

---

# 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

<b>Vorwort</b>	<b>9</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I Grundlagen</b>	<b>9</b>
<b>1 Grundbegriffe und Messmethoden</b>	<b>11</b>
1.1 Grundbegriffe des Magnetismus . . . . .	12
1.2 Messmethoden . . . . .	13
<b>2 Spinabhängiger Transport</b>	<b>15</b>
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
<b>II</b>	<b>Magneto-resistive Effekte</b>	<b>83</b>
<b>3</b>	<b>AMR-Effekt</b>	<b>85</b>
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
<b>4</b>	<b>CMR-Effekt</b>	<b>95</b>
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
<b>5</b>	<b>GMR-Effekt</b>	<b>137</b>
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
<b>6</b>	<b>Spinventile</b>	<b>169</b>
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
<b>7</b>	<b>TMR-Effekt</b>	<b>195</b>
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
<b>8</b>	<b>EMR- und BMR-Effekt</b>	<b>281</b>
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

<b>III</b>	<b>Spininjektion und Spintransport</b>	<b>289</b>
<b>IV</b>	<b>Materialien für die Spinelektronik</b>	<b>291</b>
<b>V</b>	<b>Anwendungen</b>	<b>293</b>
<b>9</b>	<b>XMR-Effekte – Anwendungen</b>	<b>295</b>
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
<b>VI</b>	<b>Quanten-Spinelektronik</b>	<b>331</b>
<b>VII</b>	<b>Appendix</b>	<b>333</b>
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 5

# Der Riesenmagnetowiderstandseffekt

Die in den Kapiteln 2 diskutierten magneto-resistiven Effekte (*positiver Magnetwiderstand* und *negativer Magnetwiderstand aufgrund von Streuung an Spinunordnung*), sowie der *Anisotrope Magnetowiderstand* (siehe Kapitel 3) und der *Kolossale Magnetwiderstand* (siehe Kapitel 4) treten in Massivmaterialien auf und basieren nicht auf magnetischen Schichtsystemen. In den folgenden Kapiteln werden wir uns mit dem *Riesenmagnetwiderstand (GMR: Giant Magnetoresistance)* und dem *Tunnelmagnetwiderstand (TMR: Tunneling Magnetoresistance)* beschäftigen. Diese Magnetowiderstandseffekte beruhen auf magnetischen Schichtsystemen. Wir wollen in diesem Kapitel mit dem *Riesenmagnetwiderstand (GMR: Giant Magnetoresistance)* beginnen. Bei der Diskussion des GMR-Effekts wird auf die so genannten Spin-Ventile und die für diese Systeme sehr wichtige Austausch-Anisotropie nur kurz eingegangen, da diese in Kapitel 6 ausführlich diskutiert werden.

Obwohl Magnetowiderstandseffekte schon sehr lange bekannt sind (der AMR-Effekt wurde bereits 1857 durch **Thomson** entdeckt) begann die Ära der Spinelektronik erst Ende der 1980er Jahre mit der Entdeckung, dass der elektrische Strom in Schichtsystemen, die aus ferromagnetischen und nicht-magnetischen, metallischen Schichten bestehen, stark von der relativen Orientierung der Magnetisierung in den ferromagnetischen Schichten abhängt.<sup>1,2,3</sup> Man stellte fest, dass der elektrische Widerstand der Vielschichtsysteme groß bzw. klein ist, wenn in benachbarten ferromagnetischen Schichten die Magnetisierungsrichtungen antiparallel bzw. parallel ausgerichtet sind. Dies machte klar, dass der Spin der Elektronen eine wichtige Rolle bezüglich der elektrischen Transporteigenschaften spielt und deshalb auch gezielt für neuartige magnetoelektronische bzw. spintronische Bauelemente ausgenutzt werden kann.

Ein weiteres Schlüsselresultat war die Entdeckung, dass die relative Orientierung der Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Schichten in den Vielschichtsystemen von der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschichten abhängt.<sup>4</sup> Dieses Phänomen bezeichnen wir heute als oszillierende Austauschkopplung. Da diese oszillierende Austauschkopplung ein für sich sehr interessantes Phänomen ist, wollen wir uns zunächst mit der magnetischen Kopplung in Vielschichtsystemen, die aus alternierenden ferromagnetischen und nicht-magnetischen metallischen Schichten bestehen, beschäftigen und erst danach den GMR-Effekt behandeln.

Die enormen Fortschritte bei magnetischen Mehrschichtsystemen war eng verbunden mit den Fortschritten bei der Präparation dieser Schichtsysteme. Wir werden sehen, dass interessante

---

<sup>1</sup>P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sower, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).

<sup>2</sup>G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. **B 39**, 4828 (1989).

<sup>3</sup>M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, Van Dau Nguyen, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuset, A. Friedrich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

<sup>4</sup>S.S.P. Parkin, N. Moore, K.P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).

Effekte auftreten, wenn die Schichtdicken in den Bereich der Fermi-Wellenlänge der verwendeten Materialien kommt. Da die Fermi-Wellenlänge von Metallen typischerweise nur wenige  $\text{\AA}$  beträgt, müssen Schichtsysteme mit Einzelschichten hergestellt werden, deren Dicke im nm-Bereich liegt. Dies stellt hohe Anforderungen an die Dünnschichttechnologie, insbesondere hinsichtlich der Schichtrauigkeiten. Es sei darauf hingewiesen, dass die Fermi-Wellenlänge von Halbleitern um Größenordnungen größer ist und somit hier die Anforderungen weniger stark sind.

## 5.1 Die Zwischenschicht-Austauschkopplung

Die Möglichkeit einer Austauschwechselwirkung zwischen ferromagnetischen Schichten über eine sehr dünne nicht-magnetische metallische Schicht wurde lange Zeit diskutiert. Erst 1986 wurde sie in Fe/Cr-Vielschichtsystemen klar nachgewiesen.<sup>5</sup> Im Jahr 1990 wurde dann gezeigt, dass die Austauschkopplung zwischen einer ferro- und antiferromagnetischen Kopplung als Funktion der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht oszilliert.<sup>6</sup> Anfangs war man der Meinung, dass das Auftreten des GMR-Effekts mit einer antiferromagnetischen Kopplung der magnetischen Schichten in der Vielschichtstruktur verbunden ist. Bei einer antiferromagnetischen Kopplung ist der Widerstand hoch. Durch Anlegen eines äußeren Feldes erzwingt man dann eine ferromagnetische Ausrichtung, was zu einer Reduktion des Widerstands und damit zu einem negativen Magnetowiderstandseffekt führt. Wäre die Ausrichtung bereits ohne angelegtes Feld ferromagnetisch, so hätte das Anlegen des Feldes keinen zusätzlichen Effekt.

Es wurde aber schnell klar, dass eine antiferromagnetische Kopplung der ferromagnetischen Schichten keine Grundvoraussetzung ist. Für das Auftreten der GMR-Effektes reicht eine antiparallele Orientierung der Magnetisierungsrichtung in benachbarten ferromagnetischen Schichten aus. Diese muss aber nicht unbedingt mit einer Austauschkopplung erzielt werden, sondern kann auch über Hysterese-Effekte erreicht werden.<sup>7</sup> Wir werden dies ausführlich im Kapitel 6 über Spin-Ventile diskutieren. Für die theoretischen Modelle zur Erklärung der GMR-Effektes spielt aber die Zwischenschicht-Kopplung eine wichtige Rolle, weshalb wir sie hier kurz diskutieren wollen.

### 5.1.1 Experimentelle Beobachtungen

Um die Zwischenschichtkopplung in Mehrlagensystemen aus ferromagnetischen und nicht-magnetischen metallischen Schichten systematisch zu untersuchen, wurden, wie in Abb. 5.1 gezeigt ist, keilförmige Schichtstrukturen hergestellt. Ein Vorteil der Keilstruktur ist, dass verschiedene Schichtdicken auf einem Substrat im gleichen Herstellungsprozess realisiert werden können und damit die Messergebnisse nicht von herstellungsbedingten Schwankungen betroffen sind. Die typischen Schichtdicken der nicht-magnetischen Zwischenschichten liegen im Bereich weniger nm und die reproduzierbare Herstellung dieser sehr dünnen Schichten mit genau definierter Schichtdicke und geringer Rauigkeit stellt hohe Anforderungen an die Dünnschichttechnologie. Magnetisierungsmessungen an der in Abb. 5.1 gezeigten Schichtstruktur können mit Hilfe des *Magneto-Optischen Kerr-Effekts (MOKE)* durchgeführt werden. Bei diesem Messverfahren fällt ein linear polarisierter, feinfokussierter Lichtstrahl auf den Film und man misst die Drehung der Polarisationssebene im reflektierten Strahl, wobei die Drehung ein direktes Maß für die Magnetisierung liefert. Üblicherweise findet man, dass mit zunehmender Schichtdicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht die Orientierung der Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Schichten zwischen parallel (ferromagnetische Kopplung) und anti-parallel (antiferromagnetische Kopplung) oszilliert. Allerdings beobachtet man zwischen den ferromagnetisch und antiferromagnetisch gekoppelten Bereichen zusätzlich schmale Gebiete mit einer so genannten 90°-Kopplung. Hier steht die Magnetisierung in der unteren und oberen ferromagnetischen Schicht senkrecht zueinander.

Strukturiert man in das in Abb. 5.1 gezeigte Schichtpaket mehrere Messstege senkrecht zum Keilverlauf, so können an den einzelnen schmalen Stegen mit unterschiedlichen Zwischen-

<sup>5</sup>P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sower, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).

<sup>6</sup>S.S.P. Parkin, N. Moore, K.P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).

<sup>7</sup>J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn, Phys. Rev. **B 42**, 8110 (1990).

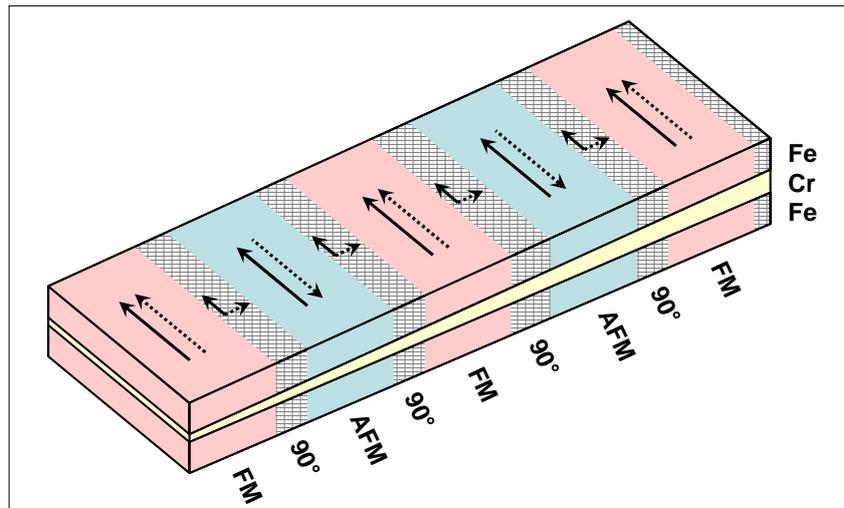


Abbildung 5.1: Keilförmige Mehrlagenstruktur aus ferromagnetischen und nicht-magnetischen Schichten zur Untersuchung der Zwischenschichtkopplung. Die Schichtdicke der nicht-magnetischen Cr-Zwischenschicht nimmt von vorne nach hinten zu. Die Magnetisierungsrichtung liegt in der Filmebene und ist in den beiden ferromagnetischen Schichten parallel (ferromagnetische Kopplung), anti-parallel (antiferromagnetische Kopplung) oder senkrecht ( $90^\circ$ -Kopplung) zueinander orientiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung in der unteren bzw. oberen Schicht an.

schichtdicken Magnetotransportexperimente durchgeführt werden. Die Untersuchung von keilförmigen Fe/Cr/Fe-Schichtstrukturen zeigte, dass Maxima in der Sättigungsfeldstärke  $H_s$  und der feldinduzierten Widerstandsabnahme für Zwischenschichtdicken von 4, 6, 8, und 10 Monolagen Cr auftreten. Die Maxima entsprechen dabei einer antiferromagnetischen Kopplung zwischen benachbarten Fe-Lagen, da man hier im Nullfeld einen größeren Widerstand hat und wegen der antiferromagnetischen Kopplung größere Felder  $H_s$  für die ferromagnetische Ausrichtung benötigt. Ein typisches experimentelles Ergebnis ist in Abb. 5.2 gezeigt. Die Experimente an keilförmigen Schichtstrukturen zeigen insgesamt, dass die Zwischenschichtkopplung von der Dicke  $d$  der nicht-magnetischen Zwischenschicht abhängt und zwischen ferro- und antiferromagnetisch wechselt.

### 5.1.2 Kopplungsarten

Im Allgemeinen gibt es verschiedene Möglichkeiten für die Kopplung von ferromagnetischen Schichten über eine nicht-magnetische Zwischenschicht:

#### 1. Indirekte Austauschwechselwirkung:

Die indirekte Austauschwechselwirkung zwischen zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne nicht-magnetische metallische Schicht getrennt sind, geschieht über die Leitungselektronen der nicht-magnetischen Schicht. Wir werden sehen, dass diese Austauschwechselwirkung zu einer oszillierenden Kopplung der ferromagnetischen Schichten als Funktion der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht führt.

#### 2. Direkte ferromagnetische Kopplung über "Pinholes":

Falls die nur wenige nm dicke Zwischenschicht kleine Löcher enthält, so kommt es zu einem direkten Kontakt der beiden ferromagnetischen Schichten, der in der Regel zu einer ferromagnetischen Kopplung der beiden magnetischen Schichten führt.

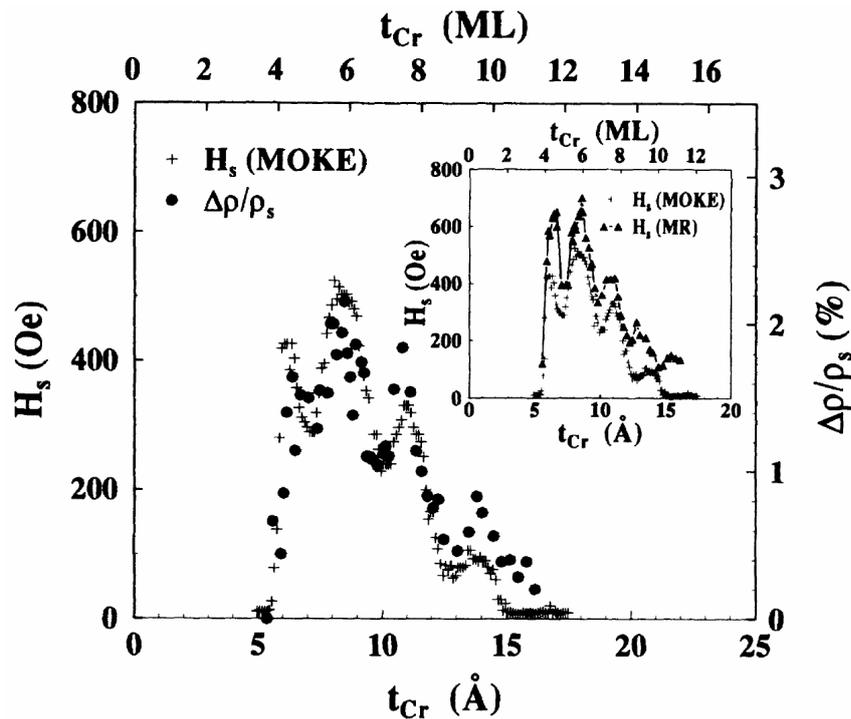


Abbildung 5.2: Sättigungsmagnetfeld und relative Widerstandsänderung  $\Delta\rho/\rho_s$  für epitaktische Fe/Cr/Fe-Mehrlagenstrukturen auf [011] MgO-Substraten als Funktion der Dicke der Cr-Zwischenschicht.  $\rho_s$  ist hierbei der spezifische Widerstand oberhalb der Sättigung, d.h. bei ferromagnetischer Ausrichtung der Fe-Schichten (aus C. D. Potter et al., Phys. Rev. B 49, 16055 (1994)).

### 3. "Orange-Peel" oder Néel-artige Kopplung:

Die Orange-Peel-Kopplung ist eine geometrisch bedingte Kopplung und kommt durch Schichtraugigkeiten zustande (siehe Abb. 5.3a). Bei einer korrelierten Rauigkeit der beiden ferromagnetischen Schichten (konstante Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht) entsteht bei einer in der Schichtebene liegenden Magnetisierung eine Verteilung von magnetischen Dipolen, die zu einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten führt. Eine solche ferromagnetische Kopplung wird in Experimenten häufig beobachtet. Es ist aber meist schwierig zu beweisen, dass die ferromagnetische Kopplung durch diesen Mechanismus und nicht durch kleine Löcher in der nicht-magnetischen Schicht verursacht werden, die ebenfalls zu einer ferromagnetischen Kopplung führen.

### 4. Magnetostatische Kopplung:

Falls die lateralen Abmessungen der Schichtstruktur genügend klein sind, kann es zu einer magnetostatischen Kopplung der Schichten kommen, die durch ein Schließen des magnetischen Flusses an den Rändern der Schichtstruktur zur Erniedrigung der magnetischen Feldenergie verursacht wird (Reduzierung des Streufeldes, siehe Abb. 5.3b). Die resultierende Magnetisierungsorientierung in den ferromagnetischen Schichten ist immer anti-parallel.

### 5. Dipol-Dipol-Wechselwirkung:

Zu einer Kopplung kann es auch durch magnetische Dipolfelder kommen. Sind die Schichtraugigkeiten in den beiden ferromagnetischen Schichten nicht wie bei der Orange-Peel-Kopplung korreliert (unkorrelierte Rauigkeiten führen zu einer räumlichen Variation der Dicke der Zwischenschicht), so kommt es aufgrund der dadurch entstehenden

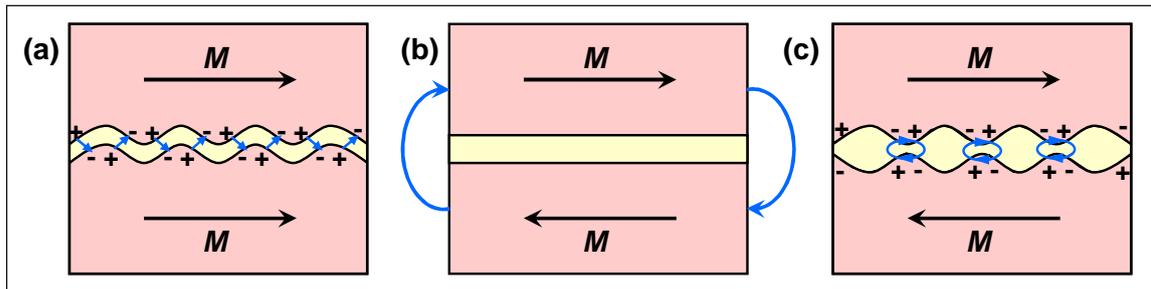


Abbildung 5.3: Zur Veranschaulichung der Orange-Peel-Kopplung (a), der magnetostatischen Kopplung (b) und des magnetischen Dipol-Mechanismus (c).

Dipolfelder zu einer antiferromagnetischen Kopplung der beiden Schichten. Für eine periodisch Anordnung (siehe Abb. 5.3c) ist das Dipolfeld ebenfalls periodisch und fällt exponentiell mit dem Abstand von der Grenzfläche ab. Zur Erklärung der Tatsache, dass die Zwischenschichtkopplung abhängig von der Dicke  $d$  der nicht-magnetischen Schicht zwischen ferromagnetisch und antiferromagnetisch wechselt, scheidet die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung aber aus. Einfache Abschätzungen zeigen auch, dass dieser Mechanismus viel zu schwach ist, um eine Kopplung über unmagnetische Metalle wie Cu, Ag, Au oder Cr zu vermitteln.

Wie Abb. 5.3c zeigt, führen unkorrelierte Rauigkeiten zu einer räumlichen Variation der Schichtdicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Da das Vorzeichen der Kopplung der indirekten Zwischenschichtkopplung (siehe 1.) mit der Schichtdicke oszilliert, kommt es in der Mehrlagenstruktur zu aneinander angrenzenden Bereichen mit ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung zwischen den Schichten. Dadurch müssen aber in einer der beiden ferromagnetischen Schichten Bereiche mit entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung entstehen. Bei einer kleinen mittleren räumlichen Periode der Rauigkeit ist dies energetisch ungünstig (die Spins in der ferromagnetischen Schicht bevorzugen ja eine parallele Ausrichtung) und es kann als Kompromiss eine orthogonale Ausrichtung der makroskopischen Magnetisierungsrichtung ( $90^\circ$ -Kopplung) entstehen.

Bei der unter 1. genannten indirekten Zwischenschichtkopplung handelt es sich um einen intrinsischen Kopplungsmechanismus, der immer in Schichtsystemen aus ferromagnetischen und nicht-magnetischen metallischen Lagen auftritt. Bei den unter 2. bis 5. genannten Kopplungen handelt es sich dagegen um Mechanismen, die geometriebedingt sind (magnetostatische Kopplung) oder durch Imperfektionen der Probe (Pinholes, Schichttraugigkeiten) verursacht werden. Wir können diese Mechanismen als extrinsische Mechanismen bezeichnen, die in idealen Proben zwar nicht auftreten, für die in Experimenten verwendeten realen Proben aber eine wichtige Rolle spielen können.

Die Anfang der 90er Jahre gemachten ausführlichen Arbeiten zur Kopplung von ferromagnetischen Schichten über nicht-magnetische Metalle haben gezeigt, dass die unter 2. bis 5. genannten Kopplungsmechanismen alleine die experimentellen Beobachtungen nicht erklären können. Es muss vielmehr ein weiterer Kopplungsmechanismus existieren, nämlich die unter 1. genannte indirekte Zwischenschichtkopplung, die das beobachtete oszillatorische Kopplungsverhalten erklären kann. Wir werden im Folgenden nur diesen intrinsischen Kopplungsmechanismus ausführlich diskutieren.

### 5.1.3 Phänomenologische Beschreibung der Zwischenschichtkopplung

Die in vielen Experimente beobachteten drei grundsätzlichen Ausrichtungen der Magnetisierungsrichtungen (ferromagnetisch (F), antiferromagnetisch (AF) und  $90^\circ$ ) können phänomenologisch gut mit Hilfe folgenden Ausdrucks für die Flächendichte der Zwischenschicht-Kopplungsenergie beschrieben werden:

$$\begin{aligned} E_i &= -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| \cdot |\mathbf{M}_2|} - J_2 \left( \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| \cdot |\mathbf{M}_2|} \right)^2 \\ &= -J_1 \cos \Delta\vartheta - J_2 \cos^2 \Delta\vartheta . \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

Hierbei ist  $\Delta\vartheta$  der Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen in den ferromagnetischen Schichten und das Vorzeichen und die Größe der Parameter  $J_1$  und  $J_2$  beschreiben den Typ und die Stärke der Kopplung. Die Kopplungsparameter  $J_1$  und  $J_2$  werden üblicherweise in Einheiten Energie/Fläche angegeben.

Falls der  $J_1$ -Term dominiert, ist die Kopplung ferromagnetisch (antiferromagnetisch), falls  $J_1$  positiv (negativ) ist. Falls der  $J_2$ -Term dominiert und negativ ist, erhalten wir eine  $90^\circ$ -Kopplung, da wir für  $\mathbf{M}_1 \perp \mathbf{M}_2$  ein Minimum für  $E_i$  erhalten. Der erste Term in (5.1.1) wird meist als *bilineare Kopplung*, der zweite als *biquadratische Kopplung* bezeichnet.

Mit Hilfe der Energiedifferenz  $E_{i,F} - E_{i,AF}$  zwischen einer ferromagnetischen und antiferromagnetischen Ausrichtung zweier magnetischer Schichten können wir den Kopplungsparameter  $J_1$  schreiben als

$$J_1 = -\frac{E_{i,F} - E_{i,AF}}{2A} , \quad (5.1.2)$$

wobei  $A$  die Kopplungsfläche ist.

Für die Auswertung von Experimenten müssen wir allerdings noch andere magnetische Energien wie die Zeeman-Energie oder die Anisotropie-Energie berücksichtigen. Zum Beispiel ergibt sich für die Gesamtenergie pro Flächeneinheit im Falle einer vierzähligen kubischen Anisotropie

$$E_{\text{tot}} = E_i - \mu_0 H (M_1 d_1 \cos \vartheta_1 + M_2 d_2 \cos \vartheta_2) + \frac{K_1}{4} \left[ d_1 (\sin 2\vartheta_1)^2 + d_2 (\sin 2\vartheta_2)^2 \right] \quad (5.1.3)$$

Hierbei sind  $d_1$  und  $d_2$  die Dicken der ferromagnetischen Schichten,  $H$  ist das äußere Feld, das entlang einer der leichten Richtung angelegt ist und  $K_1$  ist die Volumenanisotropiekonstante. Die Winkel  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$  sind die Winkel, die die Magnetisierungsrichtung mit der Richtung des äußeren Feldes einschließt. Die Minima von  $E_{\text{tot}}$  bezüglich  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$  und damit der Magnetisierungsrichtungen können mit numerischen Methoden leicht als Funktion des angelegten Feldes bestimmt werden. Durch Vergleich der auf diese Weise theoretisch bestimmten  $M(H)$ -Kurven mit den experimentell gemessenen Kurven erlaubt die Bestimmung der Kopplungsparameter  $J_1$  und  $J_2$ .

Für den einfachen Fall, dass wir die Anisotropieenergie und den  $J_2$ -Term in  $E_i$  vernachlässigen können, erhalten wir für  $d_1 = d_2$  und  $M_1 = M_2$  das einfache Ergebnis

$$J_1 = -\frac{\mu_0 H_s M d}{2} , \quad (5.1.4)$$

wobei hier  $H_s$  das angelegte Magnetfeld ist, bei dem die entsprechenden Ummagnetisierungskurven sättigen. Wir sehen, dass  $H_s = 2J_1/\mu_0Md$  mit steigender Kopplung  $J_1$  ansteigt. Dies ist evident, da wir mit zunehmender Kopplung der ferromagnetischen Schichten größere äußere Felder benötigen, um die ferromagnetischen Schichten in eine ungünstige Richtung umzuschalten.

#### 5.1.4 Mikroskopisches Modell der Zwischenschichtkopplung

Seit der Entdeckung der Zwischenschichtkopplung wurden zahlreiche theoretische Modelle für ihre mikroskopische Erklärung vorgeschlagen, die auf unterschiedlichen Ansätzen basieren:

- *Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Modell*<sup>8,9,10</sup>
- *freies Elektronenmodell*<sup>11,12</sup>
- *Loch-Confinement-Modell*<sup>13,14</sup>
- *Anderson- oder sd-Mischungsmodell*<sup>15,16,17</sup>
- *ab initio Rechnungen*<sup>18,19</sup>

Der Mechanismus, der heute für die indirekte Austauschkopplung überwiegend akzeptiert wird, basiert auf Quanteninterferenzeffekten in der sehr dünnen metallischen Zwischenschicht.<sup>20,21,22,23</sup> Wir werden uns mit diesem Mechanismus im Folgenden näher beschäftigen.

Um die Zwischenschichtkopplung zu analysieren, betrachten wir die Potenziallandschaft, in der sich die Elektronen in einer Schichtstruktur aus einem ferromagnetischen (FM) und unmagnetischen (N)  $3d$ -Übergangsmetall (z.B. Co/Cu oder Fe/Cr) bewegen. Wie in Abb. 5.4 gezeigt ist, sind bei einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung die Potenzialunterschiede für die Majoritätsladungsträger ( $\uparrow$ , Spin parallel zur Magnetisierungsrichtung) sehr gering, da sowohl für Co (FM) als auch für Cu (N) das  $3d$ -Band besetzt ist. Der Unterschied der Fermi-Wellenvektoren ist deshalb für die FM- und die N-Schicht gering. Für die Minoritätsladungsträger ( $\downarrow$ , Spin antiparallel zur Magnetisierungsrichtung) treten dagegen beim Übergang von Co (FM) nach Cu (N) große Potenzialstufen auf, da Co weniger  $d$ -Elektronen

<sup>8</sup>Y. Yafet, Phys. Rev. **B 36**, 3984 (1987).

<sup>9</sup>P. Bruno, C. Chaper, Phys. Rev. Lett. **67**, 1602 (1991); **67**, 2592(E) (1991); Phys. Rev. **B 46**, 261 (1992).

<sup>10</sup>R. Coehorn, Phys. Rev. **B 44**, 9331 (1991).

<sup>11</sup>J. Barnas, J. Magn. Magn. Mat. **111**, L215 (1992).

<sup>12</sup>J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mat. **126**, 374 (1993).

<sup>13</sup>D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz, M.S. Phan, Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991).

<sup>14</sup>J. Mathon, M. Villeret, D.M. Edwards, J. Phys. Cond. Mat. **4**, 9873 (1992).

<sup>15</sup>Y. Wang, P.M. Levy, J.L. Fry, Phys. Rev. Lett. **65**, 2732 (1990).

<sup>16</sup>Z.P. Shi, P.M. Levy, J.L. Fry, Phys. Rev. Lett. **69**, 3678 (1992).

<sup>17</sup>P. Bruno, J. Magn. Magn. Mat. **116**, L13 (1992).

<sup>18</sup>M. van Schilfgaarde, F. Herman, Phys. Rev. Lett. **71**, 1923 (1993).

<sup>19</sup>P. Lang, L. Nordström, R. Zeller, P.H. Dederichs, Phys. Rev. Lett. **71**, 1927 (1993); Phys. Rev. **B 50**, 13058 (1994).

<sup>20</sup>P. Bruno, *Theory of interlayer exchange coupling*, in "Magnetische Schichtsysteme", Schriften des Forschungszentrums Jülich GmbH (1999).

<sup>21</sup>D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz, M.S. Phan, Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991).

<sup>22</sup>P. Bruno, J. Magn. Magn. Mat. **121**, 248 (1993); Phys. Rev. **B 42**, 411 (1995).

<sup>23</sup>M.D. Stiles, Phys. Rev. **B 48**, 7238 (1993).

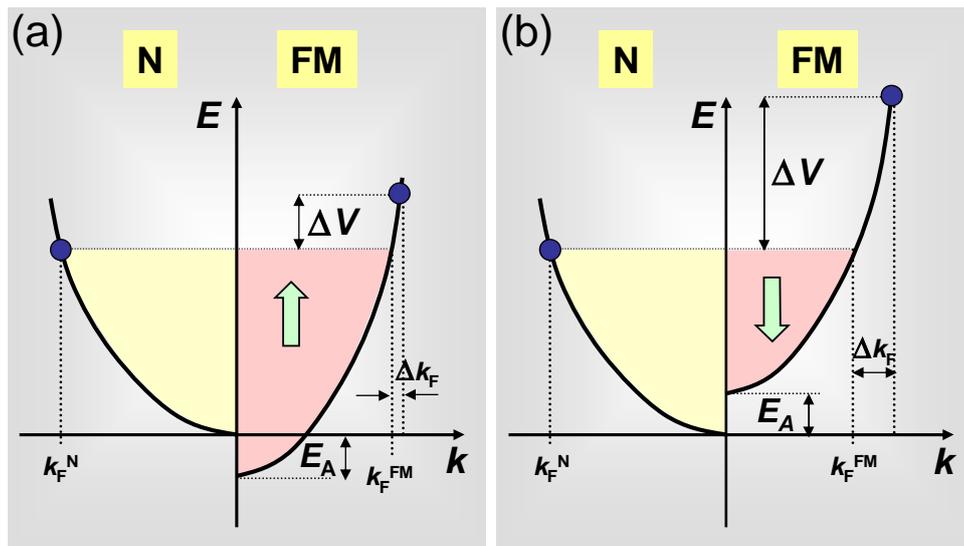


Abbildung 5.4: Schematischer Verlauf des  $3d$ -Bandes in einem nicht-magnetischen und magnetischen Übergangsmetall. Für das FM-Metall ist das Majoritäts- ( $\uparrow$ ) und Minoritätsband ( $\downarrow$ ) durch die Austauschkopplung nach unten bzw. oben verschoben. Für die Elektronen am Fermi-Niveau ergibt sich eine mehr (b) oder weniger (a) starke Fehlanpassung des Fermi-Wellenvektors an der Grenzfläche der N- und FM-Schicht, die sich formal in einen Potenzialunterschied  $\Delta V$  umrechnen lässt.

im  $3d$ -Minoritätsband hat als Cu. Infolgedessen werden die Elektronenwellen an dieser Potenzialstufe reflektiert und es treten stehende Wellen auf. Bei einer antiparallelen Magnetisierungsausrichtung wechseln sich hohe und niedrige Potentialstufen sowohl für die  $\uparrow$ - als auch die  $\downarrow$ -Elektronen ab, wie dies schematisch in Abb. 5.5 gezeigt ist.

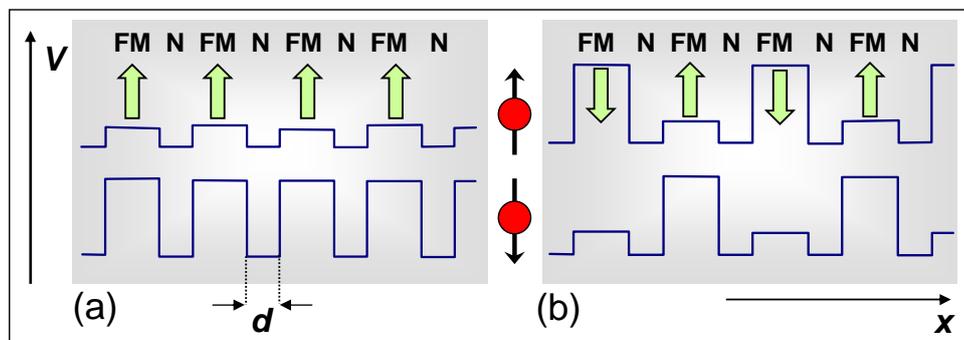


Abbildung 5.5: Potenzialverlauf für Majoritäts- ( $\uparrow$ , oben) und Minoritätsladungsträger ( $\downarrow$ , unten) senkrecht zur Lagenstruktur bei einer parallelen (a) und antiparallelen Magnetisierungsausrichtung der magnetischen Schichten.

Die Barrierenhöhen ergeben sich in erster Näherung durch die Austauschenergie  $E_A$  (plus Zeemann-Energie) der Elektronen in einer magnetisierten Umgebung. Wie in Abb. 5.4 gezeigt ist, können wir den Potenzialunterschied in erster Näherung dadurch abschätzen, indem wir den Energieunterschied in der FM- und N-Schicht für gleichen Wellenvektor betrachten. Durch die Austauschkopplung in der ferromagnetischen Schicht wird das Majoritäts- und Minoritätsband entlang der Energieachse in unterschiedliche Richtungen verschoben. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Potenzialunterschiede für beide Ladungsträgertypen.

Wir betrachten jetzt nur die *parallele Magnetisierungsausrichtung*. Die Potenzialmulden der Breite  $d$  führen zu stehenden Wellen, deren Wellenzahlen  $k$  in  $x$ -Richtung (Richtung senkrecht

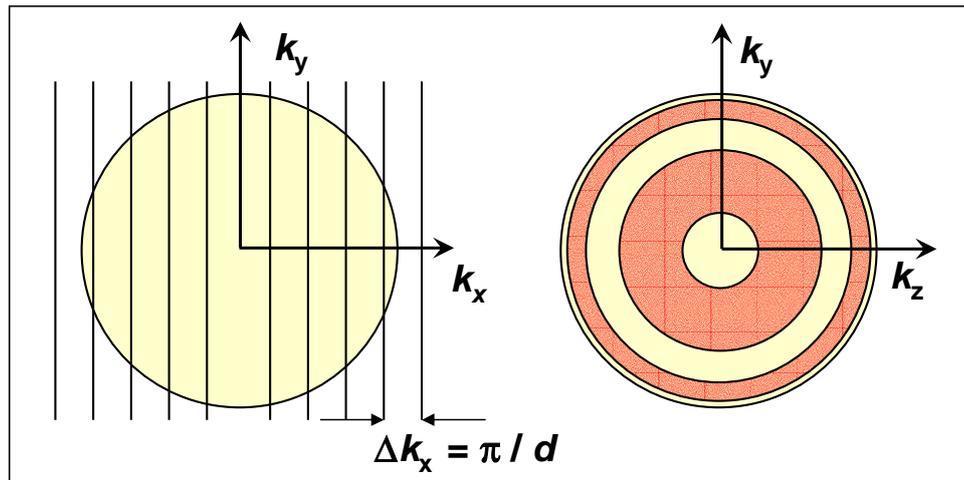


Abbildung 5.6: Energiespektrum für eine Mehrlagenstruktur aus magnetischen und nicht-magnetischen Schichten im Modell freier Elektronen. Aufgrund der Quantisierung kommt es in  $k_x$ -Richtung zu einer geschichteten Struktur des Fermi-Körpers. Rechts ist die Ansicht des geschichteten Fermi-Körpers aus der  $k_x$ -Richtung gezeigt, wobei aufeinanderfolgende Schichten andersfarbig dargestellt sind.

zur Schichtstruktur) entsprechend  $k_x = n_x \pi / d$  quantisiert sind, wobei  $n_x = 1, 2, 3, \dots$ . Die Quantisierungsbedingungen für  $k_y$  und  $k_z$  sind ganz analog, wobei die Breite des Potentialtopfes jetzt durch die wesentliche größere laterale Probenausdehnung  $L$  ersetzt werden muss, so dass in diesen Richtungen ein quasi-kontinuierliches Spektrum vorliegt. Für die quantisierte Energie eines  $\downarrow$ -Elektrons in der Zwischenschicht ergibt sich somit

$$E = V + \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n_x \pi}{d} \right)^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_y^2 + k_z^2) . \quad (5.1.5)$$

Die Quantisierung der Zwischenschicht-Zustände mit  $k_x = n_x \pi / d$  führt zu einer Aufspaltung des quasi-kontinuierlichen Energiespektrums des Fermi-Körpers in eine geschichtete Struktur in  $k_x$ -Richtung, wie es in Abb. 5.6 gezeigt ist. Aufgrund der endlichen Höhe der Potentialtöpfe überlagern sich die gebundenen Zustände aus unterschiedlichen Zwischenschichten.<sup>24</sup> Dadurch entstehen aus den scharfen Energieniveaus so genannte Minibänder. Aus der ursprünglichen Fermi-Kugel für freie Elektronen wird also eine Vielzahl von Minibändern. Es sei hier angemerkt, dass infolge der anisotropen Elektronenstruktur von  $3d$ -Übergangsmetallen die Fermi-Fläche und die entsprechenden Minibänder wesentlich komplizierter sind, sie spiegeln jedoch denselben Sachverhalt wieder. Ferner existieren keine Zustände mit  $k_x = 0$ , d.h. alle Zwischenschichtzustände besitzen eine endliche Impulskomponente senkrecht zum Schichtpaket, so dass zwangsläufig spinabhängige Streuprozesse an den magnetischen Schichten stattfinden. Dies folgt anschaulich sofort aus der Heisenberg'schen Unschärferelation. Aus  $\Delta x \Delta k_x \geq 1$  folgt sofort, dass aufgrund der Ortseinschränkung in  $x$ -Richtung durch die Filmstruktur ( $\Delta x \leq d$ ) der Impuls eine Mindestgröße von etwa  $k_x \sim 1/d$  haben muss.

Aus (5.1.5) folgt, dass mit zunehmendem  $d$  die zur Quantenzahl  $n_x$  gehörende Energie erniedrigt wird. Betrachten wir nun die Gesamtenergie des Elektronensystems in der Zwischenschicht (siehe Abb. 5.7), so sehen wir, dass sich die Energie des Elektronensystems mit

<sup>24</sup>Für geringe Potenzialunterschiede können sich die Elektronen ungehindert durch die Probe bewegen. Für große Potenzialstufen sind die Elektronen entweder in der magnetischen oder der nicht-magnetischen Schicht eingesperrt. Es entstehen so genannte Quantenwell-Zustände. Eine genauere Diskussion folgt später (siehe Seite 149).

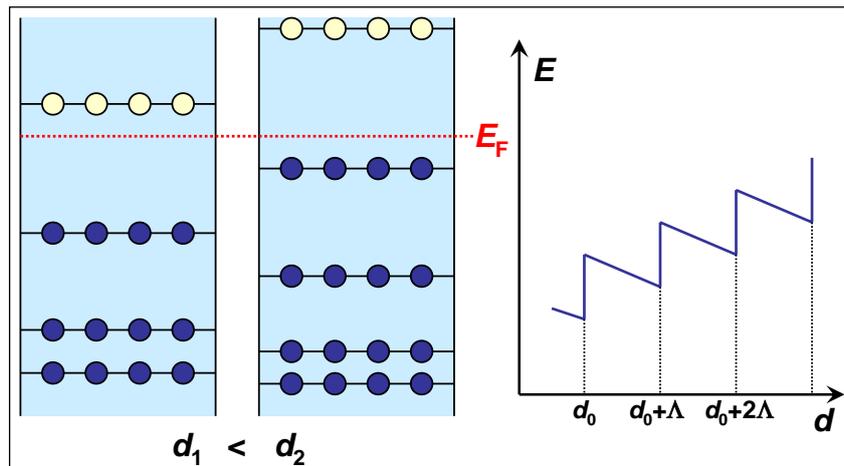


Abbildung 5.7: Änderung der Energieniveaus der Elektronenzustände in der Zwischenschicht und der Gesamtenergie der Elektronen als Funktion der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht.

zunehmendem  $d$  kontinuierlich verringert. Dies geht aber nur so lange, bis durch die Vergrößerung von  $d$  ein neues Niveau unter die Fermi-Energie abgesenkt wird. Dann werden die neu verfügbaren Zustände besetzt und die Gesamtenergie steigt sprunghaft an. Bei weiterer Vergrößerung von  $d$  wiederholt sich dieser Vorgang periodisch. Insgesamt sehen wir, dass sich durch die parallele Magnetisierungsanordnung Minima in der Gesamtenergie des Elektronensystems ergeben. Das heißt, eine solche Anordnung ist für bestimmte Dicken der nicht-magnetischen Schicht bevorzugt, wir erhalten eine ferromagnetische Kopplung.

Die Periodenlänge  $\Lambda$  ergibt sich aus der charakteristischen Wellenlänge der Elektronen, die durch die Fermi-Energie bestimmt wird. Aus  $\frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n_x \pi}{d} \right)^2$  folgt<sup>25</sup>

$$\Lambda = d_{n_x+1} - d_{n_x} = \frac{\pi}{k_F} = \frac{\lambda_F}{2} . \quad (5.1.6)$$

Anschaulich ist dieses Ergebnis klar: Um stehende Wellen zu bekommen, muss die Wellenlänge der Elektronen in den Potentialtopf passen. Dies ist gerade für  $n_x \lambda_F / 2 = n_x \pi / k_F$  der Fall.

Obwohl die physikalische Ursache für die oszillierende Zwischenschichtkopplung über viele Jahre kontrovers diskutiert wurde, besteht heute weitgehend Einigkeit darüber, dass die Wellennatur der Elektronen zusammen mit dem Potenzialverlauf senkrecht zur Schichtfolge zu dem oszillatorischen Verhalten führt. Durch den periodischen Potenzialverlauf senkrecht zur Schichtfolge entstehen stehende Wellen, die aufgrund der Magnetisierung an den Grenzflächen spinpolarisiert sind. Dies führt bei einer Variation der Schichtdicke zu einer variierenden magnetischen Kopplung zwischen ferromagnetischen Lagen. Aus den obigen Überlegungen folgt natürlich nicht, dass die Kopplung für Schichtdicken, bei denen das Elektronensystem in der ferromagnetischen Magnetisierungskonfiguration in einem energetisch erhöhten Zustand wäre, antiferromagnetisch ist. Um das zu zeigen, müssen ähnliche Überlegungen, wie sie oben für die ferromagnetische Magnetisierungskonfiguration durchgeführt wurden, auch für die antiferromagnetische Konfiguration gemacht werden unter Berücksichtigung des etwas komplizierteren Potenzialverlaufs für diesen Fall. Es kann gezeigt werden, dass sich dann die Quantisierungsbedingung genau für die doppelte Dicke der unmagnetischen Zwischenschicht ergibt.

<sup>25</sup>Diese Abschätzung gilt nur für eine Fermi-Kugel mit konstanter Länge des Fermi-Wellenvektors, bei nicht-sphärischen Fermi-Körpern können auch mehrere  $\Lambda$ -Werte auftreten.

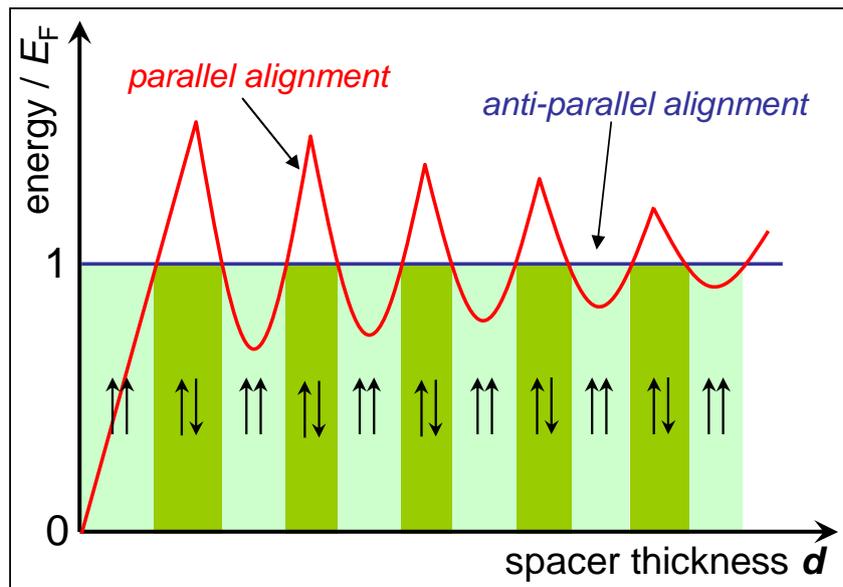


Abbildung 5.8: Änderung der Energie des Elektronensystems mit der Dicke  $d$  der nicht-magnetischen Zwischenschicht für parallele und anti-parallele Orientierung der Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten.

Würden wir vereinfachend annehmen, dass sich nur für die parallele Magnetisierungsorientierung Quantum-Well Zustände ausbilden, dagegen für die anti-parallele Orientierung nur ausgedehnte Zustände existieren, so ergibt sich die in Abb. 5.8 gezeigte Variation der Energie des Elektronensystems mit der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Das Gesamtsystem nimmt immer den energetisch niedrigsten Zustand ein und wechselt deshalb mit wachsender Zwischenschichtdicke periodisch von paralleler zu anti-paralleler Orientierung.

Im Experiment wird teilweise auch eine  $90^\circ$ -Kopplung beobachtet. Diese entsteht durch die Tatsache, dass die im Experiment hergestellten Schichten eine gewisse Rauigkeit und damit Schichtdickenvariation besitzen. Dadurch kommt es zu räumlichen Fluktuationen der ferro- und antiferromagnetischen Kopplung. Als Kompromiss kann sich dann eine  $90^\circ$ -Kopplung einstellen.

Es soll hier noch darauf hingewiesen werden, dass man bei einer Klassifizierung der Bloch-zustände einer magnetischen Vielfachschicht mit parallel orientierter Magnetisierung nach ihren Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Ortsraum vier typische Lösungen unterscheiden kann.<sup>26</sup> Wie erwartet, treten im Majoritätsband ausgedehnte Zustände auf, die im gesamten Raum die gleiche Aufenthaltswahrscheinlichkeit haben. Diese Zustände sind mit denen freier Elektronen vergleichbar. Weiterhin werden Quantenwell-Zustände in den magnetischen und den nicht-magnetischen Schichten beobachtet. Ein Charakteristikum der Eigenlösungen magnetischer Schichten sind dabei Zustände mit hoher Aufenthaltswahrscheinlichkeit an den Grenzflächen (Grenzflächenzustände). Diese Zustände sind sehr wichtig für den weiter unten diskutierten extrinsischen GMR.

Wir wollen hier noch auf ein experimentelles Problem bei der Bestimmung der Modulationsperiode der Zwischenschichtkopplung hinweisen. Für Cu erwarten wir mit  $k_F = 1.36 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$  eine Modulationsperiode  $\Lambda = 0.23 \text{ nm}$ . Dieser sehr kleine Wert ist vergleichbar mit der Dicke einer Monolage (etwa  $0.15 \text{ nm}$ ). In Experimenten wurden allerdings zunächst viel größere Mo-

<sup>26</sup>siehe z.B. I. Mertig, in *Magnetische Schichtsysteme*, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, FZ-Jülich GmbH, Schriften des Forschungszentrums Jülich (1999).

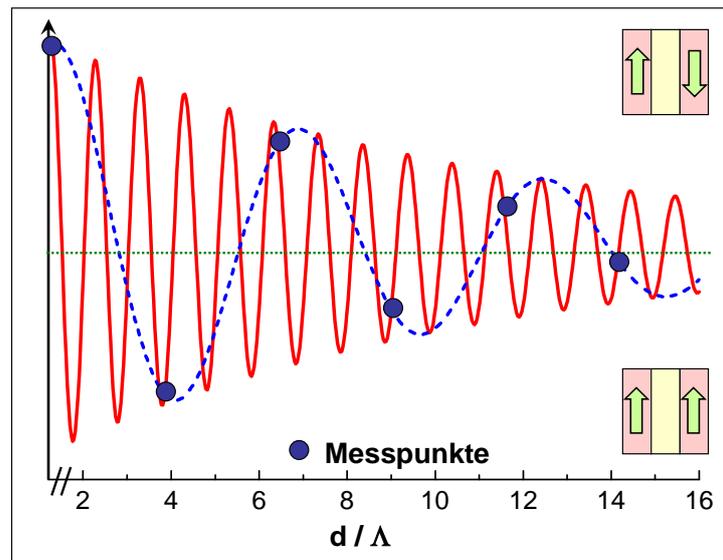


Abbildung 5.9: Gemessene und tatsächliche Modulationsperiode der Zwischenschichtkopplung aufgrund von so genannten Alias-Effekten. Die blauen Punkte stellen die gemessene Zwischenschichtkopplung dar. Legen wir durch diese Punkte eine periodische Funktion, so erhalten wir die blaue (gestrichelte) Kurve mit einer zu großen Modulationsperiode.

Modulationsperioden gefunden. Dies liegt daran, dass die Dicke der Zwischenschicht im Experiment nicht fein genug und auch nicht kontinuierlich variiert werden konnte (kleinste Änderung ist eine Monolage). Dies führte zu so genannten *Alias-Effekten* (siehe Abb. 5.9). Ist die Wellenzahl der oszillierenden Kopplungsstärke  $q_1 = 2\pi/\Lambda = 2k_F$  und die Wellenzahl der Gitterperiodizität  $q_2 = 2\pi/a$ , wobei  $a$  der Gitterabstand ist, so ergibt sich eine Schwebung mit der Wellenlänge  $\Lambda' = 2\pi/(q_2 - q_1)$ . Für Cu erwarten wir  $\Lambda' \simeq 0.43$  nm, was relativ gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

### Vertiefungsthema:

#### Zustandsdichte- und Energieänderung aufgrund von Quanteninterferenzen

Wir wollen nun die oben geführte qualitative Diskussion etwas vertiefen und die Zustandsdichte- und Energieänderung im Elektronensystem durch Quanteninterferenzeffekte berechnen. Hierzu betrachten wir eine Elektronenwelle mit Wellenvektor  $k_x = k^+$  ( $k^+ > 0$ ), die sich in der Zwischenschicht senkrecht zur Lagenstruktur ( $x$ -Richtung), sagen wir von rechts nach links, bewegt. Kommt es an der linken Grenzfläche  $L$  zur ferromagnetischen Schicht an, so wird es dort aufgrund des Potentialsprungs mit der Amplitude  $r_L = |r_L|e^{i\phi_L}$  reflektiert. Es läuft dann mit Wellenvektor  $k^-$  in der Zwischenschicht von rechts nach links und wird dann an der rechten Grenzfläche  $R$  mit der Amplitude  $r_R = |r_R|e^{i\phi_R}$  reflektiert. Die Amplitude  $|r_{L,R}|$  gibt hierbei die Amplitude der reflektierten Welle und  $\phi_{L,R}$  die Phasenschiebung bei der Reflexion an. Die Interferenzen zwischen den hin- und herlaufenden Elektronenwellen führen zu einer Modifikation der Zustandsdichte in der Zwischenschicht.

Die Phasenschiebung, die aus einem vollständigen Hin- und Herlaufen resultiert, ist gegeben durch<sup>27</sup>

$$\Delta\phi = (k^+ - k^-)d + \phi_L + \phi_R . \quad (5.1.7)$$

<sup>27</sup>Für ein eindimensionales Modell gilt natürlich  $k^- = -k^+$ , so dass  $k^+ - k^- \simeq 2k_F$ . Für ein mehrdimensionales Modell muss dies aber nicht der Fall sein.

Falls die Interferenz konstruktiv sein soll, muss

$$\Delta\phi = \pm 2n\pi \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.1.8)$$

gelten. In diesem Fall erhalten wir eine Erhöhung der Zustandsdichte. Bei destruktiver Interferenz, das heißt für

$$\Delta\phi = \pm(2n+1)\pi \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.1.9)$$

erhalten wir dagegen eine Erniedrigung der Zustandsdichte. Wir erwarten somit eine Modifikation der Zustandsdichte, die sich wie

$$\cos[(k^+ - k^-)d + \phi_L + \phi_R] \quad (5.1.10)$$

mit der Dicke  $d$  der Zwischenschicht ändert. Weiter erwarten wir, dass der Effekt proportional zur Reflexionsamplitude  $|r_L r_R|$  ist. Schließlich muss die Zustandsdichteänderung  $\Delta D(E)$  proportional zu  $d$  und zur Zustandsdichte pro Energie und Einheitsbreite,  $\frac{2}{\pi} \frac{d(k^+ - k^-)}{dE}$  sein, wobei der Faktor 2 aus der Spinartung resultiert. Wir können auch Interferenzen höherer Ordnung berücksichtigen, die aus  $n$  Hin- und Herläufen resultieren. Wir müssen hier nur die Phasenschiebung  $\Delta\phi$  mit  $n$  multiplizieren und  $|r_L r_R|$  durch  $|r_L r_R|^n$  ersetzen. Wir erhalten dann

$$\begin{aligned} \Delta D(E) &\simeq d \frac{2}{\pi} \frac{d(k^+ - k^-)}{dE} \sum_{n=1}^{\infty} |r_L r_R|^n \cos n[(k^+ - k^-)d + \phi_L + \phi_R] \\ &= \frac{2}{\pi} \Im \left( id \frac{d(k^+ - k^-)}{dE} \sum_{n=1}^{\infty} (r_L r_R)^n e^{im(k^+ - k^-)d} \right) \\ &= \frac{2}{\pi} \Im \left( i \frac{d(k^+ - k^-)}{dE} \frac{r_L r_R e^{i(k^+ - k^-)d}}{1 - r_L r_R e^{i(k^+ - k^-)d}} \right). \end{aligned} \quad (5.1.11)$$

Für die integrierte Zustandsdichteänderung  $\Delta N(E) = \int_{-\infty}^E \Delta D(E') dE'$  erhalten wir daraus

$$\begin{aligned} \Delta N(E) &= \frac{2}{\pi} \Im \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(r_L r_R)^n}{n} e^{im(k^+ - k^-)d} \\ &= -\frac{2}{\pi} \Im \ln \left( 1 - r_L r_R e^{i(k^+ - k^-)d} \right) \end{aligned} \quad (5.1.12)$$

Eine grafische Darstellung des Ergebnisses (5.1.12) ist in Abb. 5.10 gezeigt. Da für ein komplexes  $z$  die Beziehung  $\Im \ln(z) = \arg(z)$  gilt, ist  $\Delta N(E)$  durch das Argument eines Punktes in der komplexen Ebene gegeben, der bei einem Winkel  $\Delta\phi = (k^+ - k^-)d + \phi_L + \phi_R$  auf einem Kreis mit Radius  $|r_L r_R|$  um 1 liegt.

Die Variation von  $\Delta N(E)$  mit der Zwischenschichtdicke  $d$  ist in Abb. 5.11 für verschiedene Werte von  $|r_L r_R|$  gezeigt. Für einen schwachen Einschluss variiert  $\Delta N(E)$  sinusförmig. Mit zunehmender Einschlussstärke (zunehmendem  $|r_L r_R|$ ) wird die sinusförmige Oszillation durch die Beimischung höherer Harmonischer immer mehr gestört, bis schließlich für eine vollständigen Einschluss ( $|r_L r_R| = 1$ ) Sprünge erhalten werden, die gebundenen Zuständen entsprechen (vergleiche hierzu Abb. 5.7).

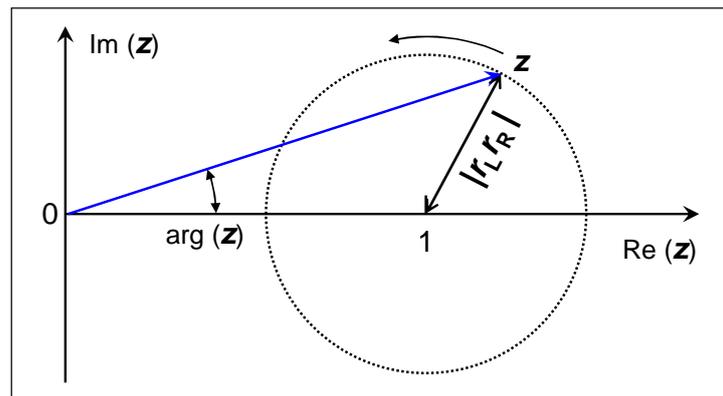
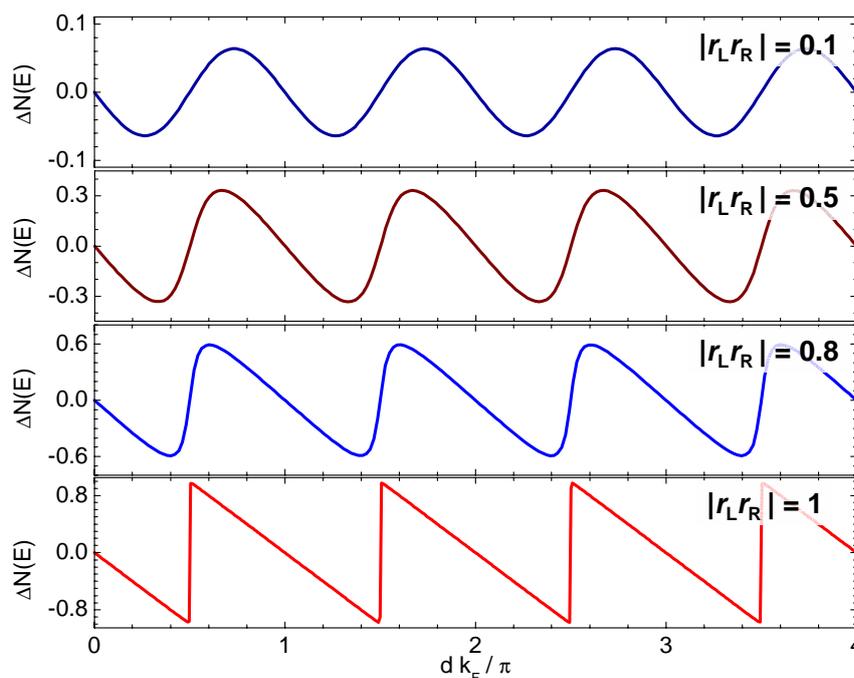


Abbildung 5.10: Zur grafischen Interpretation von (5.1.12).

Abb. 5.11 zeigt, dass die Oszillationsperiode nicht von der Einschlussstärke abhängt, sondern nur vom Wellenvektor ( $k^+ - k^-$ ). Sie beträgt  $\Lambda = 2\pi/(k^+ - k^-)$ . Für ein eindimensionales Modell gilt  $(k^+ - k^-) \simeq 2k_F$  und damit  $\Lambda = \pi/k_F = \lambda_F/2$  (vergleiche hierzu (5.1.6)).

Bisher hatten wir uns auf Zustände mit positiver Energie beschränkt. Zustände mit negativer Energie (imaginärem Wellenvektor) sind in Abwesenheit der Potenzialbarrieren  $V_L$  und  $V_R$  am Rand der Zwischenschicht verboten. Dies ändert sich, wenn in Gegenwart der Potenzialbarrieren. Falls eine der Potenzialbarrieren oder beide negativ sind, variieren die Eigenzustände mit negativer Energie in der Zwischenschicht exponentiell und können mit erlaubten Zuständen in den ferromagnetischen Bereichen verbunden werden. Um diese Zustände zu behandeln, müssen wir das Konzept der Reflexionskoeffizienten auf Zustände mit imaginären Wellenvektoren erweitern. Als Ergebnis erhalten wir, dass der Ausdruck (5.1.12) auch die Beiträge der evaneszenten Wellen richtig wiedergibt. Physikalisch können wir das so verstehen, dass die beiden ferromagnetischen Schichten durch den Tunneleffekt miteinander gekoppelt sind.

Abbildung 5.11: Variation von  $\Delta N(E)$  mit der Dicke  $d$  der nicht-magnetischen Zwischenschicht für verschiedene Werte der Einschlussstärke  $|r_L r_R|$ .

Wir wollen nun die Änderung der Energie des Elektronensystems aufgrund der Quanteninterferenzeffekte berechnen. Um die Gesamtzahl der Elektronen zu erhalten, arbeiten wir mit einem großkanonischen Ensemble und betrachten das große Potenzial

$$\begin{aligned}\Psi &\equiv -k_B T \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left[ 1 + \exp \left( -\frac{E - E_F}{k_B T} \right) \right] D(E) dE \\ &= - \int_{-\infty}^{\infty} N(E) f(E) dE .\end{aligned}\quad (5.1.13)$$

Bei  $T = 0$  vereinfacht sich dies zu

$$\begin{aligned}\Psi &= \int_{-\infty}^{E_F} (E - E_F) D(E) dE \\ &= - \int_{-\infty}^{E_F} N(E) dE .\end{aligned}\quad (5.1.14)$$

Die Energieänderung  $\Delta E$ , die aus den Interferenzeffekten folgt, ist der Beitrag zu  $F$ , der aus  $\Delta N(E)$  resultiert:

$$\Delta E = \frac{2}{\pi} \mathcal{J} \int_{-\infty}^{+\infty} \ln \left( 1 - r_L r_R e^{i(k^+ - k^-)d} \right) dE .\quad (5.1.15)$$

### 5.1.5 RKKY-Wechselwirkung

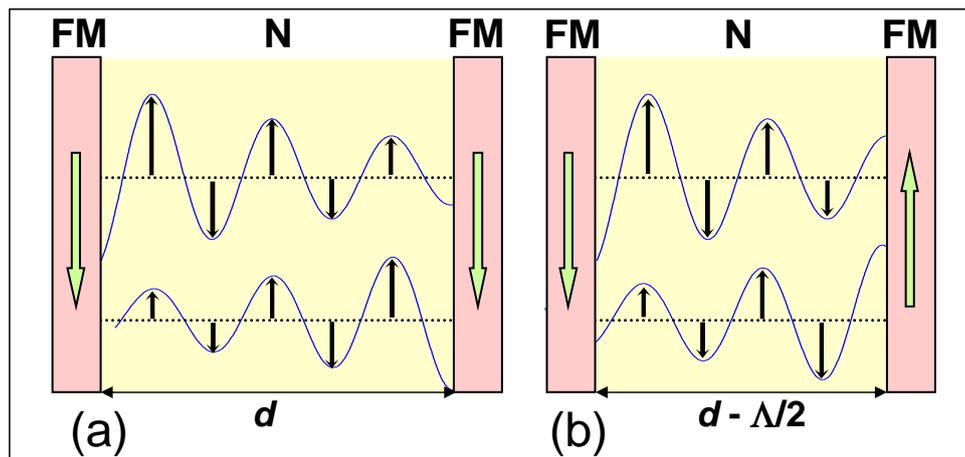


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung einer ferromagnetischen (a) und antiferromagnetischen (b) Kopplung über die Polarisationswolken in der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Die Pfeile geben die lokale Spinrichtung an.

Schließlich soll hier noch auf eine weit verbreitete, alternative Modellvorstellung zur Zwischenschichtkopplung hingewiesen werden, die nicht auf der Gesamtenergie des Elektronensystems beruht, sondern auf der alternierenden Spinpolarisation des Elektronengases in der

Umgebung von ferromagnetischen Verunreinigungen (hier ist die Verunreinigung natürlich die gesamte magnetische Schicht, siehe Abb. 5.12). Dieser Effekt wurde bereits in Abschnitt 2.3.5 im Zusammenhang mit dem Kondo-Effekt diskutiert. Die RKKY-Wechselwirkung kann hier zwischen den benachbarten magnetischen Schichten über die diese umgebenden Polarisationswolken zu einer je nach Dicke der nicht-magnetischen Schicht ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Kopplung führen.

Die Oszillationsperiode der Spinpolarisation eines Elektronengases um eine magnetische Verunreinigung ist, wie wir in Abschnitt 2.3.6 gesehen haben, durch  $\Lambda = \pi/k_F$  gegeben und ist damit identisch zu der im vorangegangenen Abschnitt abgeleiteten Oszillationsperiode.

## 5.2 Der Riesenmagnetwiderstand

Die Phänomenologie des Riesenmagnetowiderstands wurde bereits in Abschnitt 2.1.4 beschrieben. Wir wollen jetzt ein tiefergehendes Verständnis für diesen Effekt entwickeln. Allerdings muss hier gleich darauf hingewiesen werden, dass es eine geschlossene theoretische Beschreibung des GMR bis heute noch nicht gibt. Es gilt jedoch als gesichert, dass zwei physikalische Ursachen zu dem Effekt beitragen, die hier näher erörtert werden sollen, nämlich (i) Bandstruktur-Effekte (Zustandsdichten, Fermi-Geschwindigkeiten, Quanteninterferenzeffekte) und (ii) spinabhängige Streuung. Der erste Effekt wird dabei auch als *intrinsisch*, der zweite als *extrinsisch* bezeichnet, da die Bandstruktureffekte mit der intrinsischen Schichtstruktur von Mehrschichten und den intrinsischen Materialeigenschaften der beteiligten Einzelschichten zusammenhängen, während die spinabhängige Streuung häufig von Imperfektionen und Unregelmäßigkeiten der untersuchten Proben dominiert wird.

### 5.2.1 Einfache Modellvorstellungen

Unabhängig vom physikalischen Mechanismus, der letztendlich zum GMR-Effekt führt, können wir das Entstehen des GMR-Effekts sehr einfach mit dem Mottischen Zwei-Spinkanalm-Modell verstehen. Die einzige Zutat, die wir brauchen, ist eine unterschiedliche Streurrate  $\tau^+$  und  $\tau^-$  der zum Transport beitragenden Ladungsträger in den Schichten, je nachdem ob ihre Spinrichtung parallel ( $\tau^+$ ) bzw. antiparallel ( $\tau^-$ ) zur Magnetisierungsrichtung in der ferromagnetischen Schicht ist. Dies ist in Abb. 5.13 gezeigt. Hier haben wir angenommen, dass die Streurrate  $1/\tau^-$  für eine antiparallele Ausrichtung der Elektronenspins zur Magnetisierungsrichtung und damit der spezifische Widerstand  $\rho^-$  groß ist. Andererseits soll die Streurrate  $1/\tau^+$  und damit der spezifische Widerstand  $\rho^+$  für eine parallel Ausrichtung von Elektronenspins und Magnetisierungsrichtung klein sein. Wir gelangen dann zu dem in Abb. 5.13 gezeigten Ersatzschaltbildern.

Für die parallele Magnetisierungsorientierung in der Vielfachschicht erhalten wir den Gesamtwiderstand zu

$$\rho_p = \left( \frac{1}{2\rho^+} + \frac{1}{2\rho^-} \right)^{-1} = \frac{2\rho^+\rho^-}{\rho^+ + \rho^-} . \quad (5.2.1)$$

Hierbei haben wir zur Vereinfachung angenommen, dass der Widerstand  $\rho$  in der nicht-magnetischen Zwischenschicht vernachlässigbar klein sein soll. Für die antiparallele Magnetisierungsorientierung in der Vielfachschicht ist der spezifische Widerstand im Spin- $\uparrow$  und Spin- $\downarrow$  Kanal jeweils  $\rho^+ + \rho^-$  und wir erhalten dann den Gesamtwiderstand zu

$$\rho_{ap} = \left( \frac{1}{\rho^+ + \rho^-} + \frac{1}{\rho^- + \rho^+} \right)^{-1} = \frac{\rho^+\rho^-}{2} . \quad (5.2.2)$$

Wir sehen, dass für die antiparallele Konfiguration der Widerstand höher ist. Definieren wir den GMR-Effekt als

$$\text{GMR} \equiv -\frac{\rho_p - \rho_{ap}}{\rho_p} = \frac{\rho_{ap} - \rho_p}{\rho_p} = \frac{\sigma_p}{\sigma_{ap}} - 1 , \quad (5.2.3)$$

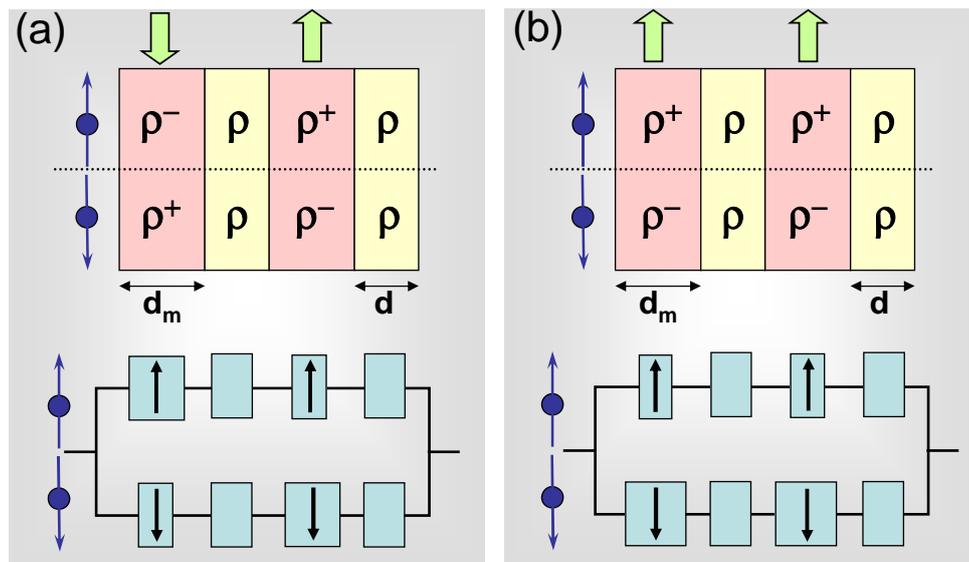


Abbildung 5.13: Magnetische Vielschichtstruktur für antiparallele (a) und parallele (b) Magnetisierungsorientierung und Ersatzschaltbilder für die resultierenden Widerstände der zwei Spinsorten. Die Größe des Widerstands ist durch die Fläche der Symbole angedeutet. Für die ferromagnetische Konfiguration führt die Reihenschaltung der geringen Widerstände des Majoritätskanals zu einem insgesamt kleineren Widerstand.

so erhalten wir einen positiven GMR-Effekt (aufgrund des negativen magnetoresistiven Effekts,  $\rho_p < \rho_{ap}$ ). Mit Hilfe von (5.2.1) und (5.2.2) ergibt sich in dieser einfachsten Betrachtung das Ergebnis

$$\text{GMR} = \frac{\rho_{ap} - \rho_p}{\rho_p} = \frac{(\rho^+ - \rho^-)^2}{4\rho^+\rho^-} . \quad (5.2.4)$$

Wir sehen also, dass wir immer dann einen großen magnetoresistiven Effekt erhalten, wenn die Streuraten und damit die spezifischen Widerstände stark davon abhängen, ob die Spinrichtung parallel oder antiparallel zur Magnetisierungsrichtung in den Schichten ist.

Um anschaulich zu verstehen, wie wir in Schichtstrukturen aus magnetischen und nicht-magnetischen Übergangsmetallen eine stark unterschiedliche Streuraten erhalten, je nachdem ob die Spinrichtung der zum Transport beitragenden Ladungsträger parallel oder antiparallel zur Magnetisierungsrichtung ist, betrachten wir Abb. 5.14. Wir haben bereits in Kapitel 2 gelernt, dass zum Transport in Übergangsmetallen hauptsächlich die 4s-Elektronen beitragen, da diese eine wesentlich geringere effektive Masse als die 3d-Elektronen besitzen. Wir haben weiter gelernt, dass für die Streuzeit allerdings die Dichte der 3d-Zustände am Fermi-Niveau maßgebend ist. Falls wir eine hohe 3d-Zustandsdichte haben, erhalten wir eine starke Streuung der 4s-Elektronen in die 3d-Zustände und dadurch eine hohe Streuraten und einen großen spezifischen Widerstand. Dies ist in Abb. 5.14 schematisch dargestellt. Da die 3d-Zustandsdichte in der ferromagnetischen Schicht durch die Austauschkopplung aufgespalten ist, erhalten wir für eine bestimmte Spinrichtung stark unterschiedliche Streuraten für entgegengesetzte Magnetisierungsrichtungen. Dies kann wiederum direkt in die in Abb. 5.13 gezeigten Ersatzschaltbilder übertragen werden.

Berücksichtigen wir den endlichen Widerstandsbeitrag  $\rho$  der nicht-magnetischen Schicht, so

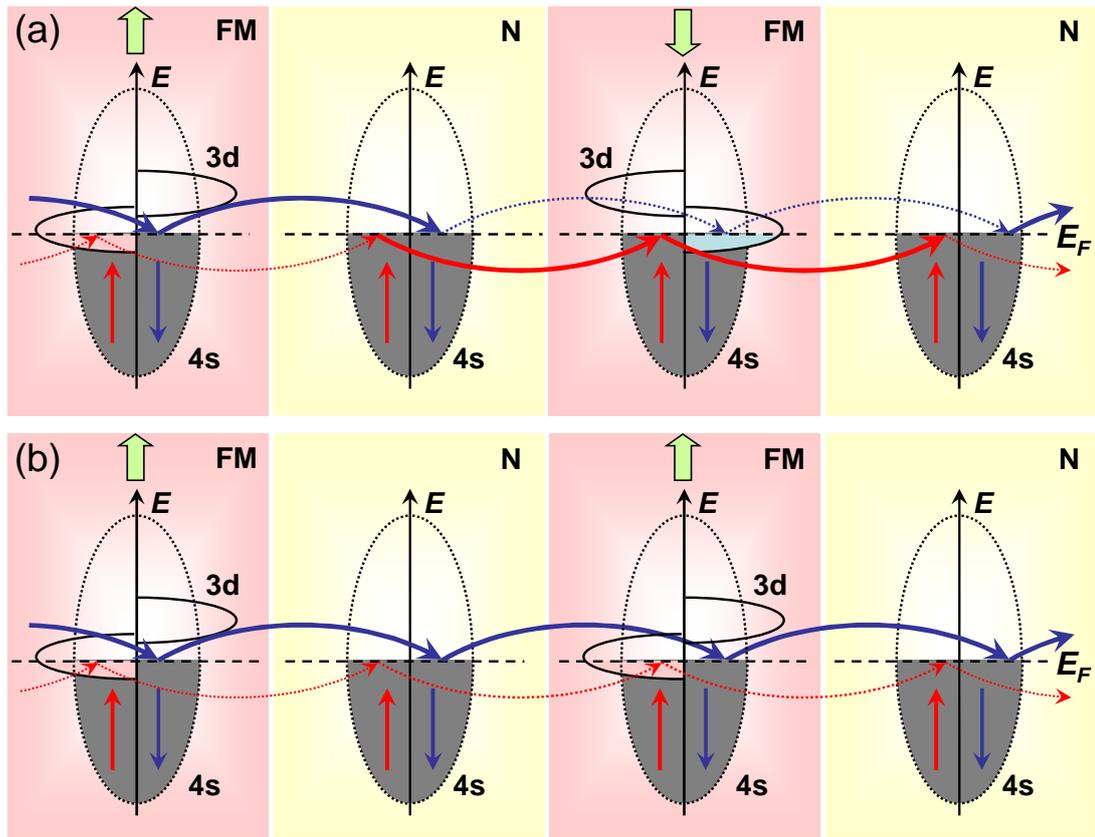


Abbildung 5.14: Einfache Modellvorstellung zum GMR-Effekt in Vielschichtstrukturen aus nicht-magnetischen und ferromagnetischen Übergangsmetallen: (a) antiparallele Magnetisierungsorientierung, (b) parallele Magnetisierungsorientierung. Falls eine hohe  $3d$ -Zustandsdichte am Fermi-Niveau vorhanden ist, resultiert eine hohe Streurrate der  $4s$ -Elektronen und dadurch ein kleiner Transportstrom im jeweiligen Spinkanal (dünne, gestrichelte Pfeile). Falls keine  $3d$ -Zustandsdichte am Fermi-Niveau vorhanden ist, resultiert eine kleine Streurrate und damit ein großer Transportstrom (dicke Pfeile).

erhalten wir

$$R_p = \frac{(1 + \gamma a)(1 + \gamma b)}{2 + \gamma a + \gamma b} \frac{2\rho d}{A} \quad (5.2.5)$$

und

$$R_{ap} = (2 + \gamma a + \gamma b) \frac{\rho d}{2A} \quad (5.2.6)$$

und schließlich für den GMR-Effekt den Ausdruck

$$\text{GMR} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{(a - b)^2}{4(a + \gamma)(b + \gamma)}. \quad (5.2.7)$$

Hierbei ist  $A$  die Querschnittsfläche,  $\gamma = d/d_M$ , wobei  $d_m$  die Schichtdicke der magnetischen und  $d$  diejenige der nicht-magnetischen Schichten ist. Die Größen  $a = \rho^+/\rho$  und  $b = \rho^-/\rho$  geben Widerstandsverhältnisse an, wobei  $\rho$  der spezifische Widerstand der nicht-magnetischen Schicht ist.

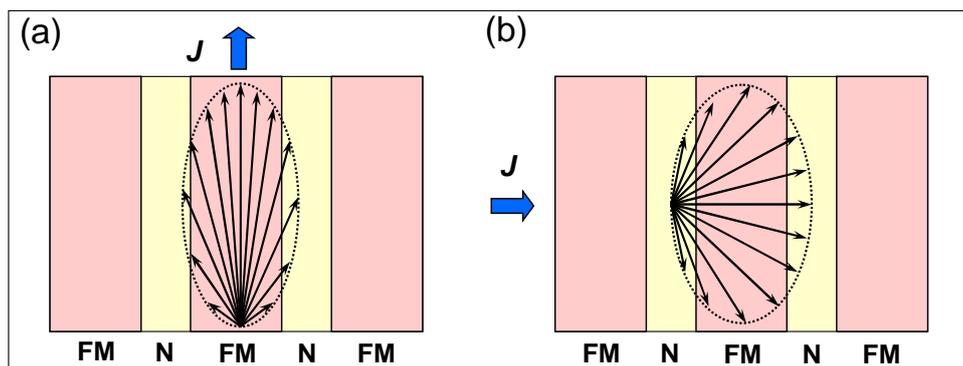


Abbildung 5.15: (a) Current perpendicular to plane (CPP) und (b) current in plane (CIP) Geometrie. Ebenso gezeigt ist eine mögliche Stromdichteverteilung im  $k$ -Raum für die beiden Geometrien.

Anhand von experimentellen Daten kann der Unterschied zwischen  $\rho^+$  und  $\rho^-$  abgeschätzt werden. Für ein  $[\text{Fe } 3 \text{ nm}/\text{Cr } 0.9 \text{ nm}]_{40}$  Übergitter wird bei magnetischer Sättigung eine Widerstandsabnahme auf 55% des Werts im Nullfeld beobachtet, was einem GMR-Effekt von 83% entspricht. Gehen wir davon aus, dass der Majoritätswiderstand  $\rho^+$  vergleichbar mit  $\rho$  ist, so muss  $\rho^-$  etwa 6.5 mal größer sein als  $\rho^+$ . Wir wollen in den nächsten Abschnitten diskutieren, was die physikalische Ursache für diesen Unterschied ist. Wir werden sehen, dass der Unterschied nicht nur auf Streuung, sondern partiell auch auf dem intrinsischen GMR beruht, nämlich mit einer geringeren Zustandsdichte der Minoritätsladungsträger und einer verringerten Gruppengeschwindigkeit durch Ausbildung stehender Wellen in der Vielfachschicht.

Wir haben bei unserer bisherigen Betrachtung angenommen, dass der Stromtransport senkrecht zur Schichtstruktur erfolgt. In den meisten Experimenten ist dies aber nicht der Fall. Der Strom fließt hier häufig parallel zur Schichtstruktur. Je nachdem, ob die Stromrichtung parallel oder senkrecht zur Lagenstruktur der magnetischen Vielfachschicht ist, unterscheiden wir zwischen der *CIP* (*current in plane*) und der *CPP* (*current perpendicular to plane*) Geometrie (siehe Abb. 5.15). Wir werden bei der Diskussion des GMR-Effektes nicht zwischen den beiden Geometrien unterscheiden, obwohl die Stromdichteverteilung in beiden Geometrien unterschiedlich ist und deshalb eine  $k$ -Raum-Mittelung zu unterschiedlichen Ergebnissen führt. Die im Folgenden gemachten allgemeinen Überlegungen gelten allerdings für beide Geometrien. Detailliertere Darstellungen können in der Literatur gefunden werden.<sup>28,29</sup>

### 5.2.2 Intrinsischer GMR

Wir diskutieren nun, wieso der elektrische Widerstand beim Übergang von einer antiparallelen zu einer parallelen Magnetisierungskonfiguration in magnetischen Mehrlagenstrukturen abnimmt. Dabei konzentrieren wir uns zunächst auf intrinsische Effekte, die in der speziellen Bandstruktur der Schichtsysteme begründet sind, d.h. in der Konzentration und der Geschwindigkeit der Elektronen an der Fermi-Kante. Wir werden in der jetzt folgenden Diskussion der Einfachheit halber die Energie- und Spinabhängigkeit der Streuraten außer Acht lassen.

In ferromagnetischen Materialien ist die Spinentartung der Elektronen aufgehoben. Wir unterscheiden zwei Spinzustände, nämlich die Majoritätselektronen  $\uparrow$  mit Spin parallel zur Magnetisierung und die Minoritätselektronen  $\downarrow$  mit Spin antiparallel zur Magnetisierung. In einem Zwei-Spinkanal-Modell nehmen wir an, dass sich die Leitfähigkeiten beider Ladungs-

<sup>28</sup>M.A.M. Gijs, G.E.W. Bauer, Adv. Phys. **46**, 285 (1997).

<sup>29</sup>Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance, U. Hartmann ed., Springer Verlag, Berlin (2000).

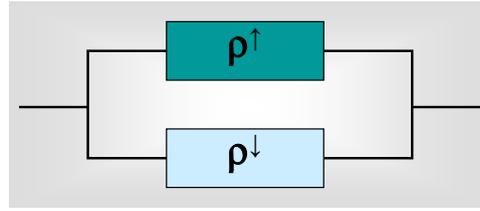


Abbildung 5.16: Zwei-Spinalkanal-Modell.

trägersorten addieren, was wir durch eine Parallelschaltung von zwei Widerständen modellieren können (siehe hierzu Abb. 5.16). Die Gesamtleitfähigkeit ergibt sich dann zu

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} . \quad (5.2.8)$$

Für die Berechnung der Leitfähigkeit können wir die Boltzmann-Transporttheorie verwenden. In der Relaxationszeit-Näherung (siehe Abschnitt 2.2.2) erhielten wir mit  $g(\mathbf{k}) = -e\tau(\frac{\partial f_0}{\partial E})\mathbf{v}(\mathbf{k})\mathbf{E}$  die Stromdichte

$$\mathbf{J} = \frac{2}{V} \int e\mathbf{v}(\mathbf{k})g(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k} = \frac{2e^2\tau}{V} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{k})(\mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{E}) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \quad (5.2.9)$$

und damit für die Leitfähigkeit<sup>30</sup>

$$\hat{\sigma} = \frac{2e^2\tau}{V} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{k})\mathbf{v}(\mathbf{k}) \delta(E(\mathbf{k}) - E_F) , \quad (5.2.10)$$

wobei wir  $\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)$  durch eine  $\delta$ -Funktion  $\delta(E - E_F)$  angenähert haben, was wegen  $k_B T \ll E_F$  eine gute Näherung darstellt. Aufgrund der Schichtstruktur unterscheiden sich natürlich die Komponenten des Leitfähigkeitstensors für die CIP und die CPP Geometrie. Wir können schreiben:

$$\hat{\sigma}_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\text{CIP}} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{\text{CIP}} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz}^{\text{CPP}} \end{pmatrix} \quad (5.2.11)$$

Nehmen wir der Einfachheit halber eine energie- und spinunabhängige Streurrate an, so erhalten wir mit der Definition (5.2.3) des GMR-Effekts

$$\text{GMR} = \frac{\sum_k \delta(E^\uparrow(k) - E_F) (v_{k_i}^\uparrow)^2 + \sum_k \delta(E^\downarrow(k) - E_F) (v_{k_i}^\downarrow)^2}{2 \sum_k \delta(E^{\text{ap}}(k) - E_F) (v_{k_i}^{\text{ap}})^2} - 1 . \quad (5.2.12)$$

<sup>30</sup>Dieser Ausdruck lässt sich in (2.2.19) überführen, wenn wir die Summe über alle  $\mathbf{k}$  durch ein Integral über die Energie ersetzen.

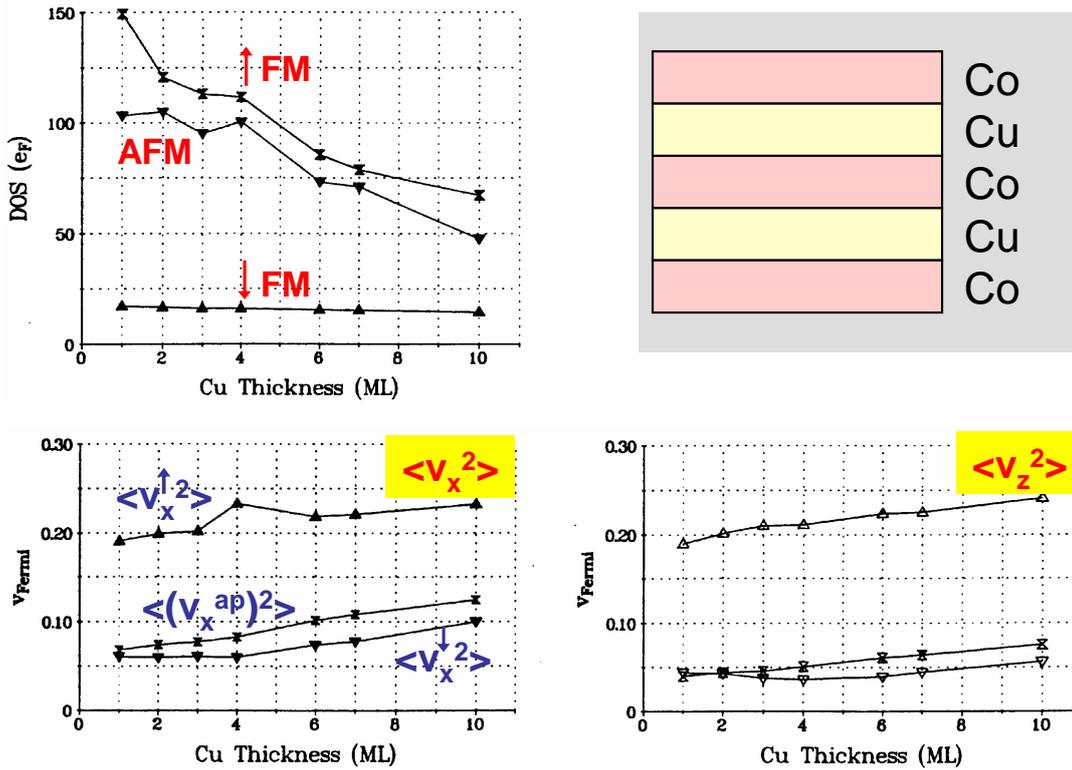


Abbildung 5.17: Berechnete Zustandsdichten (a) und berechnete mittlere Geschwindigkeitsquadrate (b) für Co/Cu-Vielfachschichten (nach I. Mertig, in *Magnetische Schichtsysteme*, Schriften des Forschungszentrums Jülich GmbH (1999)).

Hierbei sind  $v_{k_i}$  die kartesischen Komponenten der Fermi-Geschwindigkeit. Mit der Zustandsdichte  $N^\uparrow(E_F) = \sum_k \delta(E_k^\uparrow - E_F)$  und dem über die Fermi-Fläche gemittelten Quadrat der entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten  $\langle v_{k_i}^{\uparrow 2} \rangle$  und  $\langle v_{k_i}^{\downarrow 2} \rangle$  erhalten wir weiter

$$GMR = \frac{N^\uparrow(E_F) \langle v_{k_i}^{\uparrow 2} \rangle + N^\downarrow(E_F) \langle v_{k_i}^{\downarrow 2} \rangle}{2 N^{ap}(E_F) \langle v_{k_i}^{ap,2} \rangle} - 1 . \quad (5.2.13)$$

Wir sehen, dass der GMR-Effekt von der Zustandsdichte der Majoritäts- und Minoritätsladungsträger an der Fermi-Kante und deren mittleren Geschwindigkeiten abhängt. Außerdem hängt er von den Werten  $N^{ap}(E_F)$  und  $\langle v_{k_i}^{ap,2} \rangle$  im Zustand antiparalleler Kopplung ab, der hinsichtlich der Elektronenpolarisation entartet ist.

Die Zustandsdichten und Geschwindigkeiten müssen aus Bandstrukturrechnungen bestimmt werden, in die natürlich die Schichtstruktur der GMR-Vielfachschichten einfließen muss. Solche Rechnungen zeigen, dass zumindest beim System Co/Cu die Änderung der totalen Zustandsdichte keine Rolle spielt. Wie Abb. 5.17 zeigt, gilt  $N^\uparrow(E_F) + N^\downarrow(E_F) \simeq 2N^{ap}(E_F)$ . Der GMR-Effekt beruht dann hauptsächlich auf der Änderung der Geschwindigkeiten, die ebenfalls in Abb. 5.17 gezeigt sind. In der parallelen Magnetisierungskonfiguration wird der Strom von den schnellen Majoritätsladungsträgern getragen, da die Geschwindigkeit quadratisch eingeht und die Minoritätsladungsträger relativ langsam sind. Da in der antiparallelen Magnetisierungskonfiguration die Geschwindigkeit der Ladungsträger ebenfalls langsamer als die der Majoritätsladungsträger in der parallelen Magnetisierungskonfiguration, ist der Widerstand der antiparallelen Konfiguration insgesamt höher.

Dieses Ergebnis ist einfach zu verstehen, wenn wir die in Abb. 5.5 gezeigte Potenziallandschaft betrachten. Für die parallele Magnetisierungskonfiguration sind die Potenzialunterschiede für die  $\uparrow$ -Elektronen sehr klein, wogegen für die  $\downarrow$ -Elektronen große Potenzialunterschiede auftreten. Infolgedessen werden die  $\downarrow$ -Elektronen wesentlich stärker zurückgestreut als die  $\uparrow$ -Elektronen, wodurch das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der  $\downarrow$ -Elektronen wesentlich geringer ist. Die Leitfähigkeit wird dann im Wesentlichen durch die schnellen  $\uparrow$ -Elektronen bestimmt. Im Fall der antiparallelen Magnetisierungsorientierung sind beide Spinrichtungen entartet und für beide ist aufgrund des Wechsels von hohen und niedrigen Potenzialstufen das mittlere Geschwindigkeitsquadrat klein, was insgesamt in einem höheren Widerstand resultiert. Wir können also bereits in diesem einfachen Modell den Übergang von großem zu kleinem Widerstand beim Wechsel von antiparalleler zu paralleler Magnetisierung erklären.

Die Bewegung von Elektronen in periodischen Potenziallandschaften, wie sie in den GMR-Vielfachschichten vorhanden sind, führt auch zu einem so genannten Quantenconfinement. Falls die Potenzialunterschiede senkrecht zur Lagenstruktur nur klein sind, erwarten wir ausgedehnte Elektronenzustände ähnlich zu denen freier Elektronen in Metallen. Die Elektronen können sich dann senkrecht zur Lagenstruktur frei bewegen. Sind die Potenzialunterschiede dagegen groß, so kommt es zu gebundenen Zuständen (vergleiche Abschnitt 5.1.4). Die Elektronen sind dann in der magnetischen oder der nicht-magnetischen Schicht eingesperrt. Ein Charakteristikum der Eigenlösungen magnetischer Schichten sind Zustände, die eine hohe Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Rand der Schicht haben. Wir bezeichnen sie deshalb als Grenzflächenzustände. Diese Zustände sind für den im nächsten Abschnitt diskutierten extrinsischen GMR-Effekt wichtig.

Wir weisen abschließend darauf hin, dass wir bei der Beschreibung der Leitfähigkeit der GMR-Vielfachschichten eigentlich den Ausdruck (2.2.66) für dünne Schichten verwenden müssten. Für Schichtdicken  $d \gg \ell$  gilt für die Leitfähigkeit die Sondheimer-Näherung

$$\sigma(d) = \sigma_{\infty} \left( 1 - \frac{3 \ell_{\infty} (1-p)}{8 d} \right). \quad (5.2.14)$$

Hierbei sind  $\sigma_{\infty}$  und  $\ell_{\infty}$  die Leitfähigkeit und die mittlere freie Weglänge einer unendlich dicken Schicht. Der Parameter  $p$  gibt an, welcher Anteil der Streuung an den Grenzflächen zur Nachbarschicht spiegelnd erfolgt. Die Größe  $(1-p)$  gibt somit an, welcher Anteil nicht-spiegelnd gestreut wird. Dieser Anteil kommt sowohl durch Transmission durch die Grenzfläche als auch durch diffuse Streuung zustande. Hierbei kann die Transmissionswahrscheinlichkeit stark spinabhängig sein, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden.

### 5.2.3 Extrinsischer GMR

Wie bereits in Abschnitt 2.2.5 erläutert wurde, führt jede Störung der Translationsinvarianz in einem Festkörper zu Streuprozessen für die Elektronenwellen. Wir betrachten jetzt die Streuung der Majoritäts- und Minoritätsladungsträger in einer magnetischen Vielfachschicht. Dazu gehen wir wieder von einem Zweikanal-Modell aus, das sinnvoll ist, da die Spinflip-Streuung üblicherweise klein gegenüber der spinerhaltenden Streuung ist. Wir werden sehen, dass die Streuprozesse den intrinsischen GMR-Effekt verstärken, aber partiell auch kompensieren können.

In der Regel werden die Majoritätsladungsträger aus zwei Gründen weniger stark gestreut als

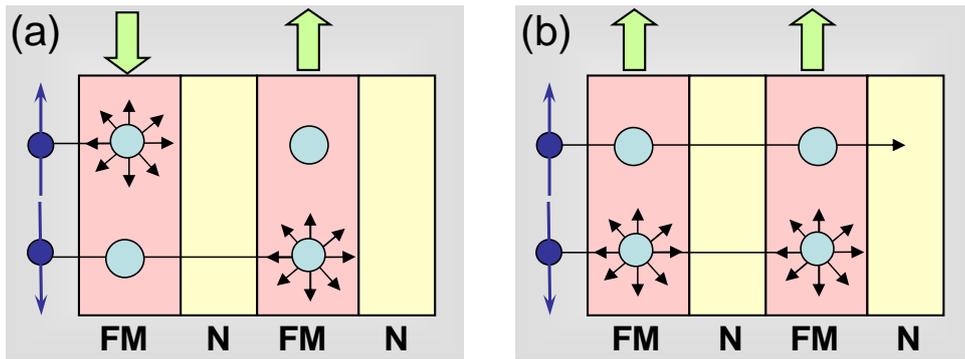


Abbildung 5.18: Spinabhängige Streuung in einer magnetischen Vielschichtstruktur für antiparallele (a) und parallele (b) Magnetisierungsorientierung.

die Minoritätsladungsträger:<sup>31</sup> (i) die möglichen Endzustände sind bei spin-erhaltender Streuung bereits weitgehend besetzt und (ii) die Spinflip-Streuung ist ohnehin gering (vergleiche Abschnitt 2.3). Die Minoritätsladungsträger sehen dagegen bei allen Streuprozessen eine hohe Dichte freier Endzustände. Zusätzlich ist die Wahrscheinlichkeit für Spinflip-Streuung erhöht (vergleiche Abschnitt 2.3). Damit erhalten wir das in Abb. 5.18 gezeigte Verhalten.<sup>32</sup> In der parallelen Magnetisierungskonfiguration wird die Gesamtleitfähigkeit  $\sigma^p = \sigma^{p\uparrow} + \sigma^{p\downarrow}$  von den Majoritätsladungsträgern dominiert, es gilt  $\sigma^{p\uparrow} > \sigma^{p\downarrow}$ . In der antiparallelen Konfiguration ist die Leitfähigkeit der beiden Kanäle gleich,  $\sigma^{ap\uparrow} = \sigma^{ap\downarrow} = \sigma^{ap}$  und es gilt  $\sigma^{p\downarrow} < \sigma^{ap} < \sigma^{p\uparrow}$  (vergleiche hierzu auch Abb. 5.14). Die Gesamtleitfähigkeit  $\sigma^{ap}$  kann also geringer sein als  $\sigma^p$ , wodurch der extrinsische GMR-Effekt verursacht wird. Der GMR-Effekt in magnetischen Schichtsystemen beruht somit insgesamt auf einem Wechselspiel zwischen intrinsischen und extrinsischen Eigenschaften. Der intrinsische Effekt kann dabei durch die spinabhängige Streuung verstärkt, abgeschwächt oder invertiert werden.

Phänomenologisch können wir die spinabhängige Streuung dadurch berücksichtigen, dass wir zum Coulomb-Potenzial ein spinabhängiges Streupotenzial hinzuaddieren und dadurch ein spinabhängiges Gesamtstreupotenzial

$$V_s = V_{\text{Coulomb}} - J \mathbf{s} \cdot \mathbf{S} \cos \theta \quad (5.2.15)$$

erhalten. Hierbei ist  $J$  die Austauschkopplung und  $\theta$  der Winkel zwischen der Richtung des Elektronenspins  $\mathbf{s}$  und der Richtung des lokalen Spins  $\mathbf{S}$ , den wir parallel zur Magnetisierungsrichtung annehmen. Wir sehen, dass die Austauschkopplung das Coulomb-Potenzial, je nach Vorzeichen von  $J$  und Wert des Winkels  $\theta$ , verstärken oder schwächen kann. Insgesamt erhalten wir damit die in Abb. 5.18 gezeigte Situation.

<sup>31</sup>Die Bezeichnung Majoritäts- und Minoritätsladungsträger bezieht sich hierbei ausdrücklich auf die Besetzung dieser Zustände in den magnetischen Schichten. In der Zwischenschicht sind beide Polarisationen gleichberechtigt hinsichtlich Anzahl und Streuraten.

<sup>32</sup>Es wird hier nur der Fall des Ladungstransports senkrecht zu den Schichten gezeigt (CPP: Current Perpendicular to Plane). Allerdings bewegen sich auch bei einem Stromfluss parallel zu den Schichten (CIP: Current in Plane) die Ladungsträger immer auch senkrecht zu den Schichten. Dies folgt nicht zuletzt aus der endlichen  $k_x$ -Komponente aufgrund der oben diskutierten Quantisierungsbedingung. Ein Unterschied zwischen CPP- und CIP-Konfiguration besteht allerdings aufgrund eines nicht-sphärischen Fermi-Körpers. Dadurch können die Geschwindigkeiten  $v_k = 1/\hbar(\partial E_k/\partial k)$  parallel und senkrecht zur Schicht unterschiedlich sein. Für Co ist z.B.  $\sigma^{\text{CIP}} > \sigma^{\text{CPP}}$  und man erhält einen größeren GMR-Effekt in der CPP-Konfiguration.

**Vertiefungsthema:**  
**Positionsabhängige Streuung**

Eine immer noch kontrovers diskutierte Fragestellung ist, ob die spinabhängige Streuung hauptsächlich an den Grenzflächen oder im Innern der magnetischen Schichten stattfindet. Nehmen wir an, dass der Streuquerschnitt stark von der Position  $\mathbf{R}_i$  des Streuers in der Vielfachschicht abhängt, so wird die Übergangswahrscheinlichkeit aus (2.3.9) eine Funktion der Defektposition

$$P_{kk'}^{\sigma\sigma}(\mathbf{R}_i) = \frac{2\pi}{\hbar} n_d N |T_{kk'}^{\sigma\sigma}(\mathbf{R}_i)|^2 \delta(E_k^\sigma - E_{k'}^\sigma) . \quad (5.2.16)$$

Hierbei symbolisiert  $\sigma$  die möglichen Spinzustände  $\uparrow$  und  $\downarrow$ . Nehmen wir an, dass das Streupotential durch eine  $\delta$ -Funktion  $\Delta V^\sigma(\mathbf{R}_i) = t^\sigma \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_i)$  angenähert werden kann, so ergibt sich für die Streurrate in Born'scher Näherung

$$\frac{1}{\tau_k^\sigma(\mathbf{R}_i)} = 2\pi n_d |\psi_k^\sigma(\mathbf{R}_i)|^2 n^\sigma(\mathbf{R}_i, E_F) (t^\sigma)^2 . \quad (5.2.17)$$

Hierbei ist  $n^\sigma(\mathbf{R}_i, E_F)$  die lokale Zustandsdichte am Impurity-Platz bei der Fermi-Energie und  $\beta' = t^\downarrow/t^\uparrow$  ist die Spinanisotropie der Streustärke. Man sieht, dass die Streurrate proportional zur lokalen Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $|\psi_k^\sigma(\mathbf{R}_i)|^2$  der Ladungsträger am Ort des Streuzentrums und der lokalen Zustandsdichte  $n^\sigma(\mathbf{R}_i, E_F)$  ist.

Nehmen wir spinabhängige, isotrope Streuung an, so können wir für die Leitfähigkeit den Ausdruck

$$\hat{\sigma} = \frac{e^2}{V} \sum_{\sigma} \sum_{\mathbf{k}} \tau^\sigma \mathbf{v}^\sigma(\mathbf{k}) \mathbf{v}^\sigma(\mathbf{k}) \delta(E^\sigma(\mathbf{k}) - E_F) \quad (5.2.18)$$

verwenden, wobei wir jetzt über die beiden Spinorientierungen summieren müssen. Unter Verwendung dieses Ausdrucks für die Leitfähigkeit kann man zeigen, dass der GMR-Effekt stark von der Position der Streuer abhängt. Insbesondere kann der GMR-Effekt durch Streuer in der magnetischen Schicht erhöht werden. Besonders effektiv sind dabei Streuer an der Grenzfläche. Dies liegt daran, dass die inverse Relaxationszeit proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Defektplatz ist. Besonders große Aufenthaltswahrscheinlichkeiten werden an den Grenzflächen (Grenzflächenzustände) erzielt. Deshalb sind Streuer an der Grenzfläche besonders effektiv.

**Vertiefungsthema:**  
**Inverser GMR-Effekt**

Es gibt Streuer, für die die Spinanisotropie  $\beta = \tau^\uparrow/\tau^\downarrow$  größer oder kleiner als 1 sein kann, d.h. für die die Streurrate der Majoritätsladungsträger größer oder kleiner als diejenige der Minoritätsladungsträger ist. Wenn wir nun in benachbarte magnetische Schichten Streuer mit  $\beta < 1$  und  $\beta > 1$  einbringen, so können wir den GMR-Effekt invertieren. Wir beobachten in diesem Fall für die antiparallele Magnetisierungskonfiguration einen kleineren Widerstand als in der parallelen Konfiguration.

Die Ursache für die Invertierung kann einfach aus Abb. 5.19 entnommen werden. In der antiparallelen Konfiguration erhalten wir  $\sigma^{\text{ap}\uparrow} < \sigma^{\text{ap}\downarrow}$ , da es jetzt hier einen schnellen und einen

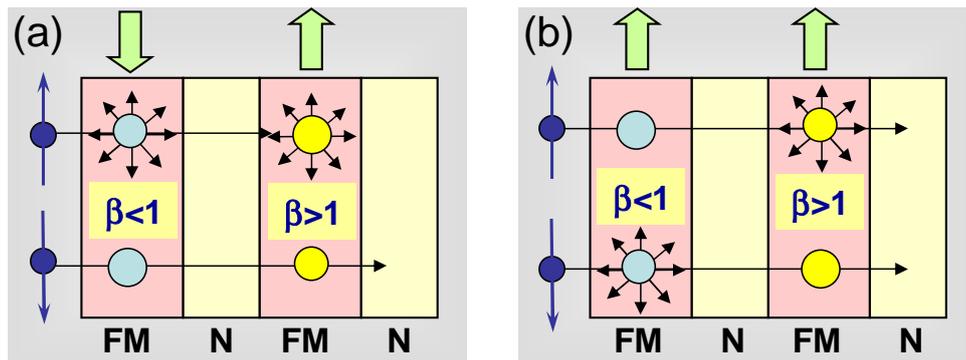


Abbildung 5.19: Spinabhängige Streuung in einer magnetischen Vielschichtstruktur für antiparallele (a) und parallele (b) Magnetisierungsorientierung. Im Gegensatz zu Abb. 5.18 wechselt jetzt die Spinaisotropie von  $\beta > 1$  zu  $\beta < 1$  zwischen benachbarten magnetischen Schichten.

langsamen Kanal gibt. In der parallelen Magnetisierungskonfiguration ist dagegen  $\sigma^{P\uparrow} \simeq \sigma^{P\downarrow}$ . Außerdem gilt  $\sigma^{ap\uparrow} < \sigma^{P\uparrow}, \sigma^{P\downarrow} < \sigma^{ap\downarrow}$ . Durch dieses Verhältnis der Leitfähigkeiten erhalten wir insgesamt für die antiparallele Konfiguration den kleinsten Widerstand, da hier der schnelle Kanal dominiert.

### Vertiefungsthema:

#### Positiver GMR in nicht-magnetischen Schichtsystemen

Vor wenigen Jahren wurde ein positiver GMR-Effekt (siehe Abb. 5.20) in einer  $20\text{\AA}$  Cr/ $60\text{\AA}$  Ag/ $20\text{\AA}$  Cr-Dreifachschicht auf einem MgO-Substrat entdeckt.<sup>33</sup> Es wurde eine feldinduzierte Widerstandszunahme von bis zu 125% (Verdopplung des Nullfeld-Widerstands) in Magnetfeldern von 8 T bei niedrigen Temperaturen (4.2 K) beobachtet. Dieser Effekt ist bis heute noch nicht verstanden. Wichtig ist, dass beide Materialkomponenten, Cr und Ag, unmagnetisch sind und weder in reinen Cr- noch in reinen Ag-Filmen eine derartig starke Widerstandszunahme beobachtet werden kann.

Magnetowiderstandsmessungen bei unterschiedlichen Temperaturen zeigten, dass die Kohler-Skalierung  $\Delta\rho/\rho_0 = F(B/\rho_0)$  nicht erfüllt ist. Ferner stimmt auch die Amplitude des Effekts nicht mit den in den vorherigen Abschnitten gemachten Überlegungen zum transversalen Magnetwiderstand überein. Die Widerstandszunahmen sollten danach maximal etwa 20% betragen. Verträglich mit der Kohler-Regel ist jedoch die Beobachtung, dass nur sehr reine Filme mit hohem Restwiderstandsverhältnis<sup>34</sup>, d.h. mit großer mittlerer freier Weglänge, einen hohen positiven GMR-Effekt zeigen.

<sup>33</sup>G. Verbanck et al., Appl. Phys. Lett. 70, 1477 (1997).

<sup>34</sup>Das Restwiderstandsverhältnis (RRR=Residual Resistance Ratio) ist als  $RRR = \rho(300\text{ K})/\rho(4.2\text{ K})$  definiert.

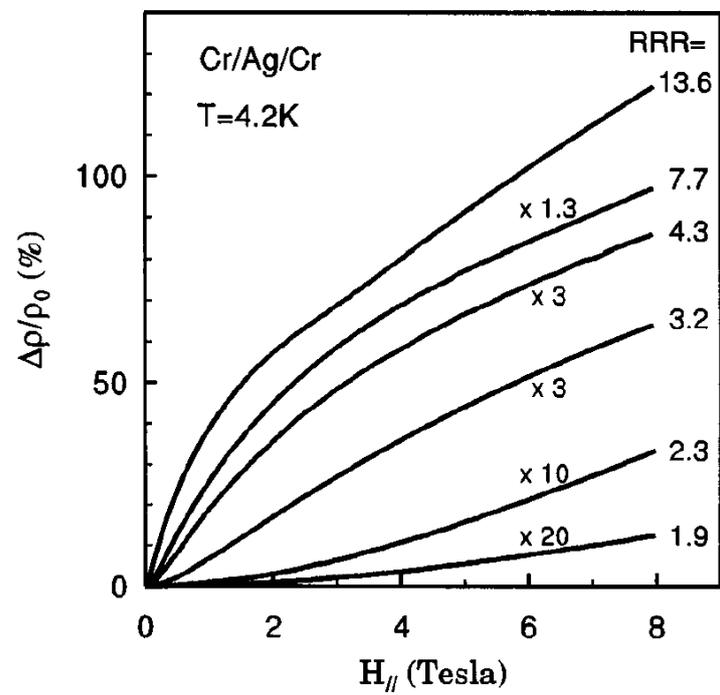


Abbildung 5.20: Positiver GMR-Effekt in 20Å Cr/60Å Ag/20Å Cr-Dreifachschichten mit unterschiedlichem Restwiderstandsverhältnis ( $RRR = \rho(300\text{ K})/\rho(4.2\text{ K})$ ) auf einem MgO-Substrat bei 4.2 K (aus G. Verbanck et al., Appl. Phys. Lett. 70, 1477 (1997)).

### 5.3 Skalenverhalten des GMR

Im Allgemeinen beobachtet man, dass die Widerstandsänderung in GMR-Vielschichtstrukturen quadratisch mit der Magnetisierung skaliert, d.h.

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(0)} = \frac{\rho(0) - \rho(H)}{\rho(0)} = C \left( \frac{M(H)}{M_s} \right)^2. \quad (5.3.1)$$

Hierbei ist  $C$  eine Konstante, die die Größe des GMR charakterisiert und  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung.

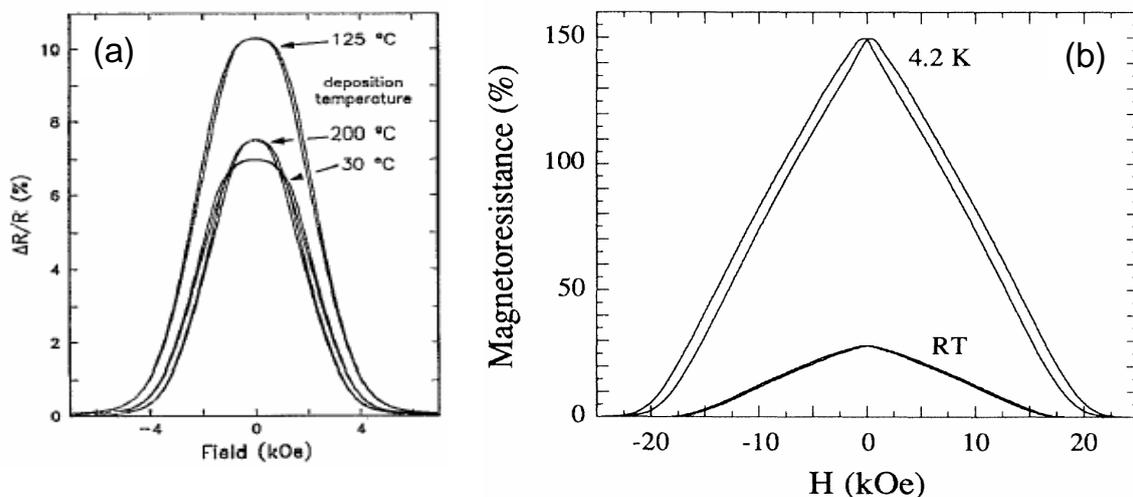


Abbildung 5.21:  $\Delta\rho/\rho(H) = -\{\rho(H_s) - \rho(H)\}/\rho(H_s)$  für ein (a)  $\{\text{Fe}(2\text{nm})/\text{Cr}(1.15\text{nm})\}_{30}$ -Übergitter (aus S. Parkin et al., Appl. Phys. Lett. **62**, 1842 (1993)) und ein (b)  $\{\text{Fe}(1.4\text{nm})/\text{Cr}(0.8\text{nm})\}_{50}$ -Übergitter (aus E. Fullerton et al., Phys. Rev. **B 48**, 15755 (1993)). Aufgrund von herstellungsbedingten Schwankungen werden unterschiedliche Verläufe für die  $H$ -Abhängigkeit beobachtet.

Da bei einer rein antiferromagnetischen Kopplung in der Vielschicht die Magnetisierung  $M(H)$  bis zur Sättigungsmagnetisierung etwa linear mit dem angelegten Magnetfeld ansteigt, erwarten wir im Bereich kleiner Felder einen parabolischen Widerstandsverlauf

$$\rho(H) = \rho(0) - C' \left( \frac{H}{M_{\text{sat}}} \right)^2. \quad (5.3.2)$$

In der Praxis besitzen allerdings die einzelnen Lagen einer Vielschicht eine herstellungsbedingte Streuung ihrer magnetischen Eigenschaften, insbesondere der Sättigungsmagnetfeldstärke. Durch Mittelung über viele Einzelschichten mit unterschiedlichen Werten von  $H_s$  ergibt sich dann eine  $\rho(H)$ -Abhängigkeit, die meist einer Glockenkurve ähnlich sieht (siehe Abb. 5.21a). Bei gleichzeitiger Anwesenheit von antiferromagnetischer und  $90^\circ$ -Kopplung beobachtet man annähernd dreiecksförmige  $\rho(H)$ -Verläufe (siehe Abb. 5.21b).

### 5.3.1 Anwendungsaspekte

Nachdem der AMR bereits industriell für Sensoren genutzt wurde, war nach der Entdeckung des GMR schnell klar, dass dieser Effekt aufgrund der größeren Empfindlichkeit und der höheren erzielbaren Signalamplituden ein breites Anwendungspotenzial besitzt. Insbesondere eröffneten sich neue Anwendungsgebiete in der Sensorik sowie der Informations- und Speichertechnologie.<sup>35</sup>

Für die meisten Anwendungen magnetoresistiver Materialsysteme sind die Kenngrößen

- *Sättigungsfeldstärke*  $H_s$ ,
- *Effektamplitude*  $A = \Delta\rho/\rho(H_s)$ ,
- *Empfindlichkeit*  $S = A/H_s$  und
- *Hysterese-Effekte*

entscheidend. Ein Problem der zuerst entdeckten Vielschichtsysteme Fe/Cr und Co/Cu waren deren große Sättigungsfeldstärken von oft mehr als 1 T, die trotz der großen Effektamplitude  $A$  zu kleinen Empfindlichkeiten  $S$  geführt haben. Deshalb konzentrierten sich die anwendungsbezogenen Forschungsarbeiten stark auf die Reduktion der Sättigungsfeldstärke bei gleichzeitiger Beibehaltung der großen Effektamplitude. Einen Weg zu höheren Empfindlichkeiten schien der oszillatorische Charakter der Zwischenschichtkopplung zu bieten. Die Energiedichte der Kopplung lässt sich wie eine effektive Heisenberg-Wechselwirkung als

$$E_{\text{ex}} = -J \mathbf{M}_a \cdot \mathbf{M}_b \quad (5.3.1)$$

schreiben, wobei  $\mathbf{M}_a$  und  $\mathbf{M}_b$  die Magnetisierungen benachbarter ferromagnetischer Lagen sind und die Kopplungskonstante  $J$  als Funktion der Dicke der nicht-magnetischen Schicht periodisch zwischen ferromagnetisch ( $J > 0$ ) und antiferromagnetisch ( $J < 0$ ) oszilliert. Wählt man nun die Dicke der nicht-magnetischen Schicht gerade so, dass sie nahe beim Nulldurchgang von  $J$  liegt, so sollte  $E_{\text{ex}}$  klein und damit das Sättigungsfeld  $H_s$  niedrig sein. Der GMR-Effekt ( $\Delta\rho/\rho$ ) sollte dagegen unverändert groß sein, solange nur im Nullfeld eine antiparallele Magnetisierungskonfiguration vorhanden ist. In den Experimenten stellte sich aber eine deutliche Abnahme von  $\Delta\rho/\rho$  mit kleiner werdendem  $J$  heraus. Dies kann mit Dickenfluktuationen der Zwischenschicht erklärt werden, welche in der Praxis unvermeidlich sind. Infolge der Dickenschwankungen koexistieren antiferromagnetisch mit ferromagnetisch gekoppelten Bereichen und  $\Delta\rho/\rho$  wird mit abnehmendem Anteil antiferromagnetisch gekoppelter Bereiche abnehmen. Insgesamt hat man festgestellt, dass antiferromagnetisch gekoppelte Schichtsysteme für empfindliche GMR-Sensoren ungeeignet sind oder einen hohen Herstellungsaufwand erfordern.

Für Sensoranwendungen müssen also Schichtsysteme mit hohem GMR-Effekt aber kleiner Sättigungsfeldstärke entwickelt werden. Ein Beispiel für eine derartige Entwicklung stellen im Prinzip die Spin-Valve-Systeme dar (siehe Abb. 5.22), deren prinzipielle Funktionsweise bereits in Abschnitt 2.1.4 diskutiert wurde. In diesen Systemen wird auf eine antiferromagnetische Kopplung der magnetischen Schichten verzichtet. Dies erlaubt die Benutzung einer dickeren nicht-magnetischen Zwischenschicht, was eine herstellungstechnische Vereinfachung

<sup>35</sup>siehe z.B. S. Mengel in *Technologiefrüherkennung, Technologieanalyse Magnetismus*, Bd. 2, "XMR-Technologien", VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien (1997).

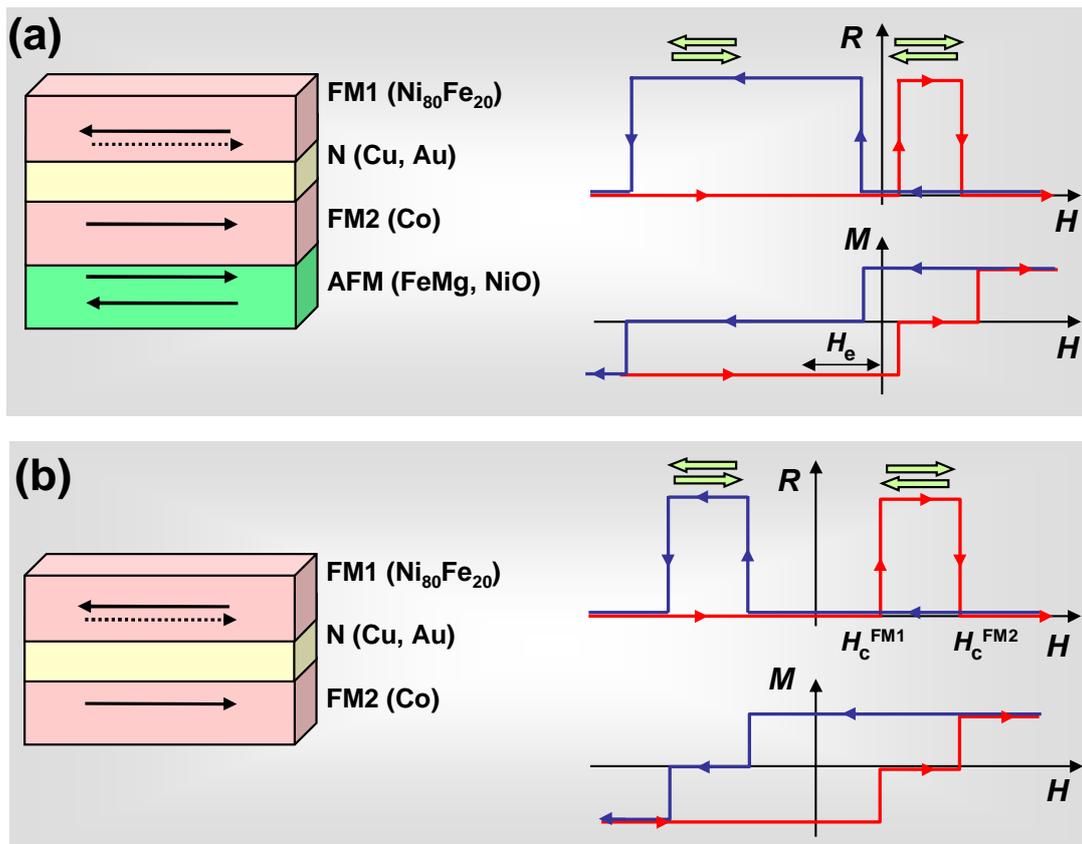


Abbildung 5.22: Prinzipieller Aufbau eines Spin-Valve Systems (a) mit antiferromagnetischer Pinningsschicht und resultierende  $R(H)$ -Kurve. Zum Vergleich ist in (b) eine Spin-Valve Struktur ohne AFM-Pinningschicht gezeigt, bei der eine antiparallele Magnetisierungsausrichtung nur aufgrund unterschiedlicher Koerzitivfeldstärken erreicht werden kann. Die  $R(H)$ -Kurve der Struktur mit Pinningsschicht ist gegenüber derjenigen ohne um das Austauschfeld  $H_e$  auf der Feldachse verschoben.

darstellt. Die 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 zwei ferromagnetische Schichten mit unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke (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) oder man muss die Magnetisierungsrichtung einer ferromagnetischen Schicht durch die Ankopplung an eine antiferromagnetische Schicht festhalten (engl.: pinning). Diese Pinning kann man sich folgendermaßen erklären (eine ausführliche Diskussion folgt in Kapitel 6): An der Oberfläche des Antiferromagneten herrscht im wesentlichen eine Magnetisierungsrichtung vor. Bringt man auf diese antiferromagnetische Schicht die ferromagnetische Schicht auf, so wird die Magnetisierungsrichtung dieser Schicht parallel zu der Oberflächenmagnetisierung des Antiferromagneten festgehalten. Um die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht zu drehen, muss man jetzt ein höheres Feld anlegen, das wesentlich größer ist als die Koerzitivfeldstärke des ferromagnetischen Materials. Da die zweite ferromagnetische Schicht aufgrund der dicken nicht-magnetischen Schicht von der ersten ferromagnetischen Schicht völlig entkoppelt ist, verschiebt sich die  $R(H)$ -Abhängigkeit gerade um das so genannte Austauschfeld  $H_e$  (engl.: exchange field, siehe Abb. 5.22). Auf diese Weise erhält man die in Abb. 5.22 gezeigte Kennlinie, deren steilster Teil um das Nullfeld liegt. In diesem Teil erzielt man heute Steigungen von mehr als 3% pro Oersted, was eine sehr empfindliche Detektion von Magnetfeldern

erlaubt. Derartige Spin-Valve Strukturen werden heute in Leseköpfen für hochdichte Festplattenlaufwerke eingesetzt. Sie werden ausführlich in Kapitel 6 diskutiert.

In manchen Anwendungen ist die Hysterese der  $R(H)$ -Kennlinien von Nachteil. Insbesondere bei Sensoranwendungen führen Hysterese-Effekte zu einem Sensorsignal, das von der magnetischen Vorgeschichte abhängt, was auf keinen Fall wünschenswert ist. Um diesen Nachteil zu vermeiden, hat man sich auf granulare Systeme und diskontinuierliche Mehrlagen konzentriert. Allerdings konnten mit solchen Systemen noch nicht die für Anwendungen erforderlichen Parameter erreicht werden. Erfolgreicher verliefen Experimente an antiferromagnetisch gekoppelten Mehrlagenschichten, in denen gezielt die verwendeten Materialien variiert wurden, um die oben beschriebenen Nachteile dieser Systeme zu vermeiden. Heute erreicht man z.B. in auf 4 Zoll-Wafern hergestellten  $[Ni_{81}Fe_{19}/Cu]_N$  Übergittern reproduzierbar Widerstandsänderungen von etwa 20% bei moderaten Sättigungsfeldstärken. Die Empfindlichkeiten erreichen Werte von  $S \simeq 0.3\%$  pro Oersted und damit fast die Werte von Spin-Valve Systemen. Die Vorteile der antiferromagnetisch gekoppelten Mehrfachschichten sind dabei die hohe Linearität und die Hysteresefreiheit der  $R(H)$ -Kurven.

### Methoden zur Vergrößerung des GMR Effekts

In Mehrlagenstrukturen werden üblicherweise größere GMR Effekte erzielt als in dreilagigen Strukturen. Dies kann auf der Basis der spinabhängigen Streuung verstanden werden, da in den Mehrlagenstrukturen die Elektronen viele Grenzflächen passieren müssen anstelle von nur zwei in den dreilagigen Strukturen. Daraus kann man folgern, dass man den GMR Effekt in dreilagigen Strukturen erhöhen kann, wenn man die Elektronen an den äußeren Grenzflächen des Trilagensystem spiegelnd streuen kann, so dass sie die Grenzflächen mehrmals passieren müssen. Dies ist in der Tat durch einen Oxidationsprozess gelungen, der zu glatteren Oberflächen führt.<sup>36</sup> Bei der Oxidation werden scharfe Oberflächenstrukturen durch präferentielle Oxidation eingeebnet. Dadurch wurden Rekordwerte von 19% für den GMR erzielt.

Da der GMR Effekt in Strukturen mit Co – und wahrscheinlich auch Co reichen Legierungen – hauptsächlich durch Streuung an den Grenzflächen bestimmt wird, sollte eine weitere Erhöhung des Effekts durch gezielte Verunreinigung der Grenzflächen erreicht werden können. Zwar konnte für extrem dünne Co oder CoFe Schichten auf  $Ni_{80}Fe_{20}/Cu$ -Grenzflächen eine Erhöhung des GMR beobachtet werden, wodurch gezeigt wurde, dass man es in der Tat mit einem Grenzflächeneffekt zu tun hat. Es konnten aber ansonsten mit gezielten Grenzflächenverunreinigungen nur geringe Effekte erzielt werden. Inwieweit Grenzflächenverunreinigungen zu einer entscheidenden Erhöhung des GMR beitragen können, ist zur Zeit noch offen.

<sup>36</sup>W. F. Egelhoff et al., J. Appl. Phys. **82**, 6142 (1997)



## **Teil III**

# **Spininjektion und Spintransport**



## **Teil IV**

# **Materialien für die Spinelektronik**



**Teil V**

**Anwendungen**





## **Teil VI**

# **Quanten-Spinelektronik**



**Teil VII**

**Appendix**

