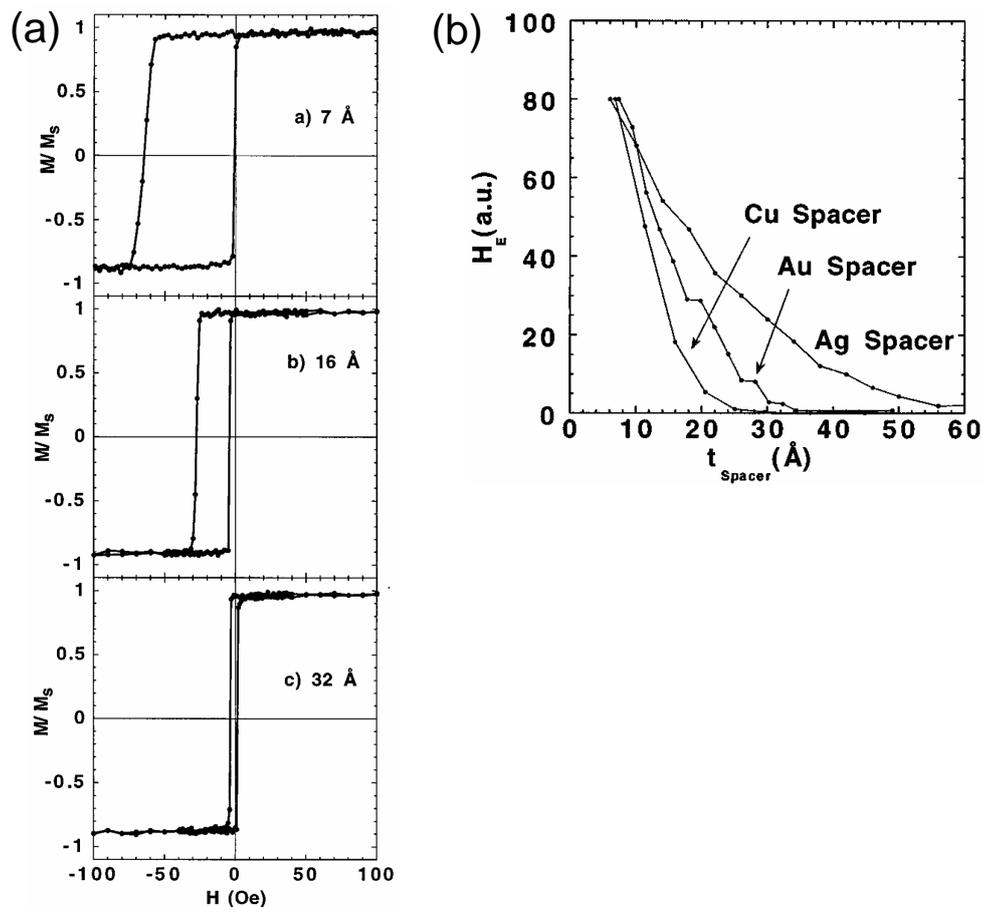


Abbildung 6.8: (a) Magnetisierungskurven von $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (30nm) / Au / CoO (30nm) Mehrlagenstrukturen für verschiedene Dicken der Au-Zwischenschicht bei 80 K. (b) Austauschfeld H_e als Funktion der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht für $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (30nm) / Au / CoO (30nm) Mehrlagenstrukturen und Au, Cu und Ag Zwischenschichten (aus Gökemeijer *et al.*, J. Appl. Phys. 81, 4999 (1997)).

Es stellt sich zur Zeit auch die prinzipielle Frage, ob die uni-direktionale Austausch-anisotropie tatsächlich durch eine Heisenberg-artige direkte Austauschkopplung verursacht wird, wie sie durch Gl.(6.1.4) beschrieben wird und bis heute fast allen theoretischen Modellen zur Austausch-Anisotropie zugrunde liegt. Zur Klärung dieser Frage müssen systematische experimentelle und theoretische Untersuchungen durchgeführt werden.

Planare Domänenwand im Antiferromagneten

Um die große Diskrepanz zwischen dem theoretisch erwarteten und dem experimentell gemessenen Wert für das Austauschfeld zu erklären, haben Mauri *et al.*¹³ einen Mechanismus vorgeschlagen, der den Energieaufwand für das Umschalten der ferromagnetischen Schicht erheblich reduziert, aber trotzdem eine starke FM/AFM Kopplung an der Grenzfläche zulässt. Es wurde vorgeschlagen, dass sich an der Grenzfläche eine planare Domänenwand beim Drehen der Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Schicht bildet. Die Domänenwand kann dabei entweder im FM oder im AFM sein, wo immer die Energie für die Bildung der Domänenwand niedriger ist. Nehmen wir an, dass die Domänenwand im AF gebildet wird, so ist die Erhöhung der Grenzflächenenergie pro Einheitsfläche der Energie $2\sqrt{A_{\text{AF}}K_{\text{AF}}}$ der

¹³C. Mauri *et al.*, J. Appl. Phys. 62, 3047 (1987).

Domänenwand gleichzusetzen, wobei A_{AF} und K_{AF} die Austauschsteifheit und die magneto-kristalline Anisotropie des AF sind.¹⁴ Die Austauschsteifheit ist proportional zu J_{AF}/a , wobei J_{AF} die Austauschkopplung und a die Gitterkonstante im AF sind.

Der modifizierte Ausdruck für das Austauschfeld ergibt sich damit einfach dadurch, dass wir in (6.1.3) J_{int} durch $2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ ersetzen:

$$H_e \simeq \frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\mu_0 M_F d_F}. \quad (6.1.7)$$

Wir sehen, dass durch Verteilung der Austauschenergie auf die Dicke $\sim \sqrt{A_{AF}/K_{AF}}$ der Domänenwand anstelle eines einzelnen atomaren Abstands die Grenzflächenaustauschenergie um den Faktor $2a/\sqrt{A_{AF}/K_{AF}} \sim 100$ reduziert wird. Wir erhalten mit dieser Modellvorstellung also einen Wert für H_e , der konsistent mit den experimentellen Werten ist. Allerdings wird in dem Modell eine perfekte, völlig unkompenzierte Grenzfläche angenommen, was die experimentelle Realität natürlich nicht beschreibt. Ferner kann dieses Modell nicht erklären, warum für völlig kompensierten Grenzflächen ein endliches H_e beobachtet wird.

Prinzipiell kann auch im Ferromagneten eine Domänenwand gebildet werden, wie dies bereits in Abb. 6.4 skizziert wurde. Dazu muss allerdings die Dicke der ferromagnetischen Schicht größer als die Dicke einer Domänenwand im Ferromagneten sein. Die obigen Überlegungen gelten dann völlig analog.

Grenzflächenrauigkeiten, Zufallsfelder

Als erster hat **Malozemoff** die Annahme einer perfekten, glatten Grenzfläche fallen gelassen. Er schlug ein so genanntes *Random Field Modell* vor, in dem Rauigkeiten und strukturelle Defekte zu zufälligen Feldern an der Grenzfläche führen.¹⁵ Für eine zufällige Grenzflächenrauigkeit auf atomarer Skala wird auch die lokale unidirektionale Grenzflächenenergie zufällig, das heißt

$$E_{\text{ex}}^{\text{loc}} = \pm z \frac{J_{\text{ex}}}{a^2}, \quad (6.1.8)$$

wobei z eine Zahl der Größenordnung eins ist. Die Theorie der Zufallsfelder sagt aus, dass immer eine mittlere Netto-Grenzflächenenergie erhalten wird, insbesondere dann, wenn man über nur wenige Einheitszellen mittelt. Statistisch nimmt der Mittelwert $\langle E_{\text{ex}} \rangle$ über eine Fläche L^2 entsprechend $\langle E_{\text{ex}} \rangle = E_{\text{ex}}^{\text{loc}}/\sqrt{N}$ ab, wobei $N = L^2/a^2$. Setzen wir einen eindomänigen ferromagnetischen Film voraus, so zerfällt der antiferromagnetische Film in Domänen, um die zufällige unidirektionale Anisotropie zu minimieren. Im Gegensatz zu dem Modell von **Mauri et al.** sind hier aber die Domänenwände senkrecht zur Grenzfläche. Die Bildung der Domänen findet beim Abkühlen der FM/AFM-Doppelschicht durch die Néel-Temperatur statt.

¹⁴Beispiel zu Domänenwänden: Die Breite einer Blochwand in einem Ferromagneten ergibt sich aus der Minimierung der Austauschenergie $\sim \pi^2 J S^2 / Na^2$, die proportional zur inversen Breite $L_W^{-1} = 1/Na$ der Domänenwand ist, und der Anisotropieenergie $\sim KNa$, die proportional zu Breite $L_W = Na$ der Domänenwand ist. Es ergibt sich $L_W \simeq \sqrt{\pi^2 J S^2 / Ka} = \pi \sqrt{A/K}$ und die gesamte Wandenergie pro Flächeneinheit ist $\simeq 2\pi \sqrt{J S^2 K / a} = 2\pi \sqrt{KA}$. Hierbei sind $A = J S^2 / a$ die Austauschsteifheit, a die Gitterkonstante, S die Spinquantenzahl und J das Austauschintegral. Genaue Rechnungen liefern leicht abweichende Ausdrücke für die Breite der Domänenwand und die Wandenergie.

¹⁵A. P. Malozemoff, Phys. Rev. **B 35**, 3679 (1987).

Eine Vergrößerung der Domänen (entspricht Vergrößerung von N) führt nach obiger Überlegung zu einer Verkleinerung des mittleren $\langle E_{\text{ex}} \rangle$. Man erwartet deshalb sehr große Domänen. Allerdings beschränkt die uniaxiale Anisotropieenergie K_{AF} in der AF-Schicht die Domänengröße. Die Anisotropie-Energie resultiert in einer Breite $\sim \sqrt{A_{\text{AF}}/K_{\text{AF}}}$ der Domänenwand, die eine zusätzliche Oberflächenenergie der Domänenwand von etwa $2\sqrt{A_{\text{AF}}K_{\text{AF}}}$ erzeugt. Die Konkurrenz zwischen Austausch- und uniaxialer Anisotropie-Energie in der Schichtebene bestimmt dann die Domänengröße zu $L \sim \sqrt{A_{\text{AF}}/K_{\text{AF}}}$. Die genaue Rechnung ergibt insgesamt eine mittlere Grenzflächen-Austauschenergiedichte

$$\langle E_{\text{ex}} \rangle = 4z \frac{J_{\text{ex}}}{\pi a L}. \quad (6.1.9)$$

Für das Austauschfeld ergibt sich mit $A_{\text{AF}} \sim J_{\text{ex}}/a$ und $L \sim \sqrt{A_{\text{AF}}/K_{\text{AF}}}$ damit

$$H_e \simeq \frac{\langle E_{\text{ex}} \rangle}{2\mu_0 M_{\text{FD}} d_{\text{F}}} \sim \frac{2z \sqrt{A_{\text{AF}} K_{\text{AF}}}}{\pi \mu_0 M_{\text{FD}} d_{\text{F}}}. \quad (6.1.10)$$

Dieser Ausdruck ist Gl.(6.1.7), der aus Mauri's Modell erhalten wurde, sehr ähnlich und kann auch eine Reduktion des Austauschfeldes um etwa 2 Größenordnungen erklären. Allerdings verlangt das Modell von Malozemoff spezielle Annahmen zur Mikrostruktur (es wird von einem einkristallinen System ausgegangen), deren Allgemeingültigkeit nicht gegeben ist. Insbesondere ist nicht klar, wie das Modell auf polykristalline Systeme erweitert werden kann.

Unkompensierte Spins

Bereits in der ursprünglichen Arbeit von Meiklejohn und Bean wurde davon ausgegangen, dass die Austausch-Anisotropie eine Folge von unkompensierten Spins der AFM Schicht an der Grenzfläche zum FM ist. Allerdings wurde die Korrelation zwischen unkompensierten CoO Spins und dem Austauschfeld einer CoO/Permalloy-Doppelschicht erst vor kurzem experimentell gezeigt.¹⁶ Die unkompensierten Spins an der Oberfläche des AFM wurden dabei als thermoremanente Magnetisierung gemessen. Dazu wurden CoO/MgO-Viellagenschichten im Nullfeld und in einem angelegten Feld von $T > T_N$ abgekühlt. Die Messungen zeigten, dass sich die Spins, die für das beobachtete unkompensierte Moment des AFM verantwortlich sind, an der Grenzfläche befinden und etwa 1% der gesamten Spins an der Grenzfläche ausmachen. Daraus lässt sich wiederum ein um 2 Größenordnungen reduziertes Austauschfeld ableiten. Wie Abb. 6.9 zeigt, wurde eine starke Korrelation zwischen thermoremanenter Magnetisierung und Austauschfeld gefunden. Dies unterstützt klar die Interpretation, dass die Zahl der unkompensierten Spins an der Grenzfläche für die Größe des Austauschfeldes verantwortlich ist.

Takano et al. fanden eine lineare Beziehung zwischen der Größe des Austauschfeldes und dem inversen Durchmesser der CoO-Kristallitgröße, d.h. $H_e \propto 1/L$. Dies deutet auf eine strukturelle Ursache für die Dichte der unkompensierten Spins hin. Es soll deshalb kurz diskutiert werden, was die mögliche strukturelle Ursache für die unkompensierten Spins in polykristallinen AFM-Filmen ist. Um diese Frage zu klären, wurde von Takano et al. die Dichte der unkompensierten Grenzflächenspins als Funktion der Korngröße, der Orientierung und der Grenzflächenrauigkeit von polykristallinen CoO-Filmen analysiert. Dazu wurde jedes Korn als einkristallin angenommen. Abb. 6.10 zeigt eine Querschnittsansicht eines AFM-Einkristalls. Man

¹⁶K. Takano et al., J. Appl. Phys. **83**, 6888 (1998).

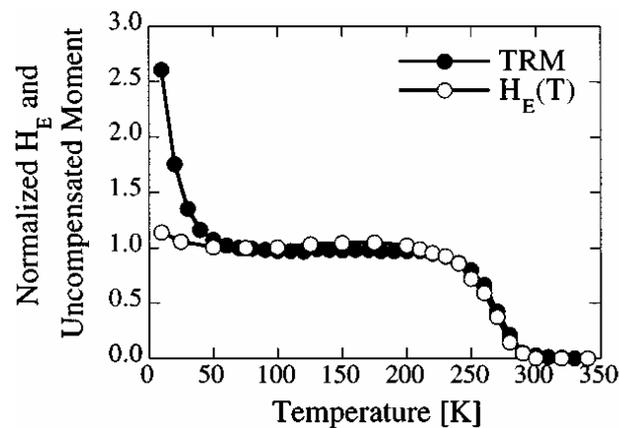


Abbildung 6.9: Austauschfeld und thermoremanente Magnetisierung einer $[\text{CoO} (10\text{nm}) / \text{MgO} (3\text{nm})]_{15}$ Viellagenschicht bei 70 K nach Feldkühlung (aus Takano et al., J. Appl. Phys. 83, 6888 (1998)).

sieht, dass die Orientierung des Einkristalls die Periodizität bestimmt, mit der die ferromagnetisch angeordneten (111)-Spinebenen die Oberfläche schneiden.

Abb. 6.11 zeigt eine Aufsicht auf einen AFM-Kristall. Die kristalline Orientierung wird durch ein periodisches Muster von 4 Reihen wiedergegeben. In Abb. 6.11a ist eine Fläche eingezeichnet, die ein Korn mit einem Durchmesser L repräsentieren soll. Man kann nun die Zahl der unkompenzierten Spins für einen solchen Modellkristalliten berechnen, indem man einfach die Spins innerhalb der markierten Fläche aufsummiert. Die fundamentale Ursache von unkompenzierten AFM-Spins ist die jeweilige Skala. Obwohl wir in der Spinkarte große Gebiete haben, wo eine völlige Kompensation vorliegt, beobachten wir unkompenzierte Spins, wenn wir kleine Gebiete abtastern. Wir werden deshalb für polykristalline Filme ein Austauschfeld beobachten, auch wenn die betrachtete Grenzflächenorientierung makroskopisch völlig kompensiert ist.

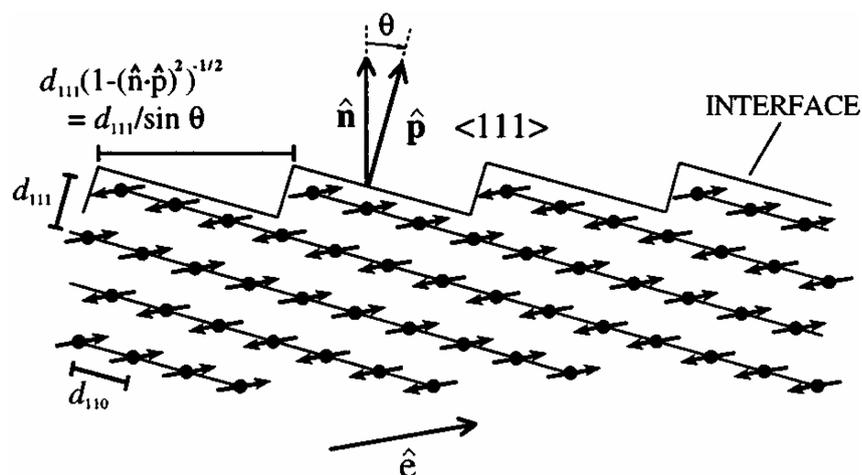


Abbildung 6.10: Querschnittsansicht einer Grenzfläche eines CoO-Einkristalls. Die Filmnormale ist \hat{n} , die Normale zur (111) Ebene ist \hat{p} , \hat{e} ist die Spinrichtung der AFM-Spins (aus Takano et al., J. Appl. Phys. 83, 6888 (1998)).

In der obigen Analyse kann auch Grenzflächenrauigkeit berücksichtigt werden, indem wir elliptische Inseln mit monoatomarer Dicke in die Spinkarte einbauen. Der Effekt der monoatomaren Inseln ist eine Umkehrung der Spinrichtung an jeder Stelle, die durch die Insel bedeckt ist, da aufeinanderfolgende Lagen von CoO-Spins eine entgegengesetzte Richtung haben (siehe

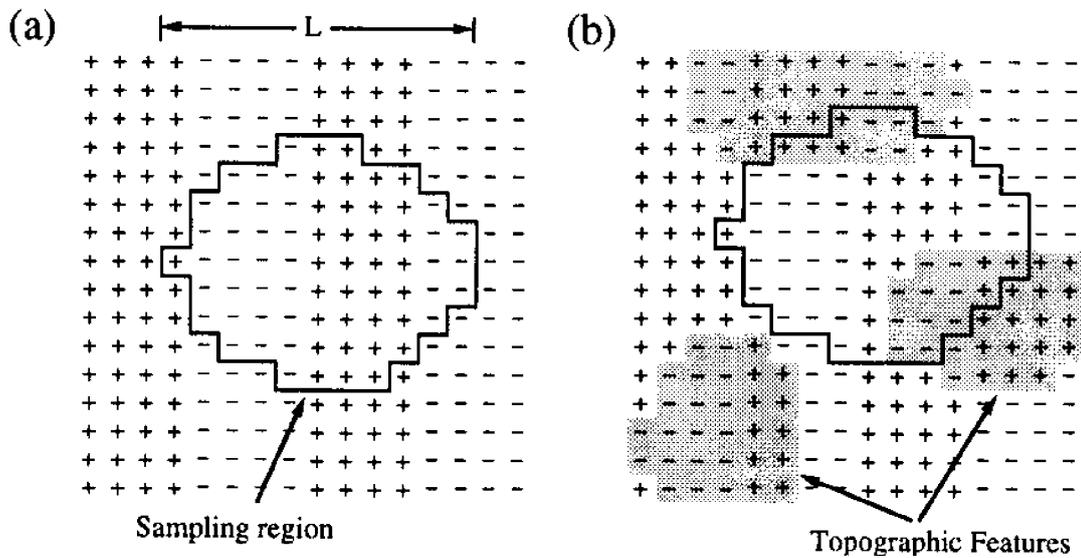


Abbildung 6.11: (a) Topographische Darstellung der ebenen Grenzfläche. Die periodische Struktur von 4 Spinreihen resultiert aus der Orientierung des Kristalls. In (b) sind zusätzlich elliptische Inseln mit monoatomarer Dicke (grau) eingefügt, um Grenzflächenrauigkeit zu simulieren (aus Takano et al., J. Appl. Phys. 83, 6888 (1998)).

Abb. 6.11b). Die numerische Analyse von Takano *et al.* ergab folgende wesentlichen Ergebnisse. Für eine perfekte Grenzfläche ohne jegliche Rauigkeit erhalten wir für die mittlere Zahl $\langle \Delta N \rangle$ der unkompensierten Spins

$$\langle \Delta N \rangle \propto \sqrt{L}, \quad (6.1.11)$$

für eine raue Grenzfläche

$$\langle \Delta N \rangle \propto L^{0.97 \pm 0.07}. \quad (6.1.12)$$

Da das Austauschfeld proportional zu $\langle \Delta N \rangle / L^2$ ist, ergibt sich für den Fall einer rauen Grenzfläche $H_e \propto 1/L$ in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis. Das heißt, das Modell von Takano *et al.* beschreibt die beobachtete inverse Abhängigkeit des Austauschfeldes von der Korngröße richtig. Es sagt ferner aus, dass im Wesentlichen zwei Ursachen für die unkompensierten AFM-Spinmomente an der Grenzfläche vorliegen. Erstens die endliche Größe der AFM-Kristallite und zweitens die endliche Grenzflächenrauigkeit.

Eine Verteilung der unkompensierten Spins ist in Abb. 6.12 nach Kühlung mit und ohne angelegtes Magnetfeld gezeigt. Bei Kühlung ohne Feld sind die unkompensierten Spins gleichverteilt. In diesem Fall wird keine thermoremanente Magnetisierung beobachtet. Bei Abkühlung im Feld sind die unkompensierten Spins bevorzugt in Richtung des Kühlfeldes ausgerichtet und die thermoremanente Magnetisierung wird endlich.

Frustration und Spin-Flop-Kopplung

Vor kurzem wurden experimentelle Ergebnisse publiziert, welche mit den bisher diskutierten Modellvorstellungen nicht erklärt werden können. So beobachteten Ijiri *et al.*¹⁷ mit Hilfe

¹⁷Y. Ijiri et al., J. Appl. Phys. 83, 6882 (1998), siehe auch Phys. Rev. Lett. 80, 608 (1998).

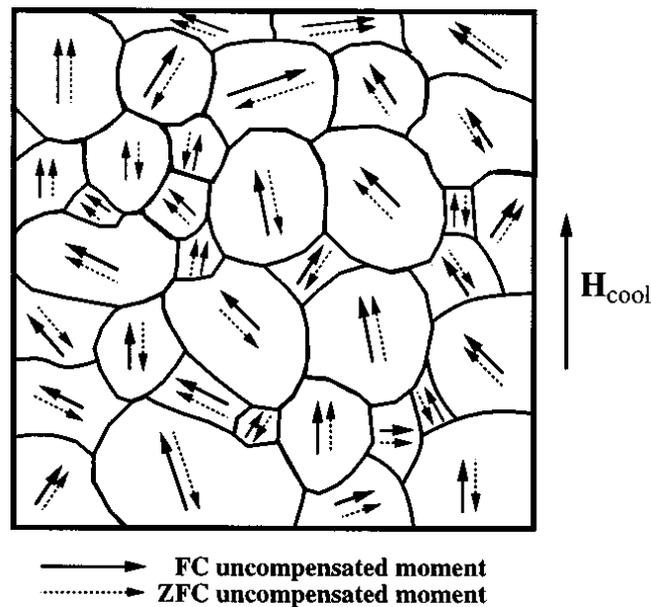


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der unkompensierten Spins in AFM-Kristalliten mit uniaxialer Anisotropie bei Kühlung ohne (ZFC) und mit angelegtem Feld (FC) (aus Takano et al., J. Appl. Phys. 83, 6888 (1998)).

von Neutronenbeugung, dass in $(\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO})_n$ -Übergittern mit Austausch-Anisotropie sich die Co-Momente bevorzugt senkrecht zu den ferrimagnetischen Momenten des Fe_3O_4 ausrichten. Bereits früher wurde aus Experimenten an $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{CoO}$ auf eine bevorzugt senkrechte Orientierung der Spins im Ferromagneten und im Antiferromagneten geschlossen.¹⁸ Ähnliches wurde für keilförmige NiFe/FeMn-Schichten beobachtet.¹⁹

Koon²⁰ führte das so genannte Spin-Flop-Modell ein, mit dem die oben beschriebenen experimentellen Fakten erklärt werden können. Mit einer mikromagnetischen Rechnung konnte er zeigen, dass die 90° -Kopplung zwischen einem Ferromagneten und einem Antiferromagneten eine normale Erscheinung ist, die mit dem Spin-Flop-Übergang in Antiferromagneten vergleichbar ist. Koon betrachtete insbesondere vollkommen kompensierte und vollkommen unkompensierte AFM Grenzflächen. Für beide Fälle berechnete er die Energiedichte an der Grenzfläche als Funktion des Winkels zwischen den FM-Spins und der Néel-Achse der AFM-Spins. Für die vollkommen unkompensierte Grenzfläche erhält man die erwartete kollineare Kopplung. Für die vollkommen kompensierte Grenzfläche erhält man ein Energieminimum für eine 90° -Kopplung der FM- und AFM-Spins. Diese Spin-Flop-Kopplung entsteht als Folge der Frustration der Spins an der Grenzfläche. Koon konnte zeigen, dass vollständig spin-kompensierte, glatte Grenzflächen günstig für die Austausch-Anisotropie sind und dass die Grenzflächenrauigkeit keine entscheidende Rolle spielt.

Allerdings führte eine Analyse von Schulthess und Butler²¹ zu einem Ergebnis, das den Rechnungen Koon's widerspricht. In dieser Analyse wurde zwar Koon's Spinkonfiguration übernommen, aber ein anderer mikromagnetischer Ansatz verwendet. Schulthess und Butler erhielten ebenfalls einen Spin-Flop-Zustand an der Grenzfläche, kamen aber zu anderen Schlußfolgerungen bezüglich der Austausch-Anisotropie. Die Spin-Flop-Kopplung im Falle

¹⁸T. J. Moran et al., J. Appl. Phys. 79, 5109 (1996).

¹⁹R. Jungblut et al., J. Appl. Phys. 75, 6659 (1994).

²⁰N. C. Koon, Phys. Rev. Lett. 78, 4865 (1997).

²¹T. C. Schulthess, W. H. Butler, Phys. Rev. Lett. 81, 4516 (1998).

perfekt glatter Grenzflächen führte nicht zu einer unidirektionalen Austausch-Anisotropie, sondern zu einer uniaxialen Anisotropie, welche wiederum in einem erhöhten Koerzitivfeld resultiert. Erst die Hinzunahme von Grenzflächendefekten führt zu einer Verschiebung der Energieminima der Spin-Flop-Zustände. Diese Asymmetrie bewirkt dann eine Verschiebung der Magnetisierungskurven und liefert ein Austauschfeld in der richtigen Größenordnung.

Abschließende Bemerkungen

Das Phänomen der Austausch-Anisotropie ist zwar für viele Anwendungsfelder von großer praktischer Bedeutung, von einem allgemeinen Verständnis des Phänomens ist man aber zur Zeit noch sehr weit entfernt. Die Ursache dafür liegt darin begründet, dass das Verhalten der untersuchten Systeme stark von der chemischen Struktur und der genauen Spinkonfiguration auf einer atomaren Skala abhängt. Da die relevante Grenzfläche vergraben ist, gibt es kaum experimentelle Methoden, um die notwendigen Eingangsdaten für eine genaue Interpretation zu gewinnen. Erst in jüngster Zeit wurden element- und spinselektive Photoemission, Mößbauer-Spektrometrie, Neutronenbeugung oder elementspezifische Transmissionselektronenmikroskopie auf diese Problemstellung angewendet. Es ist zu befürchten, dass selbst wenn die genaue chemische Zusammensetzung und Spinkonfiguration an der Grenzfläche bekannt sind, diese für ab initio Modellrechnungen zu kompliziert sind.

Für die praktische Anwendung hat die Aufklärung der an den Grenzflächen wirkenden Mechanismen große Bedeutung. So lässt z.B. eine Frustration der Spins an der Grenzfläche glasartiges Verhalten erwarten, das immer mit Alterungseffekten verbunden ist. Solche Alterungseffekte sind aber für Anwendungen meist nicht erwünscht. Um also Spinventile mit verbesserten Eigenschaften für eine breite technische Anwendung nutzbar zu machen, müssen in Zukunft systematisch experimentelle und theoretische Untersuchungen durchgeführt werden.

6.2 Realisierung von Spinventilen

Der Grundgedanke bei der Realisierung von Spinventilen war, die oben beschriebene, bereits in den 50er Jahren entdeckte Austausch-Anisotropie zu nutzen, um die Magnetisierungsrichtung einer ferromagnetischen Lage in einer Mehrschichtstruktur festzuhalten. Außer an Co/CoO wurde die Austausch-Anisotropie auch an metallischen Legierungen wie $(\text{Ni,Fe})_3\text{Mn}$ oder ungeordnetem Ni_3Mn gefunden.²² Ausgehend von diesen Arbeiten haben Dieny *et al.*²³ erstmals Si/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (15nm)/ Cu(2.6nm)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (10nm)/ $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (10nm)/ Ag(2nm) Schichtsysteme hergestellt. Der typische Verlauf der Magnetisierung und des Widerstands als Funktion des angelegten Feldes ist in Abb. 6.13 gezeigt.

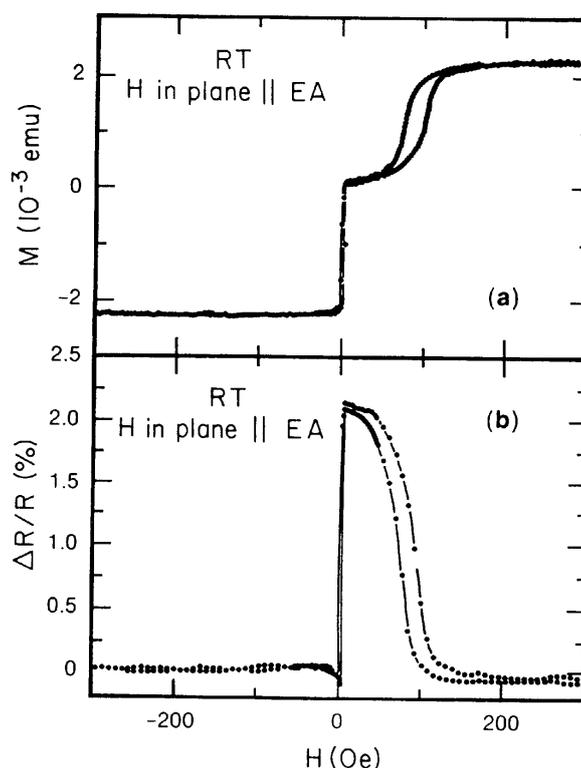


Abbildung 6.13: Magnetisierung (a) und Magnetwiderstand (b) als Funktion des angelegten Magnetfeldes für ein Si/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (15nm)/ Cu(2.6nm)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (10nm)/ $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (10nm)/ Ag(2nm) Schichtsystem bei Raumtemperatur. Das Magnetfeld ist in der Schichtebene parallel zum Austauschfeld der FeMn-Schicht angelegt (aus B. Dieny et al., Phys. Rev. B 43, 1297 (1991)).

Die Magnetisierungskurve zeigt klar zwei getrennte Ummagnetisierungsprozesse. Der eine findet bei etwa 2 Oe statt, hier schaltet die untere, die so genannte freie NiFe-Lage, die direkt auf dem Si-Substrat aufgebracht ist. Zwischen etwa 90 und 130 Oe dreht dann die Magnetisierung der oberen, der so genannten gepinnten NiFe-Schicht, die in Kontakt mit der FeMn-Schicht (der so genannten Verankerungsschicht) ist. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in der Magnetwiderstandskurve wider. Bei einer geringfügig geänderten Schichtfolge wurden $\Delta R/R$ -Werte von 5% bei Raumtemperatur und einem Feld von 10 Oe erreicht. Es soll hier noch bemerkt werden, dass häufig eine kleine magnetische Kopplung zwischen der freien und gepinnten ferromagnetischen Schicht existiert, die zu einer kleinen Verschiebung des Feldes führt, bei dem die freie Schicht schaltet. Durch Ausnutzung der Austausch-Anisotropie in Kombinati-

²²J. S. Kouvel et al., Phys. and Chem. Solids 16 152 (1960).

²³B. Dieny et al., Phys. Rev. B 43, 2304 (1991).

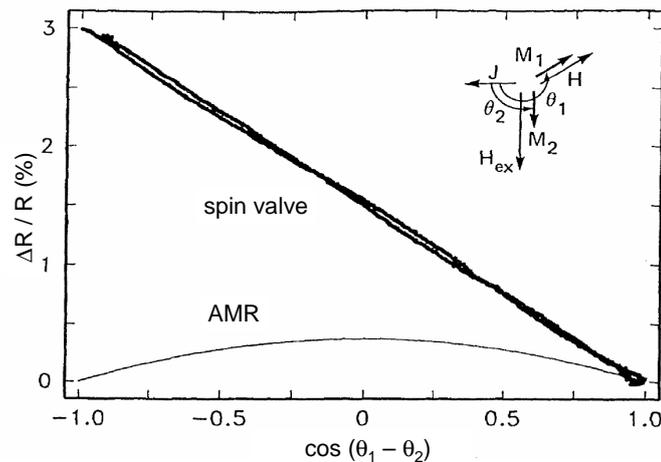


Abbildung 6.14: Magnetwiderstand als Funktion von $\cos(\theta_1 - \theta_2)$ im Schichtsystem Si/ Ni₈₀Fe₂₀(6nm)/ Cu(2.6nm)/ Ni₈₀Fe₂₀(3nm)/ Fe₅₀Mn₅₀(6nm)/ Ag(2nm). Das Inset zeigt die Orientierung des Meßstromes J , der Magnetisierungen M_1 und M_2 , des Austauschfeldes H_e und des äußeren Feldes H (aus B. Dieny et al., Phys. Rev. B 43, 2304 (1991)).

on mit sehr weichen ferromagnetischen (freien) Schichten konnten in Spinventilen sehr hohe Empfindlichkeiten $S = (\Delta R/R)/\Delta H$ erreicht werden. So wurden Empfindlichkeiten weit oberhalb von 1%/Oe bei Raumtemperatur für Spinventile mit Permalloy für die freie und gepinnte Schicht berichtet. Ein umfassender Überblick über Spinventilstrukturen und ihre Anwendung in Leseköpfen wurde vor kurzen von R. Coehoorn gegeben.²⁴

Ein wichtiges Ergebnis der ersten Arbeit von Dieny *et al.* war der Nachweis, dass der gemessene Magnetwiderstand proportional zur Magnetisierungskomponente der freien Lage in Richtung des Austauschfeldes, also der Magnetisierung der harten Lage ist. Dies ist in Abb. 6.14 gezeigt. In guter Näherung wurde $\Delta R/R \propto \cos(\theta_1 - \theta_2)$ beobachtet, wobei $\theta_1 - \theta_2$ der Winkel zwischen den beiden Magnetisierungsrichtungen der weichen und harten NiFe-Schicht ist. Dieses Resultat ist im Hinblick auf Anwendungen von Spinvalves als berührungslose Winkelsensoren (siehe Abschnitt 9.1.1) sehr interessant. Da bereits ein Feld von 10 Oe ausreicht, um das Signal zu sättigen, können sehr kleine rotierende Felder bzw. große Abstände verwendet werden.²⁵

Wir werden im Folgenden nur Spinventile mit einer nicht-magnetischen metallischen Zwischenschicht zur Entkopplung der beiden ferromagnetischen Schichten diskutieren. Natürlich wird die Austausch-Anisotropie auch in ferromagnetischen Tunnelkontakten (isolierende Zwischenschicht) zur Verankerung der Magnetisierungsrichtung einer Tunnelelektrode eingesetzt. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 7.34 gezeigt.

6.2.1 Optimierung des magneto-resistiven Effekts von Spinventilen

Durch eine Verdopplung des Schichtaufbaus können so genannte *symmetrische Spinventile* erhalten werden, die eine freie Schicht und zwei gepinnte ferromagnetische Schichten besitzen, wie dies in Abb. 6.15 gezeigt ist. Durch die Verdopplung des Schichtaufbaus kann eine Erhöhung des Magnetwiderstands erzielt werden. Mit dem symmetrischen Aufbau wurden

²⁴R. Coehoorn, *Giant Magnetoresistance in Exchange Biased Spin Valve Layered Structures and its Application in Read Heads*, in Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance, U. Hartmann ed., Springer Verlag, Berlin (2000).

²⁵Es sei hier bereits darauf hingewiesen, dass ein absoluter Winkelgeber durch zwei Spin-Valves realisiert werden kann, deren Vorzugsrichtungen um $\pi/2$ gegeneinander verdreht sind.

von Egelhoff *et al.* Magnetwiderstandswerte von bis zu etwa 24% erreicht.²⁶ Bei asymmetrischen Spinventilen werden dagegen nur etwa 17% erreicht.

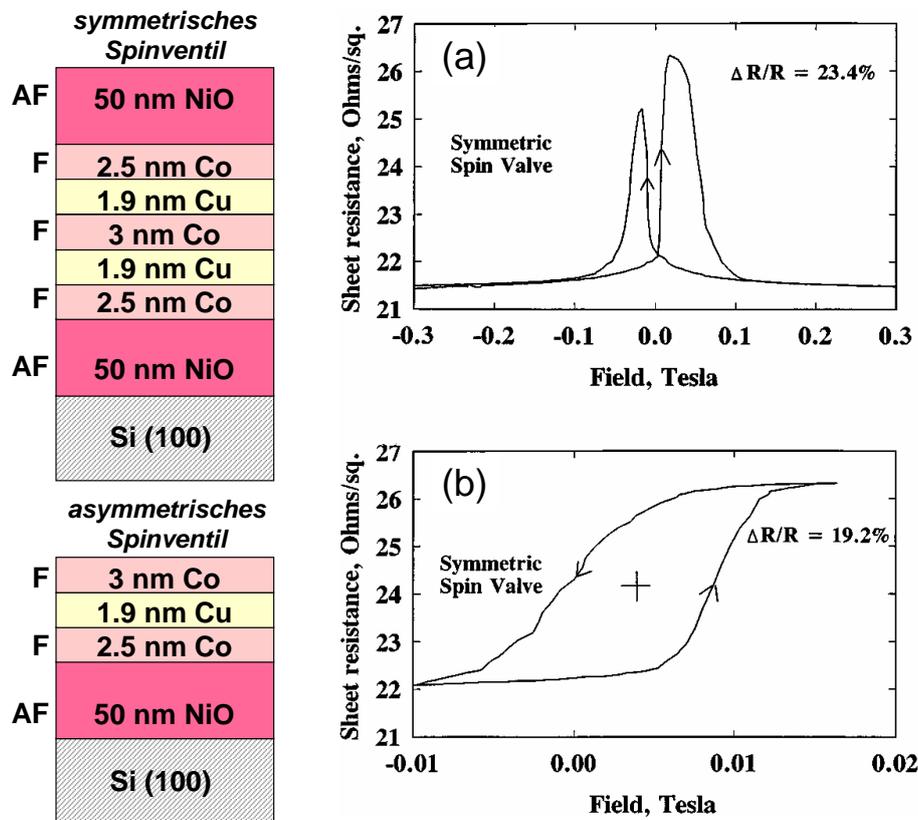


Abbildung 6.15: Schichtaufbau von symmetrischen und asymmetrischen Spinventilen. Ebenso gezeigt sind die Magnetowiderstandskurven des symmetrischen Spinventils in hohen (a) und niedrigen (b) Feldern nach Sättigung in negativem Feld. Das Kreuz in (b) markiert den Mittelpunkt der Kurve, welcher aufgrund der indirekten Austauschkopplung zwischen den drei Co-Schichten gegenüber dem Feldnullpunkt verschoben ist (aus W. E. Egelhoff *et al.*, J. Appl. Phys. 79, 5277 (1996)).

Die Größe der erreichten Magnetowiderstandswerte von Spinventilen mit einer nicht-magnetischen metallischen Zwischenschicht hängt stark von den Präparationsbedingungen ab. So wurde ebenfalls von Egelhoff *et al.* festgestellt, dass die gemessenen maximalen Magnetowiderstandswerte extrem stark vom Wasser-Partialdruck in der Sputterkammer unmittelbar vor der Schichtabscheidung abhängen. Bei einer Auftragung von $\Delta R/R$ gegen $\ln p_{\text{H}_2\text{O}}$ ergibt sich dabei in etwa eine Gerade, wobei $\Delta R/R$ mit sinkendem Wasser-Partialdruck ansteigt und selbst bei einem sehr kleinen Wert im Bereich von 10^{-9} mbar noch nicht sättigt. Dies zeigt, dass die Magnetowiderstandswerte durch eine Optimierung des Schichtwachstums immer noch verbessert werden können. Allerdings werden die Anforderungen an die Depositionsverfahren größer. Zum Beispiel werden von kommerziellen Sputtersystemen Wasser-Partialdrücke unterhalb von 10^{-9} mbar kaum erreicht.

Ein wichtiger Parameter bei der Optimierung von Spinventilen ist die Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Abb. 6.16 zeigt, dass der MR-Effekt mit kleiner werdender Dicke der nicht-magnetischen Cu-Schicht ansteigt. Dieser Verlauf würde eine weitere Reduzierung der Cu-Dicke nahelegen. Dem steht aber eine zunehmende Kopplung der ferromagnetischen Schichten über die nicht-magnetischen Schicht entgegen, welche sowohl eine ferromagnetischen Kopplung durch Grenzflächenrauigkeiten (so genannte *Orange Peel Kopplung*)

²⁶W. E. Egelhoff *et al.*, J. Appl. Phys. 79, 5277 (1996).

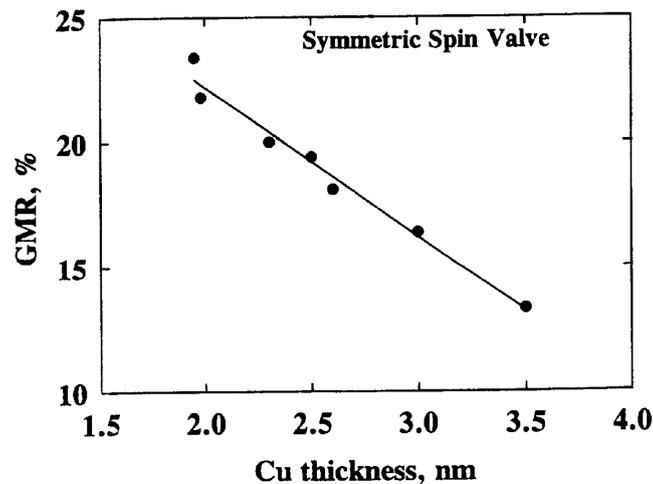


Abbildung 6.16: Maximaler Magnetowiderstandseffekt $\Delta R/R$ als Funktion der Cu-Dicke eines symmetrischen Spinventils entsprechend Abb. 6.15 (aus W. E. Egelhoff et al., J. Appl. Phys. 79, 5277 (1996)).

als auch eine indirekte Zwischenschicht-Austauschkopplung sein kann. Eine solche Kopplung ist unerwünscht, da sie in einer Erhöhung der Schaltfelder der freien Schicht führt (siehe Abb. 6.15b).

Eine weitere Möglichkeit, den Magnetwiderstand von Spinventilen zu optimieren, ist die Kontrolle der Streuprozesse an den äußeren Grenzflächen der Struktur. Falls die Oberflächen so beschaffen sind, dass eine spiegelnde Streuung stattfindet, kann der magnetoresistive Effekt von Spinventilen die Größe desjenigen von GMR-Vielschichtsystemen erreichen. Vor kurzem wurde vorgeschlagen, so genannte Nano-Oxid-Layers (NOL) auf beiden Seiten der Spinventilstruktur (z.B. auf beiden Seiten eines CoFe/Cu/CoFe-Struktur) zu verwenden.²⁷ In der Tat konnte dadurch der magnetoresistive Effekt auf 15 bis 20% vergrößert werden.

Eine Analyse der Signalhöhe eines Spinventil-Sensors zeigt, dass man die magnetische Dicke der freien ferromagnetischen Schicht möglichst klein machen muss. Eine sehr kleine effektive magnetische Dicke kann man durch die Verwendung eines *synthetischen Ferrimagneten* – SF als freie Schicht erreichen. Der SF besteht dabei aus zwei antiferromagnetisch gekoppelten ferromagnetischen Schichten unterschiedliche Dicke und/oder Magnetisierung. Die effektive magnetische Dicke beträgt dann nur $d_{\text{eff}} = (M_1 d_1 + M_2 d_2) / \langle M \rangle$, während die physikalische Dicke $d_1 + d_2$ beträgt.²⁸

6.2.2 Wahl des Antiferromagneten

Eine wichtige Frage bei der Realisierung von Spinventilen ist die Wahl eines geeigneten antiferromagnetischen Materials. Es sollte folgende Anforderungen erfüllen:

- hohe Néel-Temperatur
- starke Austausch-Anisotropie
- chemische Stabilität

²⁷Y. Kamiguchi et al., J. Magn. Magn. Mat. 210, L20 (2000).

²⁸siehe z.B. P. P. Freitas, *Spin Valves and Spin Tunneling Devices: Read Heads, MRAMs, Field Sensors*, in Spin Electronics, M. Ziese and M. J. Thornton eds., Springer Verlag, Berlin (2001).

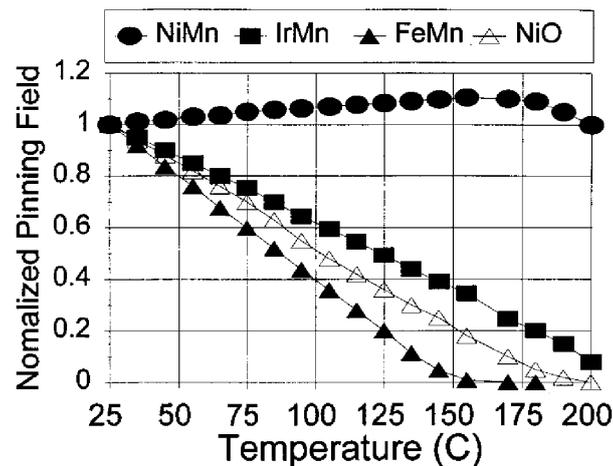


Abbildung 6.17: Temperaturabhängigkeit der normierten Austauschfelder für Grenzflächen zwischen NiFe und verschiedenen antiferromagnetischen Materialien in Spinventilstrukturen (aus S. Mao et al., J. Appl. Phys. 83, 6807 (1998)).

- einfache und reproduzierbare Herstellbarkeit

Im Vergleich der verschiedenen antiferromagnetischen Materialien ist neben der Größe der Austausch-Anisotropie vor allem die Néel-Temperatur T_N besonders wichtig, da sie oberhalb der so genannten "Blocking"-Temperatur T_B zum Verschwinden des Austauschfeldes H_e führt. Die Blocking-Temperatur T_B ist in einigen Fällen wesentlich niedriger als T_N , in anderen dagegen beobachtet man $T_B \simeq T_N$. Die Ursache für diesen Effekt scheint, zumindest teilweise, mit der Korngröße und Dicke der AFM-Schicht verknüpft zu sein. Ist die Korngröße oder die Filmdicke kleiner als eine systemabhängige kritische Längenskala des Antiferromagneten, so wird die Néel-Temperatur signifikant reduziert. Man bezeichnet dies auch als "Finite Size Effect". Diese Vermutung wird durch zahlreiche Experimente unterstützt, in denen für einkristalline AFM und dicke AFM-Schichten mit großen Körnern $T_B \simeq T_N$ gefunden wurde,^{29,30} während in sehr dünnen Filmen $T_B < T_N$ erhalten wurde.^{31,32} Es sei hier auch darauf hingewiesen, dass die Blocking-Temperatur durch Variation der Stöchiometrie, durch Rauigkeiten, Variation der Korngröße etc. räumlich variieren kann und man in vielen Proben deshalb immer eine Verteilung von Blocking-Temperaturen erhält.

Meist nimmt H_e von Raumtemperatur bis T_N kontinuierlich ab. Eine Sonderstellung nimmt hierbei NiMn ein, wie die in Abb. 6.17 gezeigten Ergebnisse von Mao *et al.* zeigen.³³ Abb. 6.17 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Austauschfeldes von NiMn, IrMn, FeMn und NiO. Wir sehen, dass in allen Materialien außer NiMn das Austauschfeld kontinuierlich mit der Temperatur abnimmt. NiMn ist deshalb den anderen Materialien bezüglich Anwendungen überlegen. Allerdings muss NiMn nach der Filmdeposition durch einen Temperprozess bei 280°C erst von einer ungeordneten, nicht-antiferromagnetischen fcc-Struktur in die tetragonale fct-Phase umgewandelt werden. Diese Phase verhält sich antiferromagnetisch und übt ein Austauschfeld auf eine benachbarte NiFe-Schicht aus.

Abb. 6.18 zeigt, dass die Größe des Austauschfeldes durch die NiMn-Schicht stark durch die Dicke der NiMn-Schicht beeinflusst wird. Mit kleiner werdender Schichtdicke (und klei-

²⁹T. J. Moran et al., J. Appl. Phys. 78, 1887 (1995).

³⁰J. Nogues et al., Appl. Phys. Lett. 68, 3186 (1996).

³¹P. J. van der Zaag et al., J. Appl. Phys. 79, 5103 (1996).

³²S. Soeja et al., J. Appl. Phys. 77, 5838 (1995) and Appl. Phys. Lett. 71, 3424 (1997).

³³S. Mao et al., J. Appl. Phys. 83, 6807 (1998).

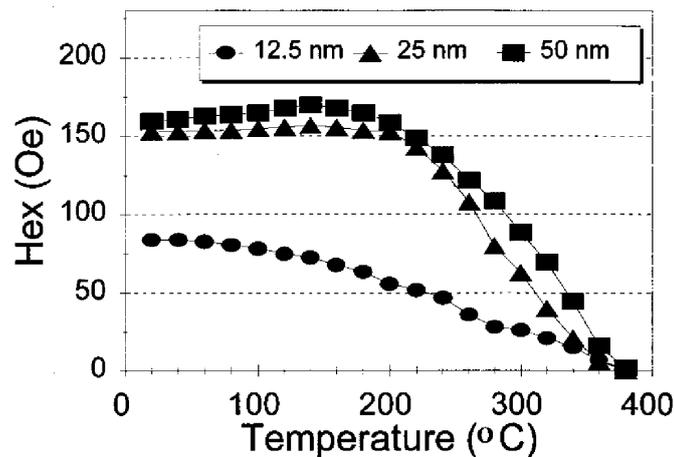


Abbildung 6.18: Temperaturabhängigkeit des Austauschfeldes für NiFe/NiMn-Doppellagen für verschiedene Dicken der NiMn-Schichten. Die Korngröße wächst mit der NiMn-Dicke von etwa 8 nm auf 19 nm und 26 nm an (aus S. Mao et al., J. Appl. Phys. 83, 6807 (1998)).

ner werdender Korngröße) wird das Austauschfeld kleiner und nimmt außerdem stärker mit wachsender Temperatur ab. Abb. 6.18 zeigt ferner, dass NiMn bis zu hohen Temperaturen einsetzbar ist und deshalb den meisten anderen Materialien bezüglich Anwendungen überlegen ist. In der Praxis zeigt sich häufig, dass sich zwar mit dickeren AFM-Filmen eine höhere Blocking-Temperatur erzielen lässt, dass aber gleichzeitig die Größe der Austausch-Anisotropie mit zunehmender Filmdicke (Korngröße) abnimmt.³⁴ Man muss hier also einen Kompromiss finden.

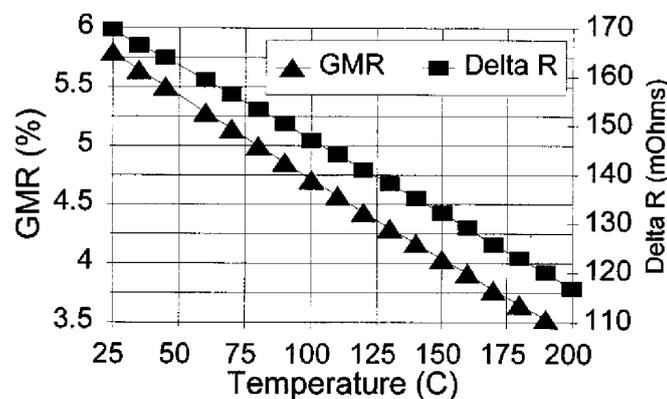


Abbildung 6.19: Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstandseffekts eines Spinventils mit folgender Schichtstruktur: Ta(2.5nm)/NiFe(5.5nm)/Co(1.5nm)/Cu(3nm)/Co(1.5nm)/NiFe(2.5nm)/NiMn(25nm)/Ta(8nm) (aus S. Mao et al., J. Appl. Phys. 83, 6807 (1998)).

In Abb. 6.19 ist die Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstandseffekts eines NiFe/NiMn-Spinventils gezeigt. Wir sehen, dass diese Spinventile bis zu hohen Temperaturen eingesetzt werden können (im Gegensatz zu vielen anderen Materialkombinationen). Angesichts des nutzbaren Temperaturbereichs bis über 200 °C sind NiFe/NiMn-Spinventile für Anwendungen sehr attraktiv. Zum Beispiel werden im Inneren eines Festplattenlaufwerks im Betrieb leicht Temperaturen bis 200 °C erreicht. Für die meisten der in Abb. 6.17 gezeigten Materialkombinationen verschwindet bei dieser Temperatur das Austauschfeld. Der

³⁴V. Gehanno et al., IEEE Trans. Magn. 35, 649 (1999).

Tabelle 6.1: Vergleich der charakteristischen Parameter und Eigenschaften von antiferromagnetischen Materialien für die Austauschkopplung. ^a A. Veloso et al., IEEE Trans. Magn. **34**, 2343 (1998); ^b M. Mao et al., IEEE Trans. Magn. **35**, 3913 (1999) und H. Fuke et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 3680 (1999); ^c M. Lederman, IEEE Trans. Magn. **35**, 794 (1999); ^d W. C. Cain, J. Appl. Phys. **61**, 4170 (1987).

material	T_N (°C)	T_B (°C)	E_{ex} (mJ/m ²)	H_e (kA/m)	corrosion resistance	anneal	Ref.
Fe ₅₀ Mn ₅₀	240	150	0.13	20	--	nein	a
NiO	250	190	< 0.1	11	++	nein	a
Mn ₇₈ Rd ₂₂	580	235	0.2		+	nein	a
Mn ₇₆ Ir ₂₄	420	300	0.2 - 0.4		+	ja	b
Mn ₅₀ Ni ₅₀	780	375 - 425	0.37 - 35	15	+	ja	a,c
Mn ₅₀ Pt ₅₀	700	350	0.3 - 0.4	80	++	ja	c
a - Tb _{1-x} Co _x	330	>250	0.33	55		ja	d

Grund für das günstige Verhalten von NiMn liegt mit großer Wahrscheinlichkeit sowohl an einer großen Austauschkopplung an der Grenzfläche als auch an der intrinsischen magnetischen Anisotropie des antiferromagnetischen NiMn-Films.

In mehreren experimentellen Arbeiten wurden weitere antiferromagnetische Materialsysteme untersucht, wie z.B. MnPtPd, FeIrRh, IrMn, PtMn und CrAl. Ein Vergleich der relevanten Daten ist in Tabelle 6.1 gegeben. Vor kurzem konnte vor allem mit MnIr und MnPt durch eine bessere Kontrolle des Filmwachstums und der Mikrostruktur hohe Werte für die Austausch-Anisotropie und die Blocking-Temperatur erreicht werden.

Um den Mechanismus der Austausch-Anisotropie besser zu verstehen, wurden auch rein oxidische Systeme untersucht, wie z.B. Fe₃O₄/CoO und Fe₃O₄/Co_xFe_{3-x}O₄.³⁵ Diese Schichtsysteme wurden mittels Laser-Depositionsverfahren hergestellt. Im Gegensatz zu metallischen Schichten wie MnFe etc. versprechen die oxidischen Schichtsysteme Vorteile durch ihre große chemische Beständigkeit

Synthetische Antiferromagneten

Neben den bereits diskutierten antiferromagnetischen Verbindungen wurden auch so genannte *synthetische Antiferromagnete* (SAF: Synthetic antiferromagnet) für die Herstellung von Spinventilen benutzt, um eine Austausch-Anisotropie für eine ferromagnetische Lage zu erreichen. Man versucht, mit diesen SAF eine Erhöhung der Austausch-Anisotropie und der Blocking-Temperatur zu erreichen. Dabei nutzt man die indirekte Zwischenschichtkopplung aus. Man wählt z.B. in einer Co/Cu/Co-Dreilagengstruktur die Dicke der Cu-Schicht genau so (etwa 1 nm), dass sie dem Maximum für eine antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung entspricht. Eine der Co-Schichten kann dabei gleichzeitig als der festgehaltene Ferromagnet dienen. In Co/Ru/Co-SAFs wurden hohe Kopplungsenergien von 0.5 bis 0.7 mJ/m² erreicht. Um einen Spin-Flop-Übergang durch das äußere Feld zu vermeiden, muss allerdings eine konventionelle Austauschkopplung zwischen einer der beiden ferromagnetischen Schichten mit einem Antiferromagneten vorgenommen werden. Während die antiferromagnetische Kopplung im SAF nur wenig von der Temperatur abhängt, ist dies leider für die Austauschkopplung nicht der Fall. Ein Vorteil ist aber, dass die AFM-Schicht jetzt nur noch eine hohe Blocking-Temperatur haben, aber keine große Austausch-Anisotropie bewirken muss.

³⁵C. A. Kleint et al., J. Appl. Phys. **84**, 5097 (1998).

Ein Vorteil der Benutzung von SAF besteht darin, dass durch eine geringfügig unterschiedliche Dicke der ferromagnetischen Schichten ein *synthetischer Ferrimagnet (SF)* realisiert werden kann, dessen Magnetisierung sich durch ein hinreichend großes Magnetfeld jederzeit orientieren lässt.

Auf Spinventile mit synthetischen Antiferromagneten wird in Kapitel 9 bei der Diskussion von Anwendungen näher eingegangen. Ein Beispiel für den Aufbau eines Spinventils mit künstlichem Antiferromagneten ist in Abb. 9.6 gezeigt.

Praktische Gesichtspunkte

In der Praxis ist eine Reihe weiterer Gesichtspunkte zu berücksichtigen. Erstens sollte die Herstellung des Schichtpakets kostengünstig und reproduzierbar sein. Zweitens ist die Reihenfolge, mit der die einzelnen Schichten aufwachsen, nicht beliebig. So sollte die antiferromagnetische Lage immer *nach* der festzuhaltenden ferromagnetischen Schicht aufgewachsen werden, wobei sich die ferromagnetische Schicht im gesättigten Zustand befinden sollte. Dies erreicht man z.B. durch Abscheidung in einem Magnetfeld erreichen. Ist dies nicht möglich, so muss in einem anschließenden Temperaturprozess das Schichtpaket im Magnetfeld von einer Temperatur oberhalb T_N abgekühlt werden. Drittens zeigt sich, dass die Werte des Austauschfeldes, welche mit verschiedenen Methoden bestimmt werden, erheblich voneinander abweichen (z.B. erhält man unterschiedliche Werte aus der Messung der Verschiebung der Magnetisierungskurven, aus der Suszeptibilität, oder aus Resonanzexperimenten). Viertens nimmt häufig die Stärke der Austausch-Anisotropie mit zunehmender Zahl von durchlaufenen Magnetisierungszyklen ab. Dies kann z.B. durch die allmähliche Entmagnetisierung der harten Schicht durch Wandstreufelder aus der freien, weichmagnetischen Schicht hervorgerufen werden. Im Einzelfall sind die genauen Prozesse aber meist noch nicht geklärt.

Teil III

Spininjektion und Spintransport

Teil IV

Materialien für die Spinelektronik

Teil V

Anwendungen

Teil VI

Quanten-Spinelektronik

Teil VII

Appendix

